

# UNIVERSITE DE LIMOGES

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information

**XLIM : Equipe « Composants Circuits Signaux et Systèmes Haute Fréquence »**

Année : 2012

Thèse: N° 42-2012

## Thèse

Pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

**Discipline : « Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique »**

Présentée et soutenue par :

**Khaled ABDEL HADI**

Le 19 Novembre 2012

**Simulation physique du bruit basse fréquence  
stationnaire, dans les composants semi-conducteurs**

Thèse dirigée par Jean-Christophe NALLATAMBY et Juan OBREGON

### Jury :

|                                   |   |                   |
|-----------------------------------|---|-------------------|
| <b>Raymond QUERE</b>              | <b>Professeur, Université de Limoges</b>            | <b>Président</b>  |
| <b>Laurent ESCOTTE</b>            | <b>Professeur, Université de Toulouse</b>           | <b>Rapporteur</b> |
| <b>Thomas ZIMMER</b>              | <b>Professeur, Université de Bordeaux</b>           | <b>Rapporteur</b> |
| <b>Dominique CROS</b>             | <b>Professeur, Université de Limoges</b>            | <b>Examineur</b>  |
| <b>Didier FLORIOT</b>             | <b>Ingénieur, United Monolithic Semiconductors</b>  | <b>Examineur</b>  |
| <b>Jean-Claude JACQUET</b>        | <b>Ingénieur, Thales III-V lab</b>                  | <b>Examineur</b>  |
| <b>Juan OBREGON</b>               | <b>Professeur Emérite, Université de Limoges</b>    | <b>Examineur</b>  |
| <b>Michel PRIGENT</b>             | <b>Professeur, Université de Limoges</b>            | <b>Examineur</b>  |
| <b>Jean-Christophe NALLATAMBY</b> | <b>Maitre de Conférences, Université de Limoges</b> | <b>Invité</b>     |



*A mes parents et à ceux qui me sont chers*



## **Remerciements**

*Ce travail est réalisé dans le cadre du programme ANR blanc CYCLOMOD soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche. Il a été réalisé à l'institut de recherche XLIM de l'Université de Limoges au sein du département Composants Circuits Signaux et Systèmes Hautes Fréquences du site de Brive. Il est le fruit d'une collaboration entre XLIM, III-V lab et UMS. Je remercie Monsieur Dominique Cros de m'avoir accueilli au sein du laboratoire XLIM afin de réaliser mes travaux de recherche et d'avoir accepté d'examiner ce mémoire. Je tiens à remercier Monsieur Raymond Quéré, Professeur à l'Université de Limoges, pour la confiance qu'il m'a témoigné en acceptant de m'accueillir dans le département qu'il dirige. Je le remercie aussi d'avoir pris connaissance de ce travail et d'en être le président du jury.*

*J'adresse mes remerciements à Monsieur Laurent Escotte, Professeur à l'Université de Toulouse et Monsieur Thomas Zimmer, Professeur à l'Université de Bordeaux, d'avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs.*

*Mes respectueux remerciements vont aux Messieurs Juan Obregon et Jean-Christophe Nallatamby pour m'avoir encadré durant ces années de thèse. Leur disponibilité, leurs conseils, leurs expériences ainsi que leurs précieuses discussions ont été des soutiens nécessaires pour accomplir ces travaux.*

*Je remercie Monsieur Michel Prigent, Professeur à l'Université de Limoges, qui m'a apporté ses conseils et son soutien pour mener à bien ce travail. Je remercie également Monsieur Jean-Claude Jacquet, Ingénieur à III-V lab, de m'avoir fait bénéficier de ses précieuses discussions aux moments opportuns. Je remercie également Monsieur Didier Floriot, Ingénieur à UMS, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire.*

*Mes remerciements vont également à Mademoiselle Helene Breuzard, Secrétaire de l'équipe C<sup>2</sup>S<sup>2</sup> à Brive, pour sa disponibilité et sa gentillesse. J'associe à ces remerciements Madame Marie-Claude Lerouge Secrétaire de l'équipe C<sup>2</sup>S<sup>2</sup> à Limoges, ainsi que Madame Cecile Carde adjoint administratif à la DRH de l'Université de Limoges pour leur efficacité dans toutes les démarches administratives réalisées à Limoges.*

*Mes remerciements seraient incomplets sans adresser toute ma reconnaissance aux différents membres de l'équipe OSA et C<sup>2</sup>S<sup>2</sup>, les anciens comme les nouveaux ainsi qu'aux personnels du site de l'IUT de Limousin de département GEII à Brive pour leur sympathie et leur aide.*

*Mes pensées vont plus particulièrement à ma famille, mes frères, et à mes amis pour toujours qui m'ont soutenus et aidés beaucoup durant cette période comme dans toute ma vie.*



# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduction générale.....</b>   | <b>23</b> |
| <b>I. Chapitre 1 : Méthode de simulation macroscopique, du bruit GR assisté par piège dans les composants semi-conducteurs .....</b>              | <b>29</b> |
| I.1 Introduction .....  | 30        |
| I.2 Principe de la méthode utilisée pour la simulation physique, macroscopique, du bruit de génération-recombinaison assisté par piège.....       | 31        |
| I.2.1 Les sources de bruit de génération-recombinaison, assistée par piège, dans les composants semi-conducteurs .....                            | 33        |
| I.2.2 Principe du calcul du bruit GR dans un composant semi-conducteur, dans un modèle de transport de type Dérive-Diffusion à une dimension..... | 39        |
| I.2.3 Calcul des fonctions de Green.....  | 43        |
| I.2.4 Calcul du bruit GR à l'accès du composant .....   | 44        |
| I.2.5 Calcul du bruit de diffusion à l'accès du composant.....  | 44        |
| I.3 Conclusion.....   | 45        |
| <b>II. Chapitre 2 : Outils de simulation physique des composants Semi-conducteurs .....</b>   | <b>47</b> |
| II.1 Introduction .....   | 48        |
| II.2 Description des simulateurs .....  | 49        |
| II.2.1 Logiciel de simulation ATLAS .....   | 49        |
| II.2.2 Logiciel de simulation SENTAURUS .....   | 51        |
| II.2.3 Optimisation du maillage .....   | 52        |
| II.3 Analyse déterministe .....   | 54        |
| II.3.1 Calibration des simulateurs .....  | 54        |
| II.3.2 Etude analytique et simulation physique d'une jonction P+N .....   | 56        |
| II.4 Simulation physique du bruit BF .....  | 76        |

|             |   |            |
|-------------|---|------------|
| II.4.1      | Principe de simulation .....  | 76         |
| II.4.2      | Etude analytique et simulation physique d'un barreau homogène de type N ....  | 77         |
| II.4.3      | Nos réflexions sur le problème.....   | 84         |
| II.5        | Conclusion.....   | 87         |
| <br>        |   |            |
| <b>III.</b> | <b>Chapitre 3 : Simulation numérique du bruit GR dans les composants semi-conducteur.....</b>   | <b>89</b>  |
| III.1       | Introduction .....  | 90         |
| III.2       | Principes des méthodes analytiques d'analyse de bruit.....  | 91         |
| III.2.1     | Méthode de Van Vliet .....  | 93         |
| III.2.2     | Méthode de Bosman.....  | 94         |
| III.2.3     | Méthode de Tejada .....   | 96         |
| III.2.4     | Discussion .....  | 99         |
| III.3       | Principe de la méthode numérique d'analyse de bruit.....  | 99         |
| III.3.1     | Rappel théorique .....  | 99         |
| III.3.2     | Démarche de développement .....   | 103        |
| III.3.3     | Détails de la méthode et de l'algorithme développés pour le bruit GR assisté par piège  | 105        |
| III.4       | Application à l'hétérojonction GaInP/GaAs du transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) .....  | 110        |
| III.4.1     | Les transistors bipolaires à hétérojonction .....   | 111        |
| III.4.2     | Mesures et simulation déterministes .....   | 121        |
| III.4.3     | Mesures et simulation du bruit BF .....   | 126        |
| III.5       | Conclusion .....  | 148        |
| <br>        |   |            |
| <b>IV.</b>  | <b>Chapitre 4 : Simulation du bruit dans les composants semi-conducteurs à l'aide de la représentation électrique distribuée des équations physiques de dérive-diffusion.....</b> | <b>151</b> |



|                                  |  |            |
|----------------------------------|--|------------|
| IV.1                             | Introduction .....   | 152        |
| IV.2                             | Modélisation petit-signal de la représentation équivalente des équations des semi-conducteurs par une ligne de transmission.....   | 153        |
| IV.2.1                           | Modèle de transport de dérive-diffusion en présence des sources de Langevin  | 153        |
| IV.2.2                           | Correspondance en petit signal entre le formalisme physique et la représentation électrique distribuée .....   | 156        |
| IV.3                             | Description des sources de bruit.....  | 161        |
| IV.3.1                           | Sources de Langevin du bruit de diffusion.....   | 161        |
| IV.3.2                           | Sources de Langevin du bruit GR assisté par piège.....   | 162        |
| IV.4                             | Simulation de dispositifs semi-conducteurs .....   | 164        |
| IV.4.1                           | Implantation des sources de bruit dans un simulateur de circuit.....   | 164        |
| IV.4.2                           | Application de la ligne de transmission équivalente au calcul de bruit dans les composants semi-conducteurs.....   | 165        |
| IV.4.3                           | Résultats de simulation.....   | 166        |
| IV.5                             | Conclusion.....  | 181        |
| <b>Conclusion générale .....</b> |  | <b>183</b> |
| <b>Bibliographie.....</b>        |  | <b>187</b> |
| <b>V. Annexe .....</b>           |  | <b>195</b> |
|                                  | Annexe-1 : Calcul analytique du bruit GR dans un barreau semi-conducteur homogène .....  | 196        |
|                                  | Annexe-2 : Simulation 2D du bruit GR assisté par piège dans l'hétérojonction émetteur-base GaInP/GaAs du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension $1 \times 30 \mu\text{m}^2$ ..... | 201        |



# Table des illustrations

|  |    |
|--|----|
| Figure I-1 : Processus de génération-recombinaison des porteurs en présence d'un niveau de défaut dans la bande interdite suivant le modèle SRH.....                             | 34 |
| Figure I-2 : Représentation énergétique de différentes interactions des pièges majoritaires et des pièges minoritaires dans des semi-conducteurs de type N et P .....            | 35 |
| Figure I-3 : Bandes d'énergie dans une diode PN homojonction à l'équilibre thermodynamique, en présence de niveaux de pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite..... | 36 |
| Figure II-1 : Structure de la simulation physique avec le logiciel ATLAS.....  | 50 |
| Figure II-2 : Structure de la simulation physique avec le logiciel SENTAURUS.....  | 51 |
| Figure II-3 : Structure unidimensionnelle de la jonction P+N d'une longueur totale de 10.5 $\mu$ m .....   | 56 |
| Figure II-4 : Distribution de champ électrique le long de la jonction P+N (sans pièges à 0V).....  | 58 |
| Figure II-5 : Distribution de la densité de charge le long de la jonction P+N (sans et avec pièges accepteurs à 0V).....   | 58 |
| Figure II-6 : Variation de la probabilité d'ionisation (occupation par électrons) des pièges accepteurs, le long de la jonction P+N (à 0V).....                                  | 59 |
| Figure II-7 : Forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N avec pièges Accepteurs, à l'équilibre thermodynamique .....  | 60 |
| Figure II-8 : Forme de la constante de temps caractéristique des pièges accepteurs le long de la jonction P+N à l'équilibre thermodynamique .....                                | 61 |
| Figure II-9 : Variation de la probabilité d'ionisation (occupation par trous) des pièges donneurs, le long de la jonction P+N (à 0V).....  | 62 |
| Figure II-10 : Forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N avec pièges Donneurs à l'équilibre thermodynamique .....  | 62 |
| Figure II-11 : Distribution de densité de charge le long de la jonction P+N (sans et avec pièges Donneurs à 0V) .....  | 63 |
| Figure II-12 : Forme de la constante de temps caractéristique des pièges donneurs le long de la jonction P+N à l'équilibre thermodynamique .....                                 | 64 |
| Figure II-13 : Variation de charge dans la ZCE d'une jonction PN due à une variation de la tension DC appliquée : (a) en absence puis (b) en présence des pièges.....            | 65 |

|  |    |
|--|----|
| Figure II-14 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence, dans la jonction P+N avec pièges accepteurs à l'équilibre thermodynamique .....                                       | 69 |
| Figure II-15 : Comparaison des résultats de simulation et du calcul analytique de la variation de la Conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges Accepteurs à l'équilibre thermodynamique .....                                     | 70 |
| Figure II-16 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique. ....   | 71 |
| Figure II-17 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique .....  | 71 |
| Figure II-18 : Représentation des signaux en tension et en courant, aux bornes de la diode, utilisés dans l'étude grand signal, et obtenus en simulation physique autour de l'équilibre thermodynamique (0V) .....   | 73 |
| Figure II-19 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges accepteurs à 0V) .....   | 74 |
| Figure II-20 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges accepteurs à 0V) .....  | 75 |
| Figure II-21 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges donneurs à 0V) .....   | 75 |
| Figure II-22 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges donneurs à 0V)... ..  | 76 |
| Figure II-23 : Structure unidimensionnelle de la résistance N d'une longueur totale de 2µm .....   | 78 |
| Figure II-24 : Résultats de la simulation des densités spectrales de courant de bruit de diffusion pour une tension de 0.9V obtenus avec ATLAS et SENTAURUS comparés au niveau du bruit thermique calculé analytiquement (fréquence variant de 1Hz à 1Mhz) ..... | 80 |
| Figure II-25 : Résultats de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 1µA, 5µA, 10µA, 50µA obtenus analytiquement (fréquence variant de 100Hz à 100MHz) ..  | 81 |
| Figure II-26 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 1µA (fréquence variant de 1Hz à 10MHz) .....                       | 82 |

|  |     |
|--|-----|
| Figure II-27 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 5 $\mu$ A (fréquence variant de 1Hz à 10MHz) .....           | 82  |
| Figure II-28 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 10 $\mu$ A (fréquence variant de 1Hz à 10MHz) .....          | 83  |
| Figure II-29 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 50 $\mu$ A (fréquence variant de 1Hz à 10MHz) .....          | 83  |
| Figure II-30 : Comparaison de la fonction de Green correspondante à l'équation de continuité des électrons dans la bande de conduction calculée et simulée dans un barreau homogène de type N pour un courant de 1 $\mu$ A et à une fréquence de 1Hz ..... | 85  |
| Figure II-31: Comparaison de la fonction de Green correspondante aux électrons piégés dans le niveau des pièges calculée et simulée dans un barreau homogène de type N pour un courant de 1 $\mu$ A et à une fréquence de 1Hz en fonction de y .....       | 86  |
| Figure III-1: Représentation schématique de la perturbation : a) de la zone de charge d'espace, b) du champ électrique, par une fluctuation des pièges dans la zone de charge d'espace d'une jonction N+P. ....  | 97  |
| Figure III-2 : Représentation schématique de la fluctuation de tension de bruit aux accès induite par une source locale globale de bruit GR à l'aide des fonctions de Green scalaires.   | 101 |
| Figure III-3. L'organigramme de l'algorithme de simulation du bruit GR assisté par pièges avec la nouvelle méthode des fonctions de Green scalaires. ....  | 103 |
| Figure III-4 : Structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS avec les couches epitaxiées et les accès métalliques .....   | 111 |
| Figure III-5 : a) Courant des trous dans une diode PN à homo-jonction. b) Effet de l'hétérojonction sur ce courant des trous.....  | 113 |
| Figure III-6 : Bandes d'énergie dans les zones neutres d'une hétérojonction.....   | 114 |
| Figure III-7 : Bandes d'énergie au voisinage d'une hétérojonction.....   | 115 |
| Figure III-8 : Discontinuité du champ électrique à l'interface d'une hétérojonction.....   | 116 |
| Figure III-9 : Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique.....   | 117 |
| Figure III-10 : Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm <sup>2</sup> (1.345V). ....   | 118 |

|  |     |
|--|-----|
| Figure III-11 : Résultats de la simulation physique des densités des porteurs libres $n(x)$ et $p(x)$ du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique .....  | 118 |
| Figure III-12 : Résultats de la simulation physique des densités des porteurs libres $n(x)$ et $p(x)$ du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm <sup>2</sup> (1.345V).<br>.....  | 119 |
| Figure III-13 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique.....  | 120 |
| Figure III-14 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm <sup>2</sup> (1.345V). .....  | 120 |
| Figure III-15 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique (Zoom) .....   | 121 |
| Figure III-16 : Résultats de simulation physique de la densité de charges du TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm <sup>2</sup> (Zoom) .....   | 121 |
| Figure III-17 : Banc de mesures statiques .....  | 122 |
| Figure III-18 : Mesure des caractéristiques I(V) en polarisation directe de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30 $\mu\text{m}^2$ en représentation linéaire .....  | 123 |
| Figure III-19 : Structure 2D utilisée dans la simulation d'un seul doigt d'émetteur du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS.....   | 124 |
| Figure III-20 : Comparaison des résultats des mesures et de la simulation physique des caractéristiques I(V) en polarisation directe de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30 $\mu\text{m}^2$ en représentation logarithmique ... | 126 |
| Figure III-21 : Transistor bruyant et son modèle avec des sources corrélées extrinsèques de court-circuit aux accès.....   | 127 |
| Figure III-22 : Banc de mesure de bruit basse fréquence.....   | 127 |
| Figure III-23 : Configuration de la mesure dans notre étude .....  | 128 |
| Figure III-24 : Schéma équivalent de la mesure du bruit BF du transistor .....   | 128 |
| Figure III-25 : Comparaison des courants de polarisation mesurés, avec les résultats de simulations des caractéristiques I(V), de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30 $\mu\text{m}^2$ en collecteur ouvert .....                | 130 |
| Figure III-26 : Comparaison des courants de polarisation mesurés, avec les résultats de simulations des caractéristiques I(V), de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x40 $\mu\text{m}^2$ en collecteur ouvert .....                | 131 |

|  |     |
|--|-----|
| Figure III-27 : Mesures de la partie réelle des impédances d'entrée de la jonction émetteur-base du transistor TBH en collecteur ouvert. ....  | 132 |
| Figure III-28 : Mesures de la tension du bruit de la jonction émetteur-base du transistor TBH en collecteur ouvert. ....   | 132 |
| Figure III-29 : Mesures de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor (1x2x30) en collecteur ouvert.....   | 133 |
| Figure III-30 : Sleco .f de la jonction BE du transistor (1x2x30) en collecteur ouvert. ....   | 134 |
| Figure III-31 : (a) : Bandes d'énergie au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> ; (b) : Probabilité d'occupation des pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> ..... | 136 |
| Figure III-32 : Représentation 3D de la densité des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 137 |
| Figure III-33 : Représentation 3D de la densité des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 138 |
| Figure III-34 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 139 |
| Figure III-35 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 139 |
| Figure III-36 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 140 |
| Figure III-37 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 140 |
| Figure III-38 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....  | 141 |
| Figure III-39 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....  | 141 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure III-40 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 142 |
| Figure III-41 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> ..... | 143 |
| Figure III-42 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....     | 143 |
| Figure III-43 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....  | 144 |
| Figure III-44 : Coupe 1D en x=0 de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz, 100kHz et à 1MHz et pour une densité de courant de 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                          | 145 |
| Figure III-45 : Comparaison des résultats des mesures de la densité spectrale de bruit en courant aux résultats de simulation de bruit GR dû aux pièges (notre méthode) et de bruit de diffusion (SENTAURUS) de la jonction BE du transistor 1x2x30 en collecteur ouvert.....   | 146 |
| Figure III-46 : Comparaison des résultats des mesures et de simulation de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension 1x2x30 μm <sup>2</sup> en collecteur ouvert.....                                    | 147 |
| Figure III-47 : Comparaison des résultats des mesures et de simulation de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension 1x2x40 μm <sup>2</sup> en collecteur ouvert.....                                    | 147 |
| Figure III-48 : pourcentage de sensibilité des résultats de notre méthode de simulation en paramètres caractéristiques des pièges.....  | 148 |
| Figure IV-1 : Organigramme de la méthode d'analyse de bruit.....  | 153 |
| Figure IV-2 : modèle du circuit équivalent d'une cellule de longueur Δx.....  | 159 |
| Figure IV-3 : représentation électrique d'une cellule unitaire de longueur Δx en présence des sources du courant de bruit de diffusion.....   | 162 |
| Figure IV-4 : représentation électrique d'une cellule unitaire de longueur Δx en présence des sources du courant de bruit de diffusion et de bruit GR assisté par piège.....  | 164 |
| Figure IV-5 : Principe de représentation électrique distribuée des équations physiques d'un composant semi-conducteur.....  | 166 |



|   |     |
|---|-----|
| Figure IV-6 : Structure unidimensionnelle de la résistance N d'une longueur totale de 2um   | 167 |
| Figure IV-7 : Forme du champ électrique interne le long de la structure, pour 6 valeurs de courants appliqués.  | 168 |
| Figure IV-8: Simulation physique de la caractéristique I(V) du barreau homogène.  | 169 |
| Figure IV-9 : Comparaison des résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec ceux obtenus analytiquement de façon approchée et rigoureuse.  | 171 |
| Figure IV-10 : Résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec notre méthode en fonction de la fréquence pour les courants de 1, 5, 10, 50, 100 $\mu$ A.   | 172 |
| Figure IV-11 : résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec notre méthode pour les courants de 1, 5, 10, 50, 100 $\mu$ A à chaque cellule tout le long de la structure à 100 Hz.                    | 172 |
| Figure IV-12 : Structure unidimensionnelle du composant $n^+nn^+$   | 173 |
| Figure IV-13 : Variation de la mobilité avec le champ électrique pour du silicium de type n   | 174 |
| Figure IV-14 : Caractéristique I(V) du composant $n^+nn^+$  | 175 |
| Figure IV-15 : Résultat de la conductance dynamique en fonction du courant de polarisation.   | 175 |
| Figure IV-16 : Variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour du silicium de type n   | 176 |
| Figure IV-17 : Profils des champs électriques dans le composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection.  | 176 |
| Figure IV-18 : Variation de la mobilité des électrons sous l'effet du champ électrique dans le composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection. | 177 |
| Figure IV-19 : Densité des électrons dans le composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection.   | 178 |
| Figure IV-20 : Potentiel électrostatique dans le composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection.  | 178 |
| Figure IV-21 : Résultats de simulation du bruit de diffusion et du bruit GR assisté par piège du composant $n^+nn^+$  | 179 |
| Figure IV-22 : Densité spectrale du courant de bruit de diffusion du composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de 0V jusqu'à forte injection ( $V=7.3V$ ; $I=50\mu A$ )                          | 180 |
| Figure IV-23 : Densité spectrale du courant de bruit GR assisté par piège du composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de bas niveau jusqu'à forte injection ( $V=7.3V$ ; $I=50\mu A$ )          | 180 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure IV-24 : Résultats de simulation du bruit GR assisté par piège du composant $n^+nn^+$ pour plusieurs points de polarisations de bas niveau jusqu'à forte injection .....  | 181 |
| Figure V-1 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 201 |
| Figure V-2 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                       | 202 |
| Figure V-3 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 202 |
| Figure V-4 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 203 |
| Figure V-5 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                    | 203 |
| Figure V-6 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                | 204 |
| Figure V-7 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 204 |
| Figure V-8 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> ..... | 205 |
| Figure V-9 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....     | 205 |
| Figure V-10 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....  | 206 |

|  |     |
|--|-----|
| Figure V-11 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 206 |
| Figure V-12 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                       | 207 |
| Figure V-13 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 207 |
| Figure V-14 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 208 |
| Figure V-15 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                    | 208 |
| Figure V-16 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....                                | 209 |
| Figure V-17 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 209 |
| Figure V-18 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> ..... | 210 |
| Figure V-19 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....     | 210 |
| Figure V-20 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm <sup>2</sup> .....   | 211 |

# Liste des tableaux

|   |     |
|---|-----|
| Tableau II-1 : Paramètres physiques correspondants aux modèles physiques utilisés dans la simulation .....  | 57  |
| Tableau II-2 : Caractéristiques du centre des pièges utilisé dans la simulation (à T=300K) ...  | 59  |
| Tableau II-3 : Résultats de simulation et de calcul analytiques de l'admittance BF en analyse AC en présence d'un niveau des pièges accepteurs .....  | 70  |
| Tableau II-4 : Résultats de simulation et de calcul analytiques de l'admittance BF en analyse AC en présence d'un niveau des pièges donneurs .....  | 72  |
| Tableau II-5 : Paramètres physiques correspondants aux modèles physiques utilisés dans la simulation .....  | 78  |
| Tableau II-6 : Caractéristiques du centre des pièges utilisé dans la simulation .....   | 79  |
| Tableau II-7 : Simulation physique et calcul analytique des caractéristiques électriques déterministe .....   | 79  |
| Tableau II-8 : Densité spectrale de courant du bruit GR obtenus par simulation avec ATLAS et SENTAURUS et par calcul analytique pour plusieurs valeurs de courant .....   | 84  |
| Tableau III-1 : Caractéristiques des deux centres de pièges : EL2 (localisé dans GaAs) et EL3 (localisé dans GaInP) existant dans le TBH en technologie GaInP/GaAs .....  | 112 |
| Tableau III-2 : Paramètres physiques correspondants aux modèles physiques utilisés dans la simulation 2D .....  | 125 |
| Tableau III-3 : Points de polarisation et valeur du bruit Shot correspondant, de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30 $\mu\text{m}^2$ en collecteur ouvert ..... | 130 |
| Tableau III-4 : Points de polarisation et valeur du bruit Shot correspondant, de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x40 $\mu\text{m}^2$ en collecteur ouvert ..... | 131 |
| Tableau III-5 : Caractéristiques du niveau de pièges EL3 existant dans la région émetteur en GaInP du transistor TBH de la technologie HB20M .....  | 135 |
| Tableau IV-1 : Expressions des éléments d'une cellule unitaire.....   | 160 |
| Tableau IV-2 : Paramètres physiques utilisés dans la simulation physique du barreau homogène .....  | 167 |
| Tableau IV-3 : Caractéristiques des pièges utilisés dans la simulation physique du barreau homogène .....   | 168 |

|  |     |
|--|-----|
| Tableau IV-4 : Caractéristiques électriques calculées et simulées dans le barreau homogène ..... | 169 |
| Tableau IV-5 : Paramètres utilisés pour le modèle de Canali .....                                | 173 |



# INTRODUCTION GENERALE

## Le bruit dans les composants semi-conducteurs

Une définition simple des causes engendrant le bruit dans les composants électroniques nous est proposée par J.P.Nougier [1] :

« Le bruit dans les composants est dû à des phénomènes aléatoires locaux, produits par des mécanismes de collision des porteurs, dont la trajectoire est aléatoire autour d'une trajectoire moyenne : ceci engendre des fluctuations du courant et de la tension autour des valeurs moyennes (point de polarisation) »

Dans les composants semi-conducteurs on distingue, d'une part, les sources principales de bruit [2], [3] que sont :

- La fluctuation de la vitesse des porteurs libres qui traversent le composant et qui aboutit à ce que l'on appelle le bruit de diffusion.
- La fluctuation de nombre des porteurs libres à l'intérieur du composant qui conduisent à ce que l'on appelle le bruit de génération recombinaison (GR).

Dans les deux cas on aura une perturbation, plus ou moins importante, selon les cas, des grandeurs macroscopiques qui polarisent le composant, tels que le courant ou la tension appliquée.

Par ailleurs, d'un point de vue fondamental des causes physiques du bruit dans les composants, on distingue une troisième source de bruit encore mal connue théoriquement : le bruit en  $1/f$  appelé aussi : bruit flicker [4].

Le bruit de diffusion peut se décliner en bruit thermique dans les structures homogènes [5], [6], et en bruit Shot dans les jonctions [7]. La densité spectrale locale du bruit de diffusion ne varie pas en fonction de la fréquence : on dit alors que l'on a affaire à un bruit blanc. Mais comme les autres bruits, dits bruits colorés, tels que le bruit GR ou en  $1/f$  ont une densité spectrale qui diminue en fonction de la fréquence, l'influence des bruits blancs apparaît comme prépondérante aux hautes fréquences.

Intéressons-nous maintenant aux basses fréquences :

Pour ce qui concerne le bruit en  $1/f$ , plusieurs hypothèses coexistent: certains auteurs [4] le rapportent à la fluctuation de la mobilité des porteurs libres. On a alors affaire à ce que l'on appelle le bruit fondamental en  $1/f$ .

D'autres, attribuent l'origine de ce bruit en  $1/f$  à la superposition d'un continuum de spectres Lorentziens causés par un continuum de niveaux d'énergies possibles dans la bande interdite : les pièges [3], [8]. Ce continuum de niveaux d'énergies agit directement, suivant la statistique de génération et recombinaison, sur le nombre des porteurs libres. On a alors affaire au bruit de génération recombinaison assisté par piège, dont nous reparlerons tout au long de notre travail.

Cette variation aléatoire des taux de génération recombinaison (GR) de porteurs, qui provient de sauts des porteurs entre niveaux d'énergie permis peuvent avoir lieu :

- Soit entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur : ce bruit GR s'appelle alors bruit inter bande [9]. Il peut alors s'agir de sauts dus à la thermique : phénomène qui engendre ce que l'on appelle une durée de vie moyenne des porteurs minoritaires ; ou de sauts bande à bande engendrés par le phénomène Auger qui, lui, fait intervenir trois particules [10].
- Soit les sauts ont lieu entre une bande permise : bande de conduction ou bande de valence, et un niveau permis à l'intérieur de la bande interdite [11], [12] que l'on appelle niveau de piège : ce bruit s'appelle bruit GR assisté par piège.

Ces deux types de bruit : le bruit en  $1/f$ , et le bruit GR, décrivent ce que l'on appelle génériquement le bruit Basse Fréquence. Ce nom est dû à la forme générale que prend leur densité spectrale dont l'amplitude, comme nous l'avons dit précédemment, diminue lorsque la fréquence augmente et devient négligeable devant le bruit blanc aux hautes fréquences.

Dans nos travaux nous nous sommes intéressés principalement à l'étude du bruit de génération-recombinaison dû aux transitions aléatoires des porteurs libres en présence d'un défaut à un niveau actif dans la bande interdite : c'est le bruit de génération-recombinaison assisté par piège, que nous nommerons dans la suite, parfois, simplement : bruit GR.

Nous nous intéresserons particulièrement à ce type de bruit car il constitue l'une des principales limitations au bon fonctionnement des composants semi-conducteurs, et qualifie en quelque sorte la qualité du composant [13], [14].

Si on examine en détail les publications [15], [16], [17], [18], [19], [20] ayant trait à la simulation physique du bruit GR assisté par pièges dans les composants semi-conducteurs, incluant la génération aléatoire des porteurs et les phénomènes de transport associé, on remarque que pratiquement toutes les études théoriques s'appuient sur des calculs analytiques qui ne peuvent être que simplifiés compte tenu de la complexité des équations décrivant aussi



bien la génération des porteurs, que le transfert des perturbations résultantes aux accès du composant étudié.

Etonnamment on remarque qu'il n'existe aucune publication décrivant des comparaisons entre simulations numériques (et non plus analytiques) et mesures de composants dits « réels », ou encore, peut-on dire par une traduction quasi mot à mot de l'Anglais, de composants « de la vraie vie ».

Toutes les publications existantes concernant la simulation numérique du bruit GR appliquée à des composants spécifiques ont trait :

- Soit à des simulations phénoménologiques dont les résultats sont ajustés à des mesures à l'aide de coefficients permettant « d'extraire ce bruit » d'un résultat global où il n'apparaît pas en tant que tel [3], [21], [22].
- Soit à des simulations théoriques, rigoureuses, sur des composants idéaux sans comparaison possible avec des résultats de mesures [1], [23], [24], [25].

Une étude bibliographique que nous avons réalisée, et que nous avons tenté de rendre aussi exhaustive que possible, montre l'insuffisance, pour ne pas dire l'absence, de publications concernant la simulation complète du bruit GR dans des composants semi-conducteurs réels, et en particulier de composants bipolaires, fonctionnant à des niveaux de polarisation utilisés dans des applications opérationnelles.

Or, pour améliorer les performances des transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) en technologie GaInP/GaAs utilisés, en particulier, dans la conception d'oscillateurs micro-ondes de type VCO à très faible bruit de phase [14], nous avons besoin de simulations physiques précises et prédictives du bruit BF de nos transistors réels.

Il nous est donc apparu clairement qu'il y avait un manque évident d'outils généraux, fiables, disponibles dans le domaine public, pour la simulation physique du bruit dans les composants semi-conducteurs, et qu'il était nécessaire de lever le ou les points bloquants aboutissant à ce constat, en y apportant, nous-mêmes, nos propres solutions numériques.

Les principes physiques, microscopiques, qui sont aux sources même des différents bruits macroscopiques dans les composants semi-conducteurs, ont donné lieu à des études théoriques extrêmement approfondies et détaillées. Les formalismes théoriques, rigoureux, permettant, en principe, le calcul du bruit résultant aux accès d'un composant, sont aujourd'hui bien établis. [26], [27], [28].

La mise en application de ces principes de calcul nécessite l'utilisation de simulations numériques : d'où la notion de simulateur numérique basé sur les équations physiques des composants semi-conducteurs connu sous le nom de PDES (Physical Différentiel Equation based Simulator).

Des simulateurs physiques commerciaux, dits du domaine public, de grande qualité, existent. On peut citer les deux plus importants d'entre eux : ATLAS de la société SILVACO [29] et SENTAURUS de la société SYNOPSIS [30]. Ces deux simulateurs physiques, qui sont, répétons-le, d'une très grande qualité, sont utilisés par l'ensemble des communautés industrielles mais aussi académiques du monde entier.

C'est lors de la prise en main de ces simulateurs en réalisant à l'aide de chacun d'eux des simulations systématiques DC, petit signal, fort signal, mais aussi en simulant le bruit de diffusion et le bruit GR de différents composants que nous nous étions proposés de prendre comme exemples, que nous nous sommes rendus compte, à notre grand étonnement, que si l'ensemble des simulations déterministes : DC, petit signal, grand signal, ainsi que les simulations du bruit de diffusion, étaient parfaitement correctes et concordantes entre simulateurs (après mise en évidence de plusieurs « bugs » internes aux simulateurs que nous avons indiqué aux développeurs de ces sociétés et qui les ont corrigés ) les simulations du bruit GR assisté par piège, ne donnaient pas du tout les résultats escomptés .

D'où la nécessité pour nous de reprendre l'ensemble des simulations, une par une, afin de détecter les points bloquants sur chacun des simulateurs, puis dans un second temps de tenter d'y remédier par nous-même autant que possible.

Après un très long travail, délicat, de comparaison entre simulateurs, nous avons conclu à l'impossibilité d'une simulation numérique fiable du bruit GR avec ces simulateurs.

Un examen approfondi des structures des données disponibles sur chacun de ces simulateurs nous a permis de trouver une voie pour développer, nous-mêmes, une solution fiable et robuste.

En effet, après une étude exhaustive des différentes grandeurs de sortie proposées par les deux simulateurs, nous avons développé dans l'environnement SCILAB [31] notre propre programme de calcul du bruit de diffusion et du bruit GR assisté par piège. Certaines grandeurs déterministes calculées par le logiciel SENTAURUS devenant alors les grandeurs d'entrée de notre programme de calcul de bruit.

Nous pouvons ainsi profiter des simulations déterministes de SENTAURUS qui peuvent intégrer une grande quantité d'effets physique que pratiquement aucun simulateur développé dans un laboratoire ne peut prendre en compte dans sa totalité. On profite aussi de la puissante banque de données de SENTAURUS concernant les différents matériaux et composés semi-conducteurs.

Ainsi, nous avons abouti à la mise en œuvre d'un ensemble complet, fiable et robuste, permettant une simulation physique : déterministe et bruit, dans les composants semi-conducteurs.

Indépendamment de ce travail, nous avons aussi réfléchi à la mise en œuvre d'une méthode « orientée circuit » de calcul physique du bruit dans les composants semi-conducteurs :

Sah [32], [33], [34], [35] puis par la suite Luryi [36], [37], et d'autres auteurs, ont développé une équivalence rigoureuse entre les équations dérive-diffusion de transport dans les semi-conducteurs, avec un schéma électrique distribué représentant celles-ci dans le formalisme des équations aux différences finies.

Nous avons alors pensé à inclure dans cette équivalence des sources de bruit de Langevin distribuées représentant le bruit physique de diffusion et le bruit GR assisté par piège [38].

L'extension à la simulation du bruit dans les composants semi-conducteurs de la méthode de simulation physique par schéma électrique équivalent a été menée à son terme et a porté ses premiers fruits.

Nos premiers résultats se comparent très favorablement à plusieurs résultats analytiques, rigoureux, publiés récemment sur des exemples simples de barreaux homogènes et de jonctions semi-conductrices [39], [40], [41].

Notre manuscrit se compose de quatre parties :

Dans un premier chapitre nous présentons un résumé de la méthode de simulation du bruit GR macroscopique dans les composants. Cette méthode fait aujourd'hui consensus; elle est basée sur un formalisme reconnu par la communauté scientifique comme le plus rigoureux : il s'agit de la méthode associant les sources de bruit de Langevin et les fonctions de Green du composant [42], [43].

Dans un deuxième chapitre on décrit les simulateurs du domaine public, ou en d'autres termes les simulateurs commerciaux, les plus utilisés pour la simulation des composants semi-conducteurs.

Dans ce même chapitre on indique les défaillances originelles de ces simulateurs. Il s'avère finalement qu'ils ne peuvent pas être utilisés pour simuler le bruit GR assisté par piège dans les composants semi-conducteurs.

Dans un troisième chapitre on indique les limitations associées aux méthodes analytiques lors du calcul du bruit GR assisté par piège.

Dans ce même chapitre, nous proposons une solution générale, et robuste, qui aboutit à l'écriture d'un programme de calcul développé sous SCILAB, que nous avons couplé à certaines grandeurs disponibles en sortie du simulateur SENTAURUS de chez SYNOPSIS.

L'ensemble permet ainsi de simuler le bruit GR assisté par piège dans un composant semi-conducteur de façon rigoureuse, tout en bénéficiant de l'ensemble des simulations déterministes proposées par SENTAURUS.

Dans un quatrième chapitre nous décrivons une méthode de simulation physique originale des bruits GR et de diffusion, que nous proposons. Cette méthode, orientée « circuits », constitue une extension au bruit GR des travaux de Sah [32], [33], [34], [35] concernant la représentation électrique déterministe des équations de transport dans les semi-conducteurs.

Une conclusion proposant des extensions possibles de nos travaux clos ce mémoire.

**I. CHAPITRE 1 : METHODE DE SIMULATION  
MACROSCOPIQUE, DU BRUIT GR ASSISTE PAR PIEGE  
DANS LES COMPOSANTS SEMI-CONDUCTEURS**

## I.1 Introduction

De nombreux chercheurs se sont penchés depuis des dizaines d'années sur le problème du calcul du bruit GR dans les semi-conducteurs pour tenter d'y apporter une réponse aussi générale que possible.

Sans retracer ici l'historique de l'ensemble de ces travaux, on peut indiquer un minimum de bornes importantes jalonnant les travaux sur ce sujet, porteurs d'apports décisifs, qui ont abouti aux connaissances actuelles sur le traitement mathématique associé au bruit engendré par la génération-recombinaison de porteurs assistée par piège dans les semi-conducteurs.

- Langevin(1908) [44] postule l'ajout d'une source de bruit aléatoire, de densité spectrale blanche, dans l'équation régissant la dynamique de diffusion de particules. Ce postulat sera généralisé à toutes les équations physiques régissant une dynamique de porteurs, et en particulier à celles régissant la dynamique de la génération-recombinaison de porteurs dans les semi-conducteurs.
- Smoluchowski-Chapman-Kolmogoroff (1910-1940) [45], [46], [47] formalisent l'équation probabiliste d'évolution d'un processus aléatoire Markovien discret. Cette équation sera à l'origine du développement de l'équation fondamentale des échanges (ou master équation) permettant de calculer la valeur quadratique moyenne des variations aléatoires des porteurs dues à la génération-recombinaison assistée par piège. Elle permettra ainsi de calculer les densités spectrales des sources de bruit de Langevin de ces mêmes processus.
- Van Der Ziel (1950-1990) [3], [48] développe les fondements décrivant les sources physiques du bruit dans les composants semi-conducteurs.
- Lax-Mengert(1960) [49] puis Van Vliet-Fassett (1965) [50] proposent d'appliquer les fonctions de Green à l'étude de la propagation des fluctuations dans les composants semi-conducteurs engendrées par les sources de bruit locales présentes dans ceux-ci. Ces sources de bruit étant déjà caractérisées, par ailleurs, par leur densité spectrale, ou par leur fonction d'autocorrélation.
- Shockley-Copeland-James (1966) [51] développent le principe du calcul du champ d'impédance qui se révélera être formellement identique à la méthode des fonctions de Green.

On trouvera dans la bibliographie des références permettant de faire une synthèse relativement complète des principaux auteurs ayant apporté une contribution décisive au calcul analytique et à la simulation numérique du bruit GR dans les composants semi-conducteurs.

### **Caractérisation mathématique des sources de bruit :**

De façon classique on décrit les sources de bruit de diffusion et de GR, soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel. Ces processus aléatoires sont des processus Gaussiens, Markoviens [52] (Notons qu'il existe aussi par ailleurs du bruit GR non Gaussien dans des dispositifs à puits quantiques).

Nous désignons ci-dessous ces processus de bruit de diffusion et de GR par  $x(t)$ .

Dans le domaine temporel on les définit par leur fonction d'autocorrélation [46]:

$$R(t_1, t_2) = E(x(t_1) x(t_2)) \quad \text{I-1}$$

Dans le domaine fréquentiel par leur densité spectrale de puissance :

$$S(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad \text{I-2}$$

Expérimentalement, les grandeurs accessibles aux accès du composant sont le plus souvent:

- Soit la densité spectrale de la tension de bruit résultante aux bornes de l'accès considéré,
- Soit la densité spectrale de courant de bruit sortant du composant à ce même accès.

En général on préfère mesurer :

- Soit la densité spectrale de tension de bruit **en circuit ouvert**, en  $[V^2/Hz]$ , à la fréquence de bruit étudiée, aux bornes de l'accès considéré.
- Soit la densité spectrale de courant de bruit **en court-circuit**, en  $[A^2/Hz]$ , à la fréquence de bruit étudiée, sortant du composant à ce même accès.

## **I.2 Principe de la méthode utilisée pour la simulation physique, macroscopique, du bruit de génération-recombinaison assisté par piège.**

A la suite de nombreuses publications proposant différentes méthodes de simulation du bruit stationnaire dans les composants semi-conducteurs [3], [53], [54], [55], un consensus s'est fait jour dans la communauté scientifique sur la méthode de simulation la plus générale, la plus efficace, et la plus précise, reconnue aujourd'hui. Il s'agit de la méthode associant les sources de bruit de Langevin aux fonctions de Green du composant [42].

Cette méthode, très générale, peut être étendue pratiquement à toutes les sources de bruit des composants semi-conducteurs. La mise en forme numérique de ce formalisme avec application au bruit de génération-recombinaison, en vue de son utilisation dans un simulateur, a été récemment décrite par deux équipes universitaires, qui ont travaillé indépendamment l'une de l'autre :

- D'une part, par l'équipe de G. Ghione de l'Université de Turin [21], [25], [43].
- D'autre part, par l'équipe de G. Bosman de l'Université de Floride [23], [56].

Nous allons reprendre ici la description de ces principes qui constituent les bases sur lesquelles s'appuient nos propres travaux.

La méthode de simulation du bruit de GR peut-être décomposée en trois parties:

- La première partie a trait à la description statistique macroscopique des sources de bruit que l'on souhaite traiter. Cette description aboutit à l'expression de la densité spectrale blanche, des sources de Langevin du processus de génération-recombinaison assisté par piège.
- La deuxième partie a trait à la description des fonctions de transfert reliant la génération locale du bruit à l'intérieur du composant, et l'accès externe de celui-ci où l'on souhaite mesurer l'influence de ce bruit.
- Enfin la sommation de toutes les influences de toutes les sources internes au même accès externe de mesure est l'objet de la troisième partie.

Pour faire un résumé simple et compréhensible de cette méthode nous allons l'appliquer, en premier lieu, à titre d'exemple, au cas général le plus simple de transport dans les semi-conducteurs, à savoir : le transport du type dérive-diffusion à une dimension. Il est évident que la généralisation à trois dimensions ne comprend pas de difficultés particulières d'un point de vue de description des phénomènes physiques, mais présente en revanche, une complexité de mise en œuvre numérique assez délicate conduisant à traiter : des tableaux, des matrices, des résolutions de systèmes d'équations, etc..., de dimensions très importantes.



## I.2.1 Les sources de bruit de génération-recombinaison, assistée par piège, dans les composants semi-conducteurs

### I.2.1.1 Quelques définitions relatives à la génération-recombinaison de porteurs assistée par piège, dans les composants semi-conducteurs

On crée un piège, généralement de façon involontaire, par adjonction interstitielle ou substitutionnelle d'un niveau d'énergie permis :  $E_T$  dans la bande interdite d'un semi-conducteur de type  $n$  ou  $p$  [57].

Un piège est défini par :

- D'une part, par son niveau d'énergie  $E_T$  :

à celui-ci est attaché :

- Une probabilité d'occupation des électrons à l'équilibre thermodynamique : définie par la statistique de Fermi-Dirac, et le niveau de Fermi du composant :

$$f_{t_{eq.th.dyn}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E_T - E_{F0})}{kT}}} \quad \text{I-3}$$

- Une probabilité d'occupation hors équilibre thermodynamique : définie par la statistique de Fermi-Dirac et le quasi-niveau de Fermi du piège considéré. Ce dernier est fonction des coordonnées dans le composant [57].

$$f_t = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E_T - E_{F_t}(x,y,z))}{kT}}} \quad \text{I-4}$$

On définit par ailleurs pour un piège :

- La section efficace de capture des électrons :  $\sigma_n$
- La section efficace de capture des trous :  $\sigma_p$

A ces sections efficaces sont rattachées :

- Le coefficient de probabilité de capture d'électrons :

$$c_n = \sigma_n v_{thn} \quad \text{I-5}$$

- Le coefficient de probabilité de capture des trous :

$$c_p = \sigma_p v_{thp} \quad \text{I-6}$$

- Le coefficient de probabilité d'émission d'électrons :  $e_n$ , étant relié au coefficient de probabilité de capture par :

$$e_n = c_n n_1 \quad \text{I-7}$$

- Le coefficient de probabilité d'émission des trous :  $e_p$  est relié au coefficient de probabilité de capture par :

$$e_p = c_p p_1 \quad \text{I-8}$$

avec :

$$n_1 = N_C \cdot F_{1/2} \left( e^{\frac{E_T - E_C}{kT}} \right) \quad \text{I-9}$$

$$p_1 = N_V \cdot F_{1/2} \left( e^{\frac{E_V - E_T}{kT}} \right) \quad \text{I-10}$$

où :

- $N_C$  est le nombre d'états disponibles dans la bande de conduction.
- $N_V$  est le nombre d'états disponibles dans la bande de valence.
- $F_{1/2}$  représente l'intégrale de Fermi-Dirac [9].

Pour qu'une impureté ou un défaut ait les propriétés d'un piège, et non celles d'un centre recombinant, il faut que son niveau d'énergie soit proche de  $E_C$  (piège à électrons) ou de  $E_V$  (piège à trous) ou bien encore, même si le niveau d'énergie est proche du niveau intrinsèque, il faut que les coefficients de capture soient très différents pour les deux types de porteurs.

Les pièges suivent la statistique de Shockley-Read-Hall (SRH) [11], [58], représentée Figure I-1 :

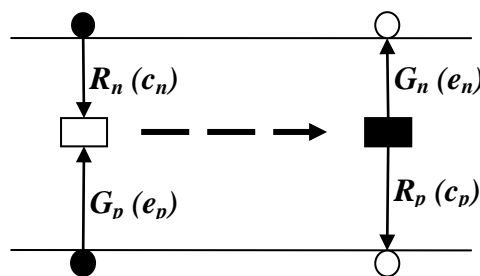


Figure I-1 : Processus de génération-recombinaison des porteurs en présence d'un niveau de défaut dans la bande interdite suivant le modèle SRH.

On définit alors pour chaque niveau de pièges :

- Le taux de génération d'électrons associé au piège considéré :

$$G_n = e_n \cdot n_t = c_n \cdot n_1 \cdot n_t \quad \text{I-11}$$

- Le taux de capture d'électrons associé au piège considéré :

$$R_n = c_n \cdot N_T (1 - f_t) \cdot n \quad \text{I-12}$$

- Le taux de génération de trous, associé au piège considéré :

$$G_p = c_p \cdot p_1 \cdot N_T (1 - f_t) \quad \text{I-13}$$

- Le taux de capture de trous, associé au piège considéré :

$$R_p = c_p \cdot p \cdot n_t \quad \text{I-14}$$

avec :

-  $N_T$  : la densité de pièges du niveau considéré.

-  $n_t = N_T \cdot f_t$ , la densité des électrons piégés.

Un piège peut être donneur ou accepteur et ceci indépendamment de la valeur de l'énergie  $E_T$ . Ce piège peut être majoritaire ou minoritaire.

Le piège peut être :

- Soit un piège à électrons par capture d'un électron de la bande de conduction.
- Soit un piège à trou : par émission d'un électron vers la bande de valence.

On peut résumer les définitions ci-dessus par le schéma de la Figure I-2 :

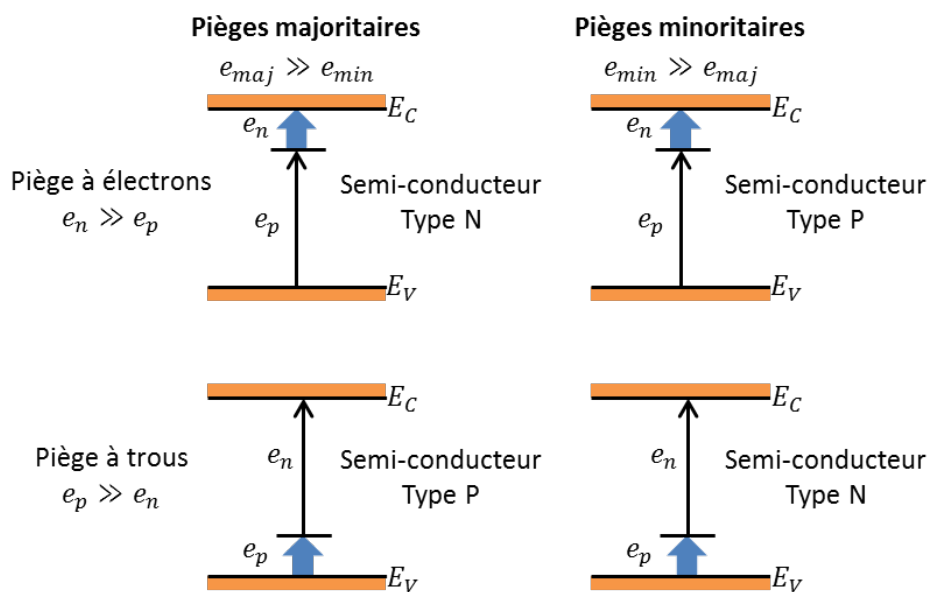


Figure I-2 : Représentation énergétique de différentes interactions des pièges majoritaires et des pièges minoritaires dans des semi-conducteurs de type N et P

Enfin on rappellera qu'un piège donneur est :

- Neutre lorsqu'il est plein.
- Positif lorsqu'il a émis un électron.

Un piège accepteur est :

- Neutre lorsqu'il est vide
- Négatif lorsqu'il a capturé un électron,

comme le montre Figure I-3 dans le cas d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique, en présence de deux niveaux de pièges : accepteur ( $E_{Ta}$ ) et donneur ( $E_{Td}$ ).

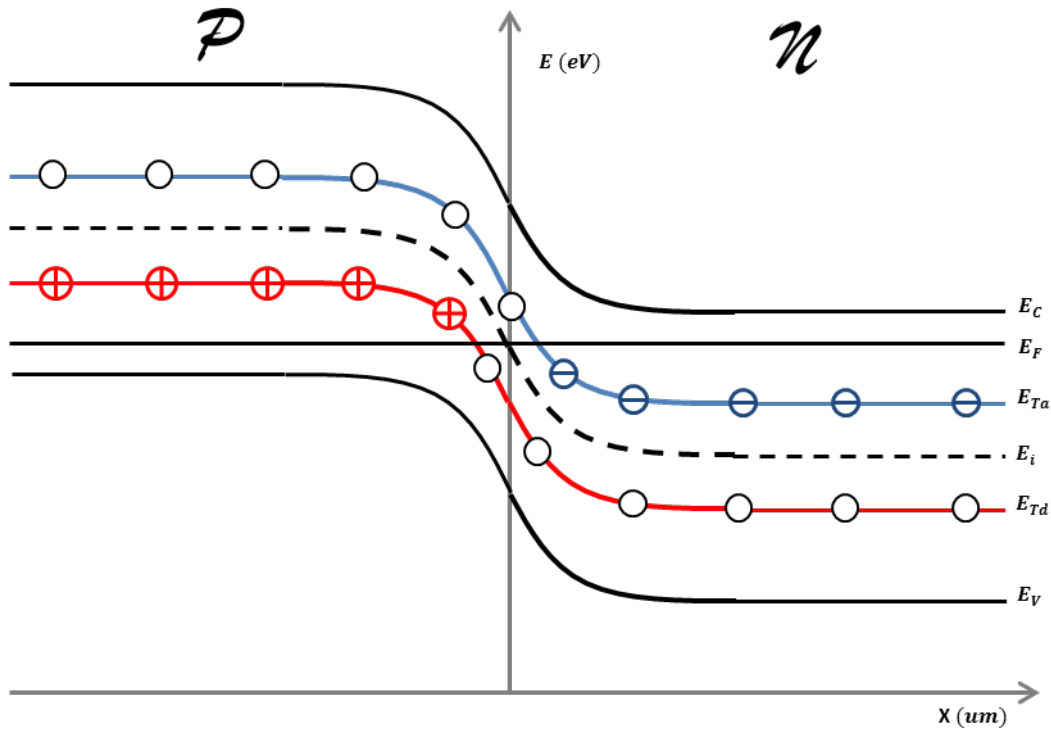


Figure I-3 : Bandes d'énergie dans une diode PN homojonction à l'équilibre thermodynamique, en présence de niveaux de pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite

On définit encore pour un piège, quatre types de constantes de temps :

- Le temps d'émission par type de porteur :

$$\frac{1}{\tau_{en}} = c_n \cdot n_1 \quad \text{I-15}$$

$$\frac{1}{\tau_{ep}} = c_p \cdot p_1 \quad \text{I-16}$$

dont la somme aboutit au temps d'émission des pièges :

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{en}} + \frac{1}{\tau_{ep}} \quad \text{I-17}$$

- Le temps de capture par type de porteur :

$$\frac{1}{\tau_{cn}} = c_n \cdot n \quad \text{I-18}$$

$$\frac{1}{\tau_{cp}} = c_p \cdot p \quad \text{I-19}$$

dont la somme aboutit au temps de capture des pièges :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{cn}} + \frac{1}{\tau_{cp}} \quad \text{I-20}$$

- La durée de vie de chaque type de porteur :

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{cn}} + \frac{1}{\tau_{en}} \quad \text{I-21}$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{cp}} + \frac{1}{\tau_{ep}} \quad \text{I-22}$$

- la constante de temps du piège :

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_c} \quad \text{I-23}$$

Finalement, la dynamique d'un piège est régie par l'équation importante :

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = N_T \frac{\partial f_t}{\partial t} = (R_n - G_n) - (R_p - G_p) \quad \text{I-24}$$

qui s'écrit, compte tenu des définitions précédentes :

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = N_T [c_n \cdot n(1 - f_t) + e_p(1 - f_t) - e_n \cdot f_t - c_p \cdot p \cdot f_t] \quad \text{I-25}$$

On pourra utiliser dans la suite, des taux nets de recombinaison qui s'écriront sous la forme générique :

$$U = (R - G) \quad \text{I-26}$$

En régime stationnaire il vient [59]:

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = N_T \frac{\partial f_t}{\partial t} = 0 \rightarrow f_{tstat} = \frac{c_n \cdot n + e_p}{c_n \cdot n + e_n + c_p \cdot p + e_p} \quad \text{I-27}$$

### ***1.2.1.2 Source de bruit de Langevin représentant la génération- recombinaison aléatoire de porteurs dans un piège***

À partir de l'équation fondamentale des échanges [53], si l'on considère trois niveaux d'énergie possibles pour les particules, on montre qu'il existe de façon naturelle des sauts de particules d'un niveau à l'autre de manière aléatoire. On les caractérise par des variations aléatoires de taux de génération-recombinaison de particules entre ces trois niveaux.

Le processus de transfert entre les niveaux est un processus de Markov. On peut définir alors des densités spectrales de bruit associées aux variations aléatoires des taux de

génération-recombinaison dues aux transitions entre ces trois niveaux. Ces densités spectrales sont blanches et représentent les sources de Langevin décrivant le taux de transfert entre les trois niveaux d'énergie possibles pour les particules du composant.

Nous désignerons dorénavant pour simplifier un taux de génération-recombinaison par le terme : taux de GR.

On définit ainsi :

- La densité spectrale des variations aléatoires du taux de GR des électrons dans la bande de conduction :  $S_{\gamma_n, \gamma_n}$
- La densité spectrale des variations aléatoires du taux de GR des trous dans la bande de valence :  $S_{\gamma_p, \gamma_p}$
- La densité spectrale des variations aléatoires des taux de GR des électrons et des trous au niveau  $E_t$  du piège :  $S_{\gamma_t, \gamma_t}$
- Les densités spectrales dues aux corrélations croisées :  $S_{\gamma_n, \gamma_t}$ ,  $S_{\gamma_p, \gamma_t}$ ,  $S_{\gamma_n, \gamma_p}$

Ces quantités s'écrivent en fonction des grandeurs définies précédemment [18] :

$$S_{\gamma_n, \gamma_n} = 2(R_n + G_n) \cdot \delta(r' - r) = K_{\gamma_n, \gamma_n} \cdot \delta(r' - r) \quad \text{I-28}$$

$$S_{\gamma_p, \gamma_p} = 2(R_p + G_p) \cdot \delta(r' - r) = K_{\gamma_p, \gamma_p} \cdot \delta(r' - r) \quad \text{I-29}$$

$$S_{\gamma_t, \gamma_t} = 2(R_n + G_n) \cdot \delta(r' - r) + 2(R_p + G_p) \cdot \delta(r' - r) = K_{\gamma_t, \gamma_t} \cdot \delta(r' - r) \quad \text{I-30}$$

$$S_{\gamma_n, \gamma_t} = -2(R_n + G_n) \cdot \delta(r' - r) = K_{\gamma_n, \gamma_t} \cdot \delta(r' - r) \quad \text{I-31}$$

$$S_{\gamma_p, \gamma_t} = -2(R_p + G_p) \cdot \delta(r' - r) = K_{\gamma_p, \gamma_t} \cdot \delta(r' - r) \quad \text{I-32}$$

$$S_{\gamma_n, \gamma_p} = 0 \quad \text{I-33}$$

On définit ainsi de nouvelles grandeurs dont nous nous servons par la suite :

$$K_{\gamma_n, \gamma_n} = 2(R_n + G_n) \quad \text{I-34}$$

$$K_{\gamma_p, \gamma_p} = 2(R_p + G_p) \quad \text{I-35}$$

$$K_{\gamma_t, \gamma_t} = 2(R_n + G_n) + 2(R_p + G_p) \quad \text{I-36}$$

$$K_{\gamma_n, \gamma_t} = -2(R_n + G_n) \quad \text{I-37}$$

$$K_{\gamma_p, \gamma_t} = -2(R_p + G_p) \quad \text{I-38}$$

$$K_{\gamma_n, \gamma_p} = 0 \quad \text{I-39}$$

Ces grandeurs s'appellent les **sources locales de bruit** [1] de GR assistée par piège, relatives à chacune des densités spectrales.

### ***1.2.1.3 Écriture des densités spectrales de bruit GR pour une étude à une dimension***

Les expressions précédentes montrent clairement que dans la description au niveau macroscopique qui est le nôtre, les sources de bruit GR ne sont pas corrélées dans le domaine spatial [1]:

Pour un traitement numérique en coordonnées cartésiennes, on remplacera les fonctions de Dirac par une intégration dans un volume infinitésimal  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ , et l'on écrira :

$\frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \rightarrow \delta(r - r')$  lorsque  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  tendent vers zéro.

Si de plus les caractéristiques du semi-conducteur sont homogènes sur deux directions transversales : par exemple  $y$  et  $z$  ; en appelant alors :  $A = \Delta y \Delta z$ , les densités spectrales de bruit des sources de Langevin devenant fonctions de la seule variable  $x$ , s'écriront de manière générale:

$$S_{\gamma} = \frac{K_{\gamma} \delta(x-x')}{A} = \frac{K_{\gamma}}{A \Delta x} \quad \text{I-40}$$

Nous disposons ainsi de la description statistique des sources de bruit de Langevin relatives à la génération-recombinaison assistée par piège, dans les semi-conducteurs.

## **1.2.2 Principe du calcul du bruit GR dans un composant semi-conducteur, dans un modèle de transport de type Dérive-Diffusion à une dimension**

### ***1.2.2.1 Principe de la simulation***

L'étude déterministe (sans sources de bruit) d'un composant semi-conducteur dans le cadre d'un transport de type dérive-diffusion à une dimension, nécessite la résolution d'un système d'équations que nous allons poser ci-dessous (équations I-41 à I-50).

Pour l'appliquer à un cas concret, il faut lui adjoindre les conditions aux limites imposées aux frontières du composant [60].

Notons que ce système est aujourd'hui bien établi, tout à fait classique, et constitue le système de moindre complexité pour étudier un composant semi-conducteur.

A ce système on ajoute ensuite, suivant le postulat de Langevin, les sources de bruit blanches :  $\gamma_n, \gamma_p, \gamma_t$ , représentant le bruit GR, dont on connaît, par ailleurs, les densités spectrales extraites de l'équation maitresse des échanges [18].

Pour calculer le bruit résultant engendré par les sources de bruit GR internes au composant, on procède de la façon suivante :

- Premièrement on résout le système d'un point de vue déterministe, stationnaire : c'est à dire sans sources de bruit, pour un point de polarisation donné. On en déduit la valeur des variables : champ électrique, densité de porteurs, etc..., le long de l'abscisse x.
- Deuxièmement, après linéarisation des équations de transport autour de ce point de polarisation stationnaire, puis transformation dans le domaine fréquentiel [61], on calcule les fonctions de transfert reliant les sources locales de bruit présentes aux différentes abscisses x à l'intérieur du composant, et l'accès externe de celui-ci où l'on souhaite calculer l'influence de ce bruit [28].
- Connaissant les valeurs des densités spectrales des sources de bruit de GR [18] au point de polarisation stationnaire considéré le long de l'abscisse x, ainsi que les fonctions de transfert précédentes, on calcule la densité spectrale de bruit de courant et/ou de tension aux accès externes du composant considéré.

Le principe de calcul décrit ci-dessus peut être appliqué à d'autres formes de transport, et aussi, bien sûr, à d'autres sources de bruit que le bruit GR assisté par piège.

### ***1.2.2.2 Système à résoudre dans un modèle de transport de type dérive-diffusion***

Le système stationnaire à résoudre successivement sans sources de bruit, puis après linéarisation, avec les sources de bruit GR, est le suivant :

#### **Système stationnaire sans sources de bruit :**

- Equation de Poisson :

Avec un piège accepteur :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^- - n_t) \quad \text{I-41}$$

Avec un piège donneur :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^- + N_T - n_t) \quad \text{I-42}$$

Relation entre potentiel et champ électrique :

$$E = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \text{I-43}$$



- Equations de continuité des porteurs :

Electrons dans la bande de conduction :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -(R_n - G_n) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \gamma_n \quad \text{I-44}$$

Trous dans la bande de valence :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(R_p - G_p) - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \gamma_p \quad \text{I-45}$$

Electrons piégés au niveau  $E_T$  :

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = (R_n - G_n) - (R_p - G_p) + \gamma_t \quad \text{I-46}$$

- Equations des courants :

Courant d'électrons :

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot E \cdot n + q \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{I-47}$$

Courant de trous :

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot E \cdot p - q \cdot D_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{I-48}$$

Le courant étant solénoïdal :

$$\frac{\partial J_{tot}}{\partial x} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{\partial J_p}{\partial x} + \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t \cdot \partial x} = 0 \quad \text{I-49}$$

- Relation reliant les sources de bruit de Langevin :

On montre que [18] :

$$\gamma_n + \gamma_p + \gamma_t = 0 \quad \text{I-50}$$

### **Système linéarisé :**

$$\frac{\partial^2 \delta \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (\delta p - \delta n - \delta n_t) \quad \text{I-51}$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -\Delta U_n + \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_n}{\partial x} + \gamma_n \quad \text{I-52}$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\Delta U_p - \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_p}{\partial x} - \gamma_p \quad \text{I-53}$$

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = \Delta U_n - \Delta U_p + \gamma_t \quad \text{I-54}$$

$$\delta J_n = q \cdot \mu_n \cdot \delta E \cdot n + q \cdot \mu_n \cdot E \cdot \delta n + q \cdot D_n \frac{\partial \delta n}{\partial x} \quad \text{I-55}$$

$$\delta J_p = q \cdot \mu_p \cdot \delta E \cdot p + q \cdot \mu_p \cdot E \cdot \delta p - q \cdot D_p \frac{\partial \delta p}{\partial x} \quad \text{I-56}$$

$$\frac{\partial \delta J_{tot}}{\partial x} = \frac{\partial \delta J_n}{\partial x} + \frac{\partial \delta J_p}{\partial x} + \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \delta E}{\partial t \cdot \partial x} = 0 \quad \text{I-57}$$

Dans ces équations on a utilisé les expressions:

$$\Delta U_n = \Delta(R_n - G_n) = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta n + \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta n_t \quad \text{I-58}$$

$$\Delta U_p = \Delta(R_p - G_p) = \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta p + \frac{\partial U_p}{\partial n_t} \delta n_t \quad \text{I-59}$$

où les dérivées sont prises au point de polarisation choisi.

### **Système final, linéarisé, dans le domaine fréquentiel :**

$$\frac{\partial^2 \delta \tilde{\psi}}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (\delta \tilde{p} - \delta \tilde{n} - \delta \tilde{n}_t) \quad \text{I-60}$$

$$j\omega \delta \tilde{n} = -\frac{\partial U_n}{\partial n} \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta \tilde{n}_t + \frac{1}{q} \frac{\partial \delta \tilde{J}_n}{\partial x} + \tilde{\gamma}_n \quad \text{I-61}$$

$$j\omega \delta \tilde{p} = -\frac{\partial U_p}{\partial p} \delta \tilde{p} - \frac{\partial U_p}{\partial n_t} \delta \tilde{n}_t - \frac{1}{q} \frac{\partial \delta \tilde{J}_p}{\partial x} - \tilde{\gamma}_p \quad \text{I-62}$$

$$j\omega \delta \tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta \tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) \delta \tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{I-63}$$

$$\delta \tilde{J}_n = q \cdot \mu_n \cdot \delta \tilde{E} \cdot n + q \cdot \mu_n \cdot E \cdot \delta \tilde{n} + q \cdot D_n \frac{\partial \delta \tilde{n}}{\partial x} \quad \text{I-64}$$

$$\delta \tilde{J}_p = q \cdot \mu_p \cdot \delta \tilde{E} \cdot p + q \cdot \mu_p \cdot E \cdot \delta \tilde{p} - q \cdot D_p \frac{\partial \delta \tilde{p}}{\partial x} \quad \text{I-65}$$

$$\frac{\partial \delta \tilde{J}_{tot}}{\partial x} = \frac{\partial \delta \tilde{J}_n}{\partial x} + \frac{\partial \delta \tilde{J}_p}{\partial x} + \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \delta \tilde{E}}{\partial t \cdot \partial x} = 0 \quad \text{I-66}$$

$$\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p + \tilde{\gamma}_t = 0 \quad \text{I-67}$$

Pour traiter maintenant le problème du bruit GR dans un composant semi-conducteur, dans un modèle de transport de dérive-diffusion à une dimension, on doit résoudre quatre équations compte tenu des conditions aux limites imposées au composant, et des sources de bruit de Langevin maintenant incluses dans ces équations.

Ces quatre équations sont :

- L'équation de Poisson
- Les trois équations de continuité : des électrons de la bande de conduction, des trous de la bande de valence, et des électrons piégés au niveau  $E_T$ .

Nous aurons souvent par la suite à nous référer à ces équations de base.

A titre d'exemple, on indique ci-dessous le calcul classique de la densité de bruit GR des porteurs piégés proposé par Van Der Ziel [2], [3] dans le cas simple d'une région de semi-conducteur n, possédant un piège donneur, dans laquelle on peut négliger d'une part les trous, d'autre part les perturbations résultantes d'électrons dans la bande de conduction : cas par exemple d'une zone déserte ([16], [18], [20]).

L'équation de continuité des électrons piégés s'écrit de façon générale :

$$j\omega\delta\tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta\tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta\tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) \delta\tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{I-68}$$

qui dans notre exemple devient :

$$j\omega\delta\tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta\tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{I-69}$$

D'où l'on tire, compte tenu des définitions précédentes :

$$\delta\tilde{n}_t = \frac{\tilde{\gamma}_t}{-\frac{\partial U_n}{\partial n_t} + j\omega} = \frac{\tau_t \cdot \tilde{\gamma}_t}{1 + j\omega\tau_t} \quad \text{I-70}$$

Et finalement :

$$K_{\delta\tilde{n}_t} = \frac{\tau_t^2 \cdot K_{\tilde{\gamma}_t}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2} \quad \text{I-71}$$

et :

$$S_{\delta\tilde{n}_t} = \frac{\tau_t^2 \cdot S_{\tilde{\gamma}_t}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2} \quad \text{I-72}$$

On voit apparaître sur ce simple exemple une densité spectrale colorée propre au bruit de GR, qui présente une pulsation de coupure de l'ordre de  $\omega_c = \frac{1}{\tau_t}$ .

Mais revenons maintenant à la résolution générale du problème posé.

### I.2.3 Calcul des fonctions de Green

Dans notre cas la fonction de Green représente la fonction de transfert reliant les sources locales de bruit présentes aux différentes abscisses  $x$  à l'intérieur du composant, et l'accès externe de celui-ci où l'on souhaite calculer l'influence de ce bruit.

Reprenons le système général linéarisé :

$$\frac{\partial^2 \delta\tilde{\psi}}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (\delta\tilde{p} - \delta\tilde{n} - \delta\tilde{n}_t) \quad \text{I-73}$$

$$j\omega\delta\tilde{n} = -\frac{\partial U_n}{\partial n} \delta\tilde{n} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta\tilde{n}_t + \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_n}{\partial x} + \tilde{\gamma}_n \quad \text{I-74}$$

$$j\omega\delta\tilde{p} = -\frac{\partial U_p}{\partial p} \delta\tilde{p} - \frac{\partial U_p}{\partial n_t} \delta\tilde{n}_t - \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_p}{\partial x} - \tilde{\gamma}_p \quad \text{I-75}$$

$$j\omega\delta\tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta\tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta\tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) \delta\tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{I-76}$$

Dans le système précédent, on peut annuler les trois sources de bruit GR et les remplacer successivement par une source blanche d'amplitude unité. On résout alors le système en calculant la variable : tension ou courant, désirée, à l'accès extérieur.

La solution ainsi calculée représente la fonction de transfert reliant une source interne unité de taux de génération-recombinaison relative aux électrons libres, aux trous, ou aux

électrons piégés, et la grandeur correspondante à l'accès de sortie. Cette fonction de transfert  $\tilde{G}_\alpha$  est appelée : Fonction de Green scalaire [42] dans le domaine fréquentiel, relative à :

- la source de bruit de GR avec  $\alpha = n, p, n_t$ , localisée à l'abscisse  $x$  à l'intérieur du composant,
- et la variable de sortie : courant, ou tension.

## I.2.4 Calcul du bruit GR à l'accès du composant

On multiplie ensuite le résultat obtenu de la fonction de Green par l'amplitude de la source correspondante de Langevin, c'est-à-dire par les amplitudes de  $\tilde{\gamma}_n, \tilde{\gamma}_p, \tilde{\gamma}_t$ , puis l'on calcule la densité spectrale de la grandeur désirée : courant ou tension, en tenant compte des corrélations entre les sources de bruit internes [42], [54].

$$S_V(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p,n_t} \int_x \tilde{G}_\alpha^V K_{\gamma_\alpha,\gamma_\beta} \tilde{G}_\beta^{V*T} dx \quad \text{I-77}$$

Ou bien :

$$S_I(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p,n_t} \int_x \tilde{G}_\alpha^I K_{\gamma_\alpha,\gamma_\beta} \tilde{G}_\beta^{I*T} dx \quad \text{I-78}$$

Ces expressions se généralisent au calcul du bruit GR en trois dimensions sous la forme :

$$S_V(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p,n_t} \int_\Omega (\tilde{G}_\alpha^V) K_{\gamma_\alpha,\gamma_\beta} (\tilde{G}_\beta^V)^{*T} dr \quad \text{I-79}$$

$$S_I(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p,n_t} \int_\Omega (\tilde{G}_\alpha^I) K_{\gamma_\alpha,\gamma_\beta} (\tilde{G}_\beta^I)^{*T} dr \quad \text{I-80}$$

## I.2.5 Calcul du bruit de diffusion à l'accès du composant

Nous ne détaillerons pas ce calcul aujourd'hui bien établi [3], [62].

Les sources blanches de Langevin sont ici des sources de bruit de courant vectorielles (et non plus de taux de GR).

Les fonctions de Green sont elles aussi vectorielles.

Les densités de bruit résultantes à un accès s'écrivent :

$$S_V(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p} \int_\Omega (\tilde{G}_\alpha^V) \vec{K}_{\xi_\alpha,\xi_\beta} (\tilde{G}_\beta^V)^{*T} . dr \quad \text{I-81}$$

$$S_I(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=n,p} \int_\Omega (\tilde{G}_\alpha^I) \vec{K}_{\xi_\alpha,\xi_\beta} (\tilde{G}_\beta^I)^{*T} . dr \quad \text{I-82}$$

### **I.3 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode de simulation du bruit basse fréquence macroscopique dans les composants semi-conducteurs, reconnue par la communauté scientifique comme la plus rigoureuse : il s'agit de la méthode associant les sources de bruit de Langevin (sources de bruit locales que l'on souhaite traiter) et les fonctions de Green (fonctions de transfert reliant la génération locale du bruit à l'intérieur du composant, et l'accès externe de celui-ci où l'on souhaite calculer l'influence de ce bruit) du composant. La sommation de toutes les influences de toutes les sources internes au même accès externe de calcul, fournissant le bruit total.

Nous avons rappelé brièvement les principaux travaux, porteurs d'apports décisifs, qui ont abouti aux connaissances actuelles sur le traitement mathématique associé plus particulièrement au bruit engendré par la génération-recombinaison assistée par piège dans les semi-conducteurs. Nous avons repris la définition d'un piège ainsi que l'ensemble des caractéristiques qui lui sont associées.

Le principe général adopté pour le calcul du bruit de génération-recombinaison dans un composant semi-conducteur a été présenté, et l'écriture des sources de bruit de Langevin nécessaires à ce calcul a été développée.

Enfin, l'expression générale reliant les sources de bruit GR à l'intérieur du composant, aux grandeurs mesurables à ses accès a été, elle aussi, présentée.

Dans le chapitre suivant nous allons décrire les deux simulateurs les plus utilisés par la communauté scientifique internationale pour la simulation des composants semi-conducteurs, et vérifier leur outil de simulation de bruit de génération-recombinaison assisté par piège.



## **II. CHAPITRE 2 : OUTILS DE SIMULATION PHYSIQUE DES COMPOSANTS SEMI-CONDUCTEURS**

## II.1 Introduction

C'est un truisme que de dire que la simulation numérique est devenue indispensable au calcul prédictif des caractéristiques des composants semi-conducteurs.

Nos travaux n'avaient pas comme objectif initial de réaliser un simulateur du bruit dans les composants semi-conducteurs, mais d'utiliser les simulateurs existants afin de simuler le bruit GR de composants bien définis : à savoir les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) InGaP/GaAs de filières particulières.

La possibilité offerte par les outils de simulation physique de décrire précisément les composants électroniques permet d'accéder à des grandeurs internes aux composants, inaccessibles directement par des mesures, et d'étudier de façon indépendante l'impact des différents phénomènes physiques sur leur fonctionnement global.

Ces outils permettent ainsi de relier de façon non empirique les caractéristiques électriques avec les causes physiques qui en sont à l'origine.

Cette approche permet donc de conduire à une compréhension plus fine des causes limitant les performances des composants que l'on souhaite étudier et permet ainsi d'aboutir à une amélioration de celles-ci.

La simulation physique des composants semi-conducteurs [60] s'appuie sur la mise en œuvre de différents types de modèles de transport des porteurs de charges. Dans la suite de notre travail le modèle utilisé sera le modèle dit de dérive-diffusion.

De nombreux logiciels sont disponibles dans le domaine public. Ils utilisent des approximations plus ou moins fines des équations fournies par la physique des semi-conducteurs. Les plus récents, qui sont par ailleurs utilisés pratiquement par tous les laboratoires académiques et industriels de par le monde, sont les simulateurs ATLAS de la société SILVACO [29], et SENTAURUS [30] de la société SYNOPSYS.

La simulation des composants est effectuée avec ces deux logiciels en résolvant numériquement et suivant la méthode des différences finies les équations de transport des porteurs : à savoir les équations de Poisson, de continuités des électrons et des trous, ainsi que l'équation de continuité des électrons piégés, à chaque nœud d'un maillage de la structure à deux, ou trois dimensions, défini par l'utilisateur.

Une procédure de discrétisation interne transforme le modèle en un système algébrique discret, non linéaire, qui est résolu en utilisant une procédure itérative, telle que la



procédure de « NEWTON » [63], [64] qui permet de résoudre les équations d'une manière séquentielle, en fournissant une convergence quadratique, et la procédure de « GUMMEL », qui fournit une convergence linéaire.

La procédure itérative permet d'aboutir à des estimations successives de solution en choisissant convenablement une solution approchée initiale puis en itérant jusqu'à ce que l'erreur entre des itérations successives soit assez petite pour satisfaire le critère de convergence. La méthode de calcul utilisée ici, est la méthode d'itération de Newton, qui est la meilleure dans le cas des équations différentielles non linéaires, telles que celles que décrit le modèle de transport de dérive-diffusion.

Dans ce chapitre, nous traiterons le principe de la simulation et de la démarche suivie dans les deux logiciels cités ci-dessus, pour analyser le bruit.

Nous décrirons les principes utilisés dans la simulation physique par chacun des deux simulateurs en présentant à chaque pas des exemples de simulation qui permettront de vérifier les résultats de l'analyse concernée et de noter à chaque étape les limitations que l'on observe.

Un résumé conclut ce chapitre, dans lequel on indique des solutions possibles pour surmonter ces limitations lorsqu'elles s'avèrent prohibitives pour une simulation correcte du bruit GR dans les composants.

## **II.2 Description des simulateurs**

### **II.2.1 Logiciel de simulation ATLAS**

Nous avons débuté la phase de simulation physique par l'évaluation du logiciel ATLAS, aidés pour sa prise en main par Mr Jean-Claude Jacquet, spécialiste de la simulation physique des composants semi-conducteurs au laboratoire III-V lab de Thales.

Le logiciel de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle des composants semi-conducteurs. Il assure une simulation physique des caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs dans un fonctionnement DC, AC (petit signal), et transitoire (temporel, grand signal). De plus, il fournit des informations sur la distribution des variables physiques internes, telles que les concentrations des porteurs de charge, les lignes de courant, le champ électrique, le potentiel électrostatique, etc.

ATLAS est composé de plusieurs modules de simulation. La démarche de simulation de chaque module est indiquée Figure II-1:

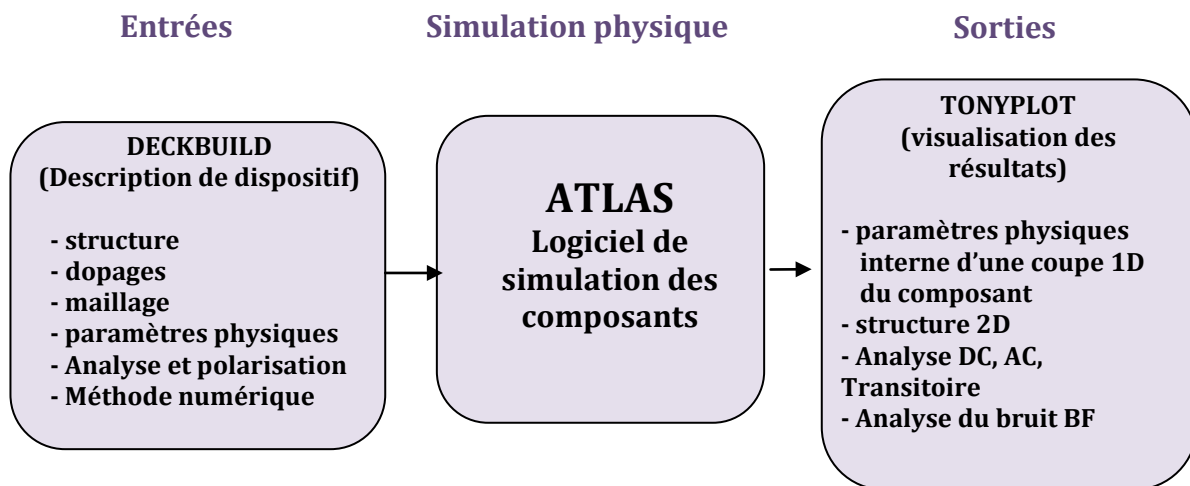


Figure II-1 : Structure de la simulation physique avec le logiciel ATLAS

Dans ces modules :

- DeckBuild : fournit un environnement d'exécution interactif. C'est l'environnement dans lequel on définit le programme de travail de simulation que l'on souhaite développer.
- TonyPlot : est l'environnement où sont visualisés les résultats de simulations (structure du composant, distributions de grandeurs physiques internes, caractéristiques électriques ...).

ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser d'autres outils, totalement intégrés, d'une manière synchrone pour donner naissance à un support universel. Par exemple sont ainsi couplés :

- un outil de construction de la structure (dimensions, dopages, maillage, etc.),
- un calculateur des équations de transport pour réaliser la simulation en DC, AC, et temporelle (S-Pisces).
- un simulateur 2D du bruit en petit signal (Noise),
- des logiciels de visualisation,
- une vaste base de données des paramètres physiques de différents matériaux semi-conducteurs (BLAZE),
- ainsi qu'une possibilité d'importation directe des résultats et d'extraction des paramètres, et autre données.

Concernant la simulation physique déterministe : DC, AC petit signal et transitoire, nous pouvons dire que le simulateur ATLAS génère des résultats parfaitement corrects et montre une bonne concordance avec les calculs analytiques que nous avons pu effectuer par ailleurs. La même conclusion s'applique aux résultats de la simulation physique du bruit de diffusion.

En revanche, les comparaisons que nous avons effectuées avec des calculs analytiques rigoureux, sur des structures simples, nous ont montré que le simulateur ATLAS ne permet pas de calculer correctement le bruit G-R assisté par pièges.

Cette limitation du logiciel ATLAS nous a amené à évaluer un second logiciel : Le logiciel SENTAURUS de la société SYNOPSIS qui lui intègre aussi, en principe, la simulation du bruit GR assisté par piège.

## II.2.2 Logiciel de simulation SENTAURUS

Le principe de simulation de SENTAURUS est pratiquement le même que celui d'ATLAS, avec une organisation différente des modules.

De plus ce simulateur présente des avantages très intéressants de manipulation des résultats de calcul, comme nous le verrons par la suite.

La démarche de simulation de chaque module est indiquée Figure II-2:

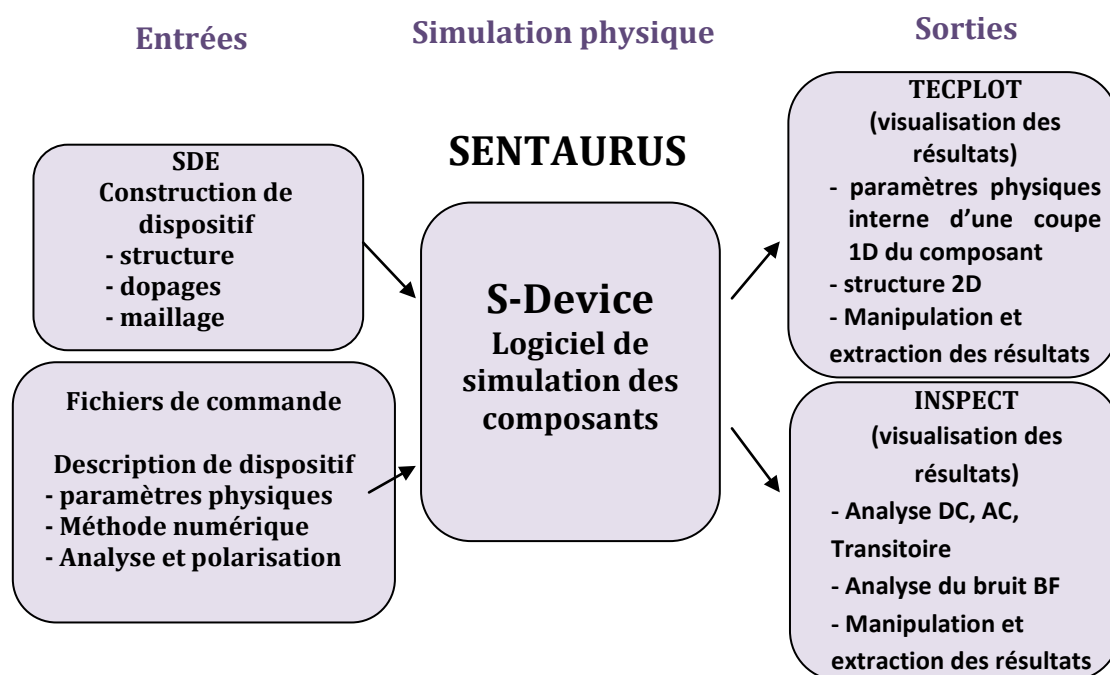


Figure II-2 : Structure de la simulation physique avec le logiciel SENTAURUS

Dans ces modules :

- SDE : (Structure Device Editor) permet de construire graphiquement la structure que l'on souhaite étudier à partir de l'interface graphique SSE ou bien par un fichier de commande « sde\_dvs.cmd ».
- S-Device : Ce module de simulation physique est équivalent à celui d'ATLAS. Dans le fichier de commande « sdevice\_des.cmd », on recherche la structure déjà construite dans SDE, ainsi que les paramètres physiques correspondants, et le type d'analyse et de polarisation choisie, pour effectuer la simulation physique. C'est dans ce fichier que l'on déclare les modèles physiques pris en compte, et les modèles de résolution numérique. Les paramètres physiques doivent être définis dans le fichier de paramètres « sdevice\_des.par ».

Parmi les fonctions assurées par SENTAURUS, il existe la possibilité d'analyser les composants, une fois définis, dans une simulation en mode circuit à travers le module Mixed-Mode intégré dans S-Device. Ceci permet de coupler les composants issus de la simulation physique à des éléments de circuit, tels que des résistances, des capacités, des inductances, des générateurs, etc.

Les résultats de simulations peuvent être visualisés suivant le type d'analyse, soit dans TECPLOT soit dans INSPECT, qui fournissent également une possibilité de manipulation et d'extraction de données.

### **II.2.3 Optimisation du maillage**

Définir un bon maillage est l'un des plus cruciaux problèmes dans la simulation physique des composants semi-conducteurs.

La simulation physique d'un composant semi-conducteur commence toujours par une description et une construction 2D ou 3D de la structure du composant sous test. En 2D, la troisième dimension sera prise comme un coefficient de surface par lequel seront multipliés les paramètres dépendants.

La structure 3D sera ensuite décomposée en de petits volumes, sous forme de nœuds d'un maillage, reliés entre eux par les lignes du maillage.

Les grandeurs physiques définies à chaque nœud (dopages, mobilités ...) vont être reliées entre elles suivant la méthode des différences finies qui discrétise les équations différentielles provenant du modèle de transport utilisé, et permet ensuite de calculer les

variables physiques scalaires inconnues (potentiel électrostatique, densités des porteurs ...), à chaque nœud du maillage. Ces variables sont ensuite utilisées pour calculer les paramètres vectoriels inconnus (champ électrique, densités de courant ...), situés entre deux nœuds adjacents du maillage.

Une fois les équations différentielles résolues à l'équilibre, nous pouvons choisir, avant de lancer la simulation définitive, les conditions aux limites de la structure telle que la valeur du potentiel appliquée sur le contact métallique confondu avec le premier point du maillage par lequel sera introduit la polarisation ou tout autre générateur extérieur. Ensuite le simulateur calcule le flux des porteurs libres en chaque point du maillage le long de la structure pour une tension appliquée donnée, afin de calculer le courant total correspondant.

Durant la simulation, la dérivation et l'intégration numérique des variables physiques seront exécutées sur la distance entre nœuds du maillage. Pour avoir la bonne précision de calcul, il faut donc choisir un maillage très fin.

Ce choix est limité d'une part par la longueur du Debye qui sépare l'analyse macroscopique de l'analyse microscopique quantique des matériaux semi-conducteurs [65]. Cette longueur est exprimée en fonction du dopage  $N$ , par :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{2q^2 N}} \quad \text{II-1}$$

D'autre part, la méthode de calcul numérique par itération suivant aussi les relations entre les nœuds, un maillage trop fin ralentirait énormément la simulation. Il entrainera un temps de calcul prohibitif.

D'où l'importance d'un choix optimal du maillage, pour assurer des résultats à la fois corrects et rapides.

L'optimum de maillage consiste à choisir celui-ci en fonction des coordonnées : là où l'on suppose que les inconnues varient très rapidement on choisira un maillage très fin, relâchant ailleurs les dimensions des mailles, et les gardant relativement serrées au niveau des contacts métalliques.

Par exemple dans une jonction PN on serrera particulièrement le maillage là où est supposée exister une zone déserte de porteurs

## II.3 Analyse déterministe

### II.3.1 Calibration des simulateurs

Comme il est de coutume dans tous les instruments de mesure, et l'on peut considérer un simulateur comme un instrument de mesure virtuel, une phase de calibration doit précéder la caractérisation des composants sous test.

Pour pouvoir effectuer cette calibration, il faut connaître l'ensemble des modèles physiques participant à notre simulation.

Le modèle physique de mobilité des porteurs utilisé dans nos simulations de composants Silicium est le modèle non linéaire de mobilité des porteurs en fonction du champ électrique suivant l'expression empirique [66].

$$\mu_{n,p} = \mu_{(n,p)0} \left( \frac{1}{1 + \left( \frac{\mu_{(n,p)0} \cdot \bar{E}}{v_{sat(n,p)}} \right)^{\beta_{n,p}}} \right)^{1/\beta_{n,p}} \quad \text{II-2}$$

avec,

$\mu_{(n,p)0}$ , représentant la mobilité des porteurs libres à champs faibles

$v_{sat(n,p)}$ , représentant la vitesse de saturation des porteurs libres.

$\beta_{n,p}$ , représentant une constante dont la valeur sera prise entre 1 et 2.

Dans l'étude d'un composant bipolaire ou dans un composant en présence d'un niveau de pièges, les phénomènes de génération-recombinaison deviennent des processus très importants.

Les recombinaisons considérées dans nos simulations sont les recombinaisons de type Shockley-Read-Hall (SRH).

Le taux de recombinaison associé à ces centres s'écrit [57]:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_{p0} [n + n_{ie} \exp(\frac{E_{Trap}}{kT})] + \tau_{n0} [p + n_{ie} \exp(\frac{-E_{Trap}}{kT})]} \quad \text{II-3}$$

où  $E_{Trap}$  est la différence d'énergie entre le niveau de pièges et le niveau intrinsèque, et  $\tau_{p0}$  et  $\tau_{n0}$  représentent les durées de vie des porteurs minoritaires p et n.

Les effets des recombinaisons directes (bande à bande de type thermique, radiative ou Auger) restent relativement moins importants que ceux des recombinaisons SRH en présence des niveaux de pièges dans la bande interdite de semi-conducteur.

Dans l'approximation du transport par dérive-diffusion, les deux simulateurs utilisent le même modèle de densité de courant dont l'expression s'écrit pour les électrons en fonction de la densité d'électrons  $n$ , de leur mobilité  $\mu_n$  et du quasi niveau de Fermi  $\Phi_n$  [60] :

$$J_n(x) = q n(x)\mu_n(x) \left| \frac{d\Phi_n(x)}{dx} \right| \quad \text{II-4}$$

Dans ce cas le modèle de vitesse des porteurs s'exprime :

$$V_n(x) = \mu_n(x) \left| \frac{d\Phi_n(x)}{dx} \right| \quad \text{II-5}$$

Dans une hétérojonction, où il y a une discontinuité de bandes de conduction des porteurs, le modèle dérive-diffusion est remplacé à l'endroit de discontinuité par le modèle thermoïnique [67]. Ce modèle va être traité dans le troisième chapitre.

En appliquant la démarche de simulation DC bien établi, on peut déterminer alors l'état d'équilibre du composant sous test en un point de polarisation donnée.

Une fois l'état d'équilibre DC déterminé, on pourra calculer les paramètres petit-signal, en linéarisant le système d'équation en présence d'une perturbation petit signal appliquée à l'un des contacts extérieurs du composant : c'est ce que l'on appelle la simulation AC [61].

Nous avons rencontré quelques erreurs (bugs) internes sur chacun des simulateurs, que nous avons pu faire corriger par les développeurs de chacun d'eux.

Ces problèmes concernaient des erreurs de déclarations de modèles internes, tels que le modèle non linéaire de la mobilité des porteurs fonction du champ électrique dans SENTAURUS ; le modèle d'extraction de l'admittance dans ATLAS.

Ces problèmes ont été finalement résolus après plusieurs entretiens avec les développeurs des simulateurs, et ont été pris en compte lors de la mise à jour 2010 des simulateurs, ainsi que lors de l'implantation 64 bits d'ATLAS.

Des comparaisons de résultats de simulation DC avec les calculs théoriques [9], [60], montrent l'excellente précision de la simulation DC dans les deux nouvelles versions de chacun des deux simulateurs.

Nous pouvons dire que les deux simulateurs ATLAS et SENTAURUS aboutissent à des résultats pratiquement identiques pour des entrées de données identiques.

Afin de vérifier l'exactitude des résultats de simulation et calibrer les deux logiciels, nous avons effectué une comparaison systématique des modules d'analyse déterministe (par opposition à l'analyse du bruit) des deux logiciels.

### II.3.2 Etude analytique et simulation physique d'une jonction P+N

Pour cette comparaison de simulateurs, nous nous sommes basés sur les études théoriques effectuées par SAH [68], [69] puis complétées par OLDHAM [59] sur une jonction dissymétrique P+N. Ces études nous fournissent un calcul analytique très intéressant, de l'admittance BF en analyse « petit signal » à l'équilibre thermodynamique.

#### II.3.2.1 Caractéristiques physiques

Nous avons introduit une description identique de cette jonction dans les deux simulateurs, ATLAS et SENTAURUS.

- La structure à une dimension de la jonction P+N est représentée Figure II-3:

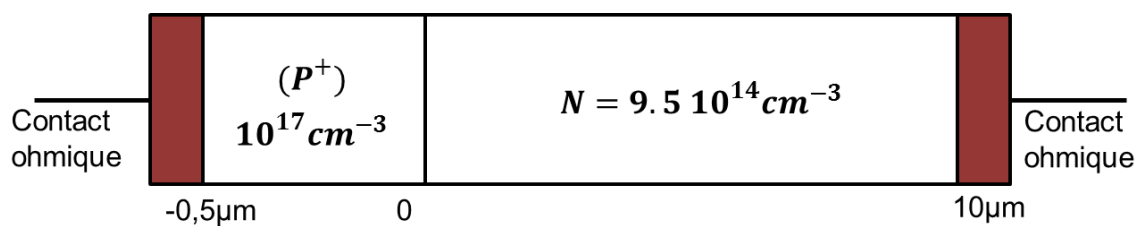


Figure II-3 : Structure unidimensionnelle de la jonction P+N d'une longueur totale de 10.5µm

La structure est en matériau Silicium, sa longueur est de 10.5µm, la surface est de 4.5.10<sup>5</sup>µm<sup>2</sup>.

On trouvera dans le Tableau II-1 une synthèse des valeurs des paramètres des modèles physiques utilisés (Silicium).

| VARIABLES   | UNITES    | VALEURS              | PHENOMENE |
|---|-----------|----------------------|-----------|
| Constante diélectrique relative ( $\epsilon_r$ )                | -         | 11.3                 |           |
| Densité d'état électronique dans la bande de conduction : $N_C$ | $cm^{-3}$ | $2.82 \cdot 10^{19}$ |           |
| Densité d'état électronique dans la bande de valence: $N_V$     | $cm^{-3}$ | $1.83 \cdot 10^{19}$ |           |
| Affinité électronique : $\chi$                                  | eV        | 4                    |           |
| Bande interdite : $E_g$   | eV        | 1.12                 |           |



|  |              |             |            |
|--|--------------|-------------|------------|
| Durée de vie des porteurs minoritaires (trous) : $\tau_{p0}$     | s            | $5.10^{-7}$ | SRH        |
| Durée de vie des porteurs minoritaires (électrons) : $\tau_{n0}$ | s            | $5.10^{-7}$ | SRH        |
| Mobilité à bas champ : $\mu_{n0}$ (électrons)                    | $cm^2/(V s)$ | 1400        | Mobilité n |
| Mobilité à bas champ : $\mu_{p0}$ (trous)                        | $cm^2/(V s)$ | 450         | Mobilité p |
| Constante : $\beta_{n0}$   | -            | 2           | Mobilité n |
| Constante : $\beta_{p0}$   | -            | 1           | Mobilité p |

Tableau II-1 : Paramètres physiques correspondants aux modèles physiques utilisés dans la simulation

Une fois la structure construite et les caractéristiques I/V calculées et vérifiées, on procède à l'étude de l'effet des pièges en chaque point de polarisation.

On peut vérifier d'abord que l'approximation classique des zones dites désertes dans les jonctions PN n'est pas correcte. Ceci est particulièrement vrai dans des jonctions dissymétriques telles que les jonctions P+N.

Nous avons pu observer (Figure II-4 et II-5) qu'une telle jonction, polarisée à zéro volt, présente au niveau de la jonction métallurgique P+N coté N ( $p = 10^{17} cm^{-3}$ ,  $n = 9.5 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ ) une couche d'inversion (porteurs libres p coté N).

Cette couche d'inversion doit avoir des conséquences aussi bien sur les caractéristiques de l'admittance BF de la jonction, que sur le bruit GR de celle-ci, aux basses fréquences [70].

Le calcul analytique du champ électrique (Figure II-4), avec l'approximation d'une zone déserte [9], montre un maximum de  $1.5 \cdot 10^4$  V/cm loin de la valeur obtenue avec la simulation numérique, en présence de la zone d'inversion.

$$E_{max} = -\frac{2 \cdot V_d}{W} \cong 1.5 \cdot 10^4 \text{ (V/cm)} \quad \text{II-6}$$

avec  $V_d$ , la tension de diffusion, qui s'écrit sous forme la différence de potentiel entre coté n et coté p de la diode :

$$V_d = V_n - V_p = 0.72 \text{ (V)} \quad \text{II-7}$$

et W, la largeur de la zone de charge d'espace, qui s'écrit:

$$W = W_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot V_d}{q \cdot N_D}} = 0.89 \text{ (\mu m)} \quad \text{II-8}$$

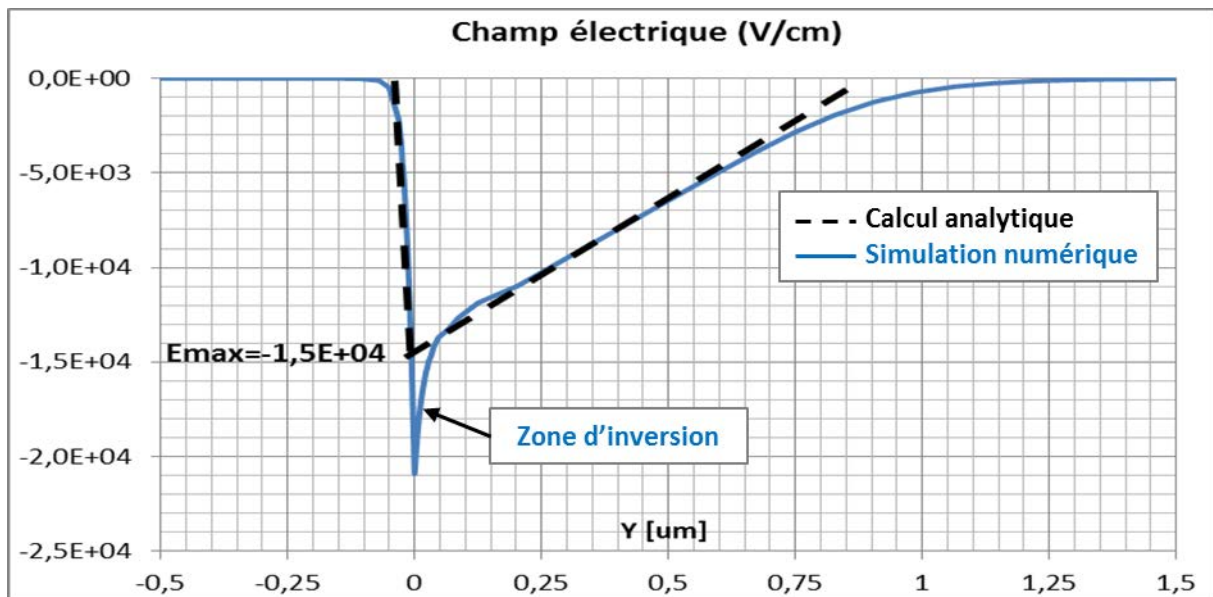


Figure II-4 : Distribution de champ électrique le long de la jonction P+N (sans pièges à 0V)

En présence des pièges accepteurs dans la zone de charge d'espace localisée principalement dans la région N de la jonction, la quantité de charge dans cette zone est modifiée. La jonction métallurgique étant toujours située à  $y=0\mu\text{m}$ . Nous pouvons noter une modification de la zone de charge d'espace en présence des pièges accepteurs entre 0.5 et  $1.5\mu\text{m}$  (Figure II-5). Cette plage représente la zone active de piège [59] ou zone d'ionisation des pièges.

La forme de la distribution de la densité de charge le long de la jonction P+N, à l'équilibre thermodynamique, en absence puis en présence des pièges accepteurs, est représentée Figure II-5.

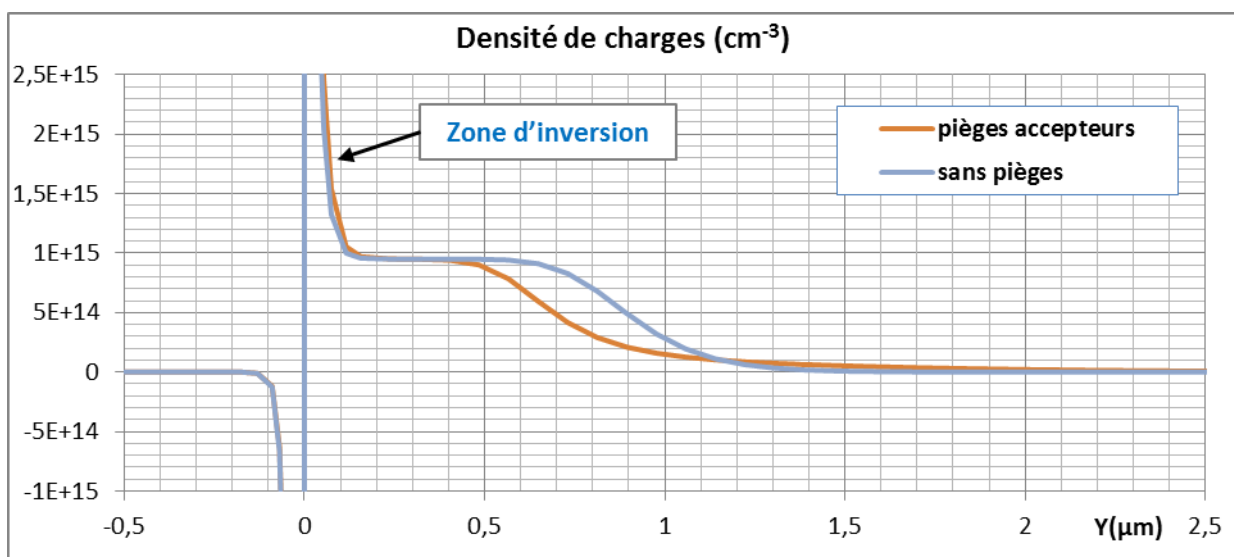


Figure II-5 : Distribution de la densité de charge le long de la jonction P+N (sans et avec pièges accepteurs à 0V)

La zone active de piège est due à l'ionisation des pièges à cet endroit (Figure II-6). Ce phénomène est dû dans le cas d'un piège accepteur, comme nous l'avons indiqué dans le premier chapitre, au piégeage ou à l'occupation des pièges par des électrons de charge négative. Ce qui explique la diminution de la quantité de charge dans cette zone.

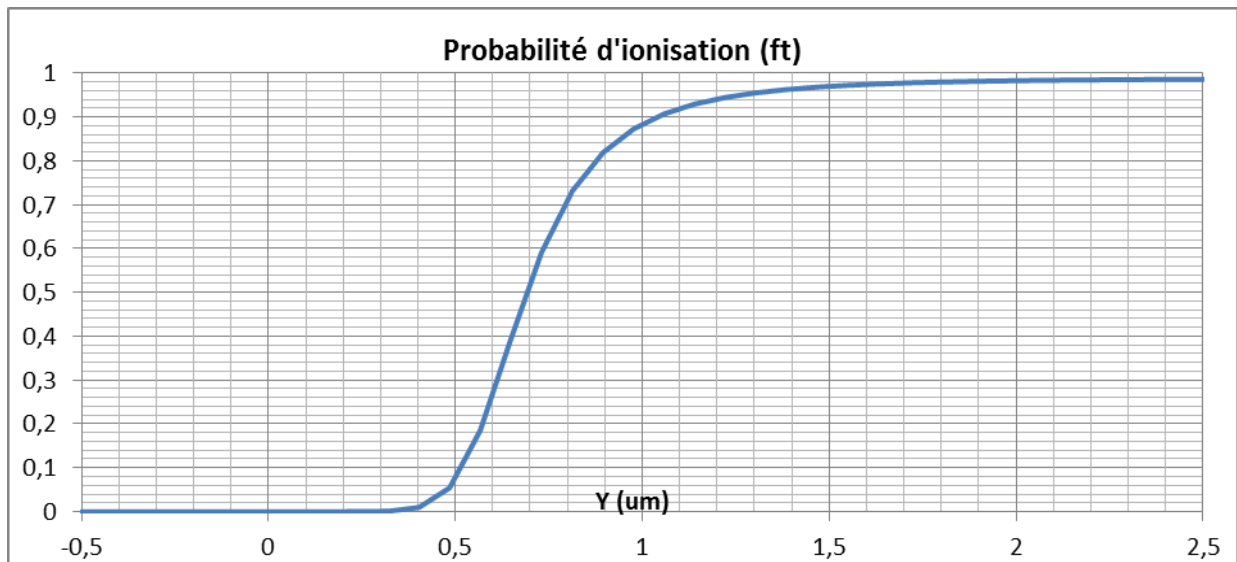


Figure II-6 : Variation de la probabilité d'ionisation (occupation par électrons) des pièges accepteurs, le long de la jonction P+N (à 0V)

Bien entendu l'ionisation est aussi soumise à d'autres conditions dépendant des caractéristiques des pièges telles que sa capacité à capturer ou garder les porteurs piégés.

Ces caractéristiques agissent directement sur la fréquence de coupure BF que l'on doit observer aussi bien dans la variation de l'admittance BF que du bruit GR, en fonction de la fréquence, ainsi que sur la variation de charge dans la zone de charge d'espace.

On trouvera dans le Tableau II-2 les caractéristiques du niveau des pièges utilisé [68].

| VARIABLES   | UNITES    | VALEURS               | GRANDEUR                         |
|-------------|-----------|-----------------------|----------------------------------|
| Type        | -         | Accepteur             | Ionisation                       |
| $N_T$       | $cm^{-3}$ | $9 \cdot 10^{14}$     | Densité des pièges               |
| $E_C - E_T$ | $eV$      | 0.45                  | Energie d'activation             |
| $\sigma_n$  | $cm^2$    | $7.2 \cdot 10^{-17}$  | Section de capture des électrons |
| $\sigma_p$  | $cm^2$    | $6.02 \cdot 10^{-15}$ | Section de capture des trous     |
| $V_{thn}$   | $cm/s$    | $2.29 \cdot 10^7$     | Vitesse thermique des électrons  |
| $V_{thp}$   | $cm/s$    | $1.91 \cdot 10^7$     | Vitesse thermique des trous      |

Tableau II-2 : Caractéristiques du centre des pièges utilisé dans la simulation (à T=300K)

La forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N en présence des pièges accepteurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-7.

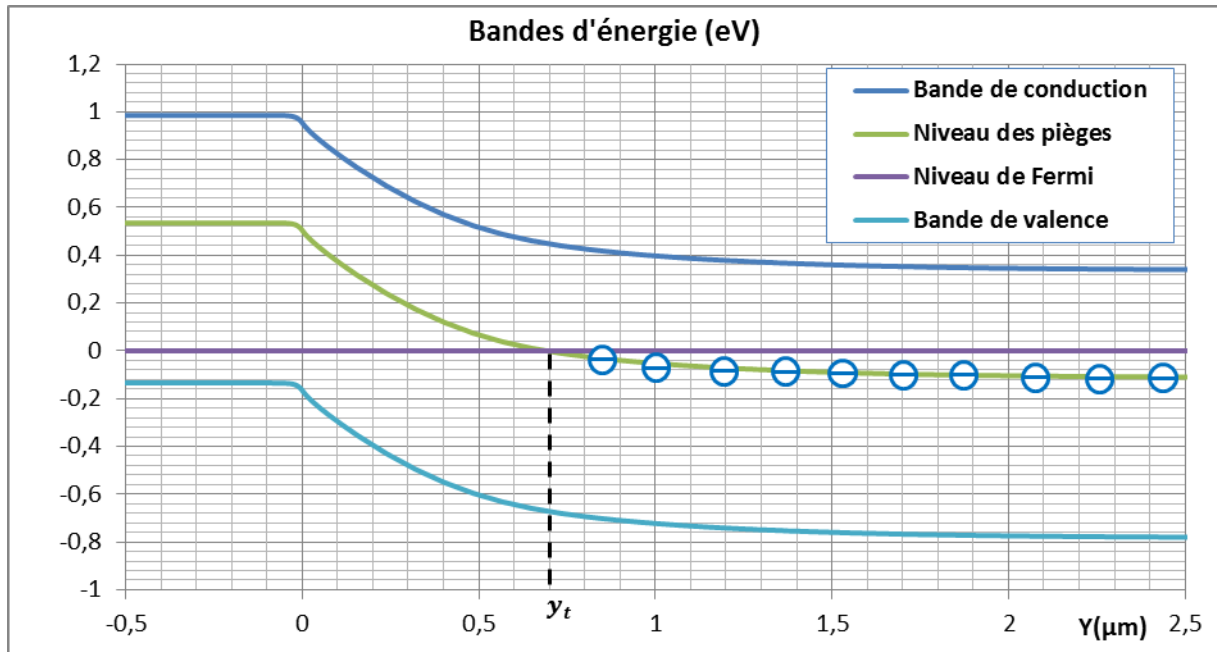


Figure II-7 : Forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N avec pièges Accepteurs, à l'équilibre thermodynamique

En termes d'énergie, on remarque l'importance du point d'intersection du niveau des pièges avec le niveau de Fermi (Figure II-7). C'est autour de ce point que l'on peut avoir une transition maximale par demi-occupation des pièges [59].

À l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi se situe à 0 eV. Son intersection avec le niveau des pièges se situe au point  $y_t = 0,7 \mu m$ .

Dans le calcul de la capacité BF en fonction de la fréquence, la constante de temps  $\tau_t$  caractéristique des pièges, appelé encore temps de relaxation des pièges, est la grandeur la plus intéressante. D'après cette grandeur nous pouvons définir la fréquence de coupure de l'admittance BF.

Globalement, et à partir du tracé de cette grandeur en fonction de  $y$ , le long de la zone de charge d'espace, nous pouvons également estimer la variation locale de quantité de charge dans la zone de charge d'espace pour chaque fréquence d'analyse puis la limitation fréquentielle d'activation du niveau de pièges correspondant.

La forme de la constante de temps  $\tau_t$  caractéristique des pièges le long de la jonction P+N en présence des pièges accepteurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-8 :

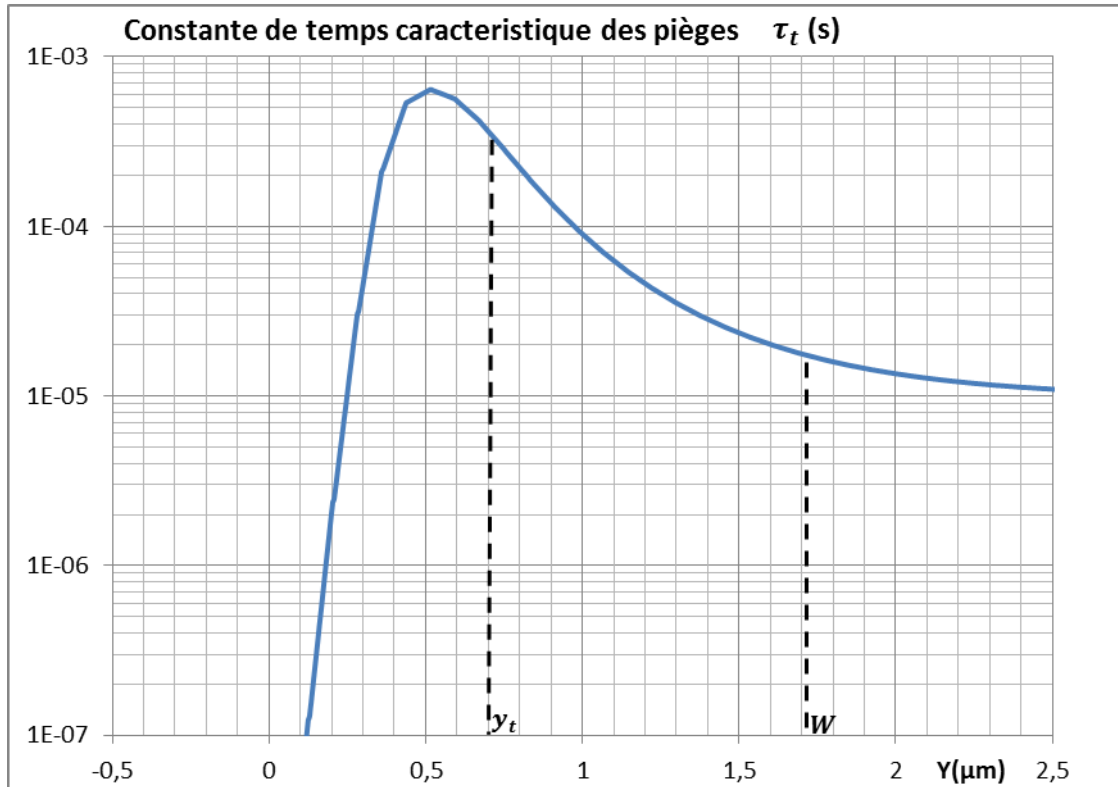


Figure II-8 : Forme de la constante de temps caractéristique des pièges accepteurs le long de la jonction P+N à l'équilibre thermodynamique

La jonction se situe toujours à  $0\mu\text{m}$ . Dans ce schéma,  $y_t = 0,7 \mu\text{m}$  est le lieu du maximum de transition des pièges accepteurs et  $W=1,7\mu\text{m}$ , la largeur de la zone de charge d'espace.

On remarque que la fréquence de coupure équivalente à  $1/2 \cdot \pi \cdot \tau_t$  en  $y = y_t$  est de l'ordre de 487 Hz et que l'effet des pièges sur l'admittance va être limité en  $y = W$  à une fréquence équivalente à  $1/2 \cdot \pi \cdot \tau_t$  à de l'ordre de 8.5 kHz.

Si à la place d'un piège accepteur nous utilisons un niveau de pièges donneurs de même caractéristiques, les résultats changent.

D'une part l'ionisation se fera par les trous, qui ne suivent pas la probabilité d'occupation des électrons  $ft$ , mais la probabilité  $(1-ft)$ . De plus l'activation de la zone d'ionisation sera celle pour laquelle le niveau d'énergie du piège sera au-dessus du point d'intersection du niveau de Fermi et du niveau d'énergie du piège.

La variation de la probabilité d'ionisation des pièges le long de la jonction P+N étudiée, en présence des pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-9.

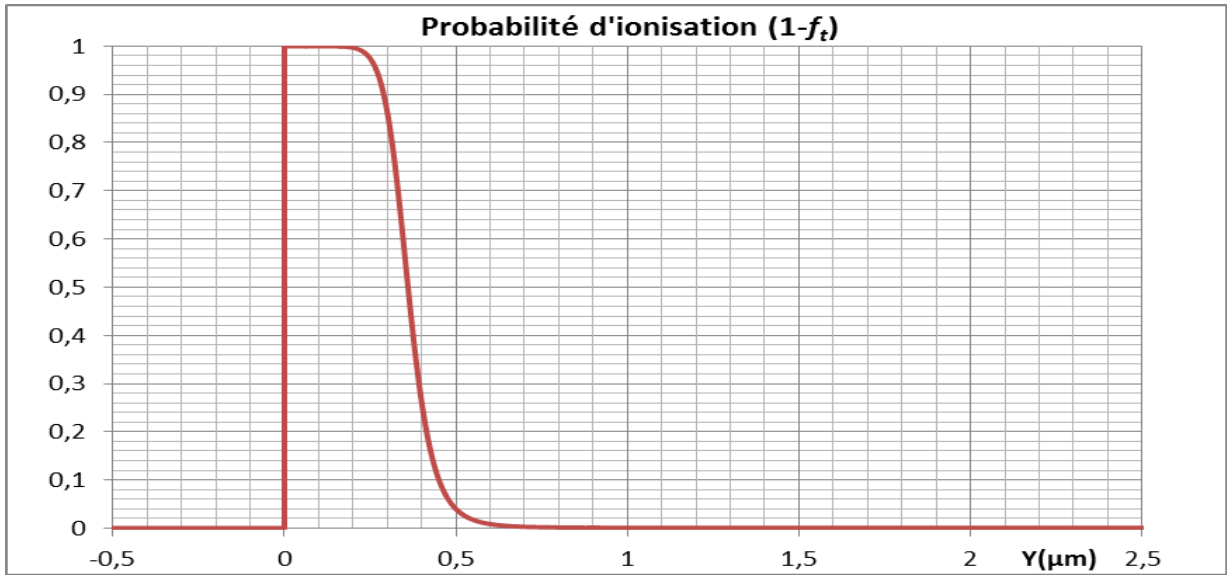


Figure II-9 : Variation de la probabilité d'ionisation (occupation par trous) des pièges donneurs, le long de la jonction P+N (à 0V)

La forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N en présence des pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-10.

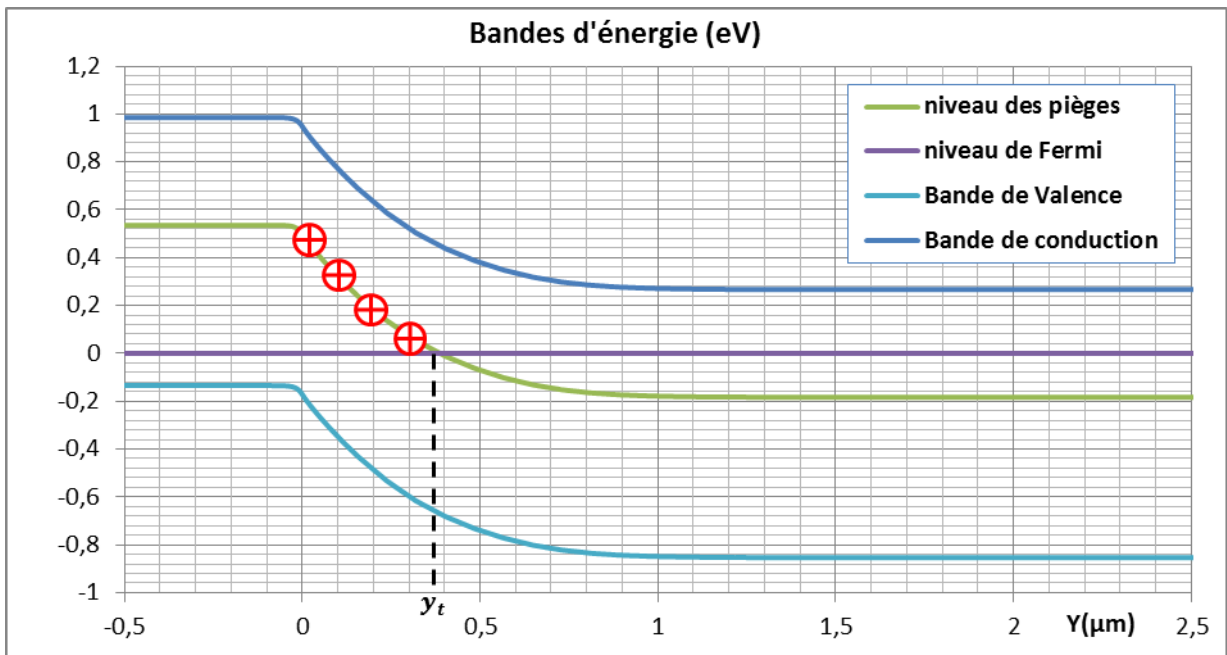


Figure II-10 : Forme des bandes d'énergie le long de la jonction P+N avec pièges Donneurs à l'équilibre thermodynamique

Ce changement de signe dans l'ionisation des pièges se traduit, comme le montre la Figure II-11, par une augmentation de la quantité de charges positives dans la zone de charge d'espace coté N où se trouve exactement la zone active de ce niveau de pièges donneurs.

La forme de la distribution de la densité de charge le long de la jonction P+N en absence puis en présence des pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-11.

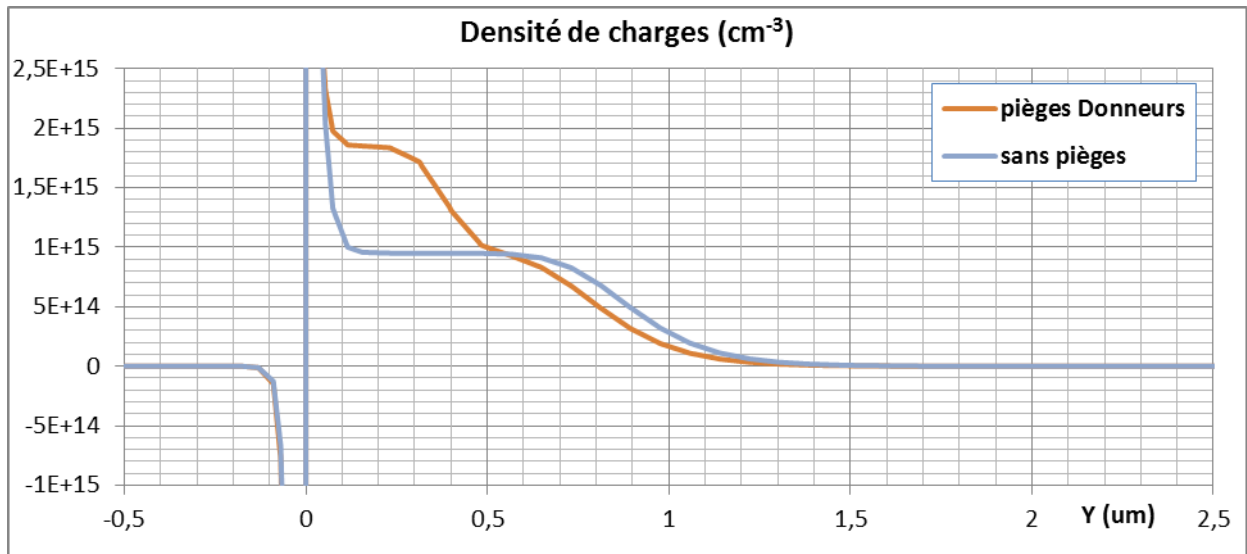


Figure II-11 : Distribution de densité de charge le long de la jonction P+N (sans et avec pièges Donneurs à 0V)

La forme de la constante de temps  $\tau_t$  caractéristique des pièges le long de la jonction P+N en présence des pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique est représentée Figure II-12 :

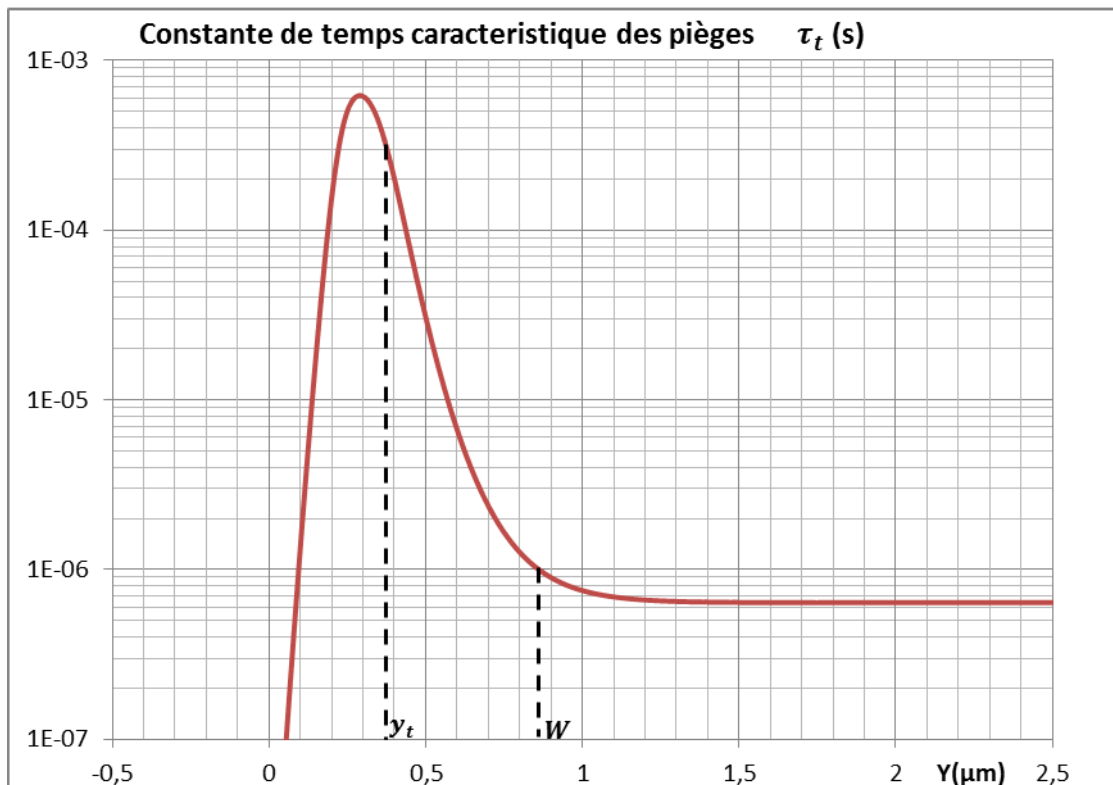


Figure II-12 : Forme de la constante de temps caractéristique des pièges donneurs le long de la jonction P+N à l'équilibre thermodynamique

Dans ce schéma,  $y_t = 0.38 \mu m$  est le lieu du maximum de transition des pièges donneurs et  $W=0.85 \mu m$ , la largeur de la zone de charge d'espace. La jonction se situe toujours à  $0 \mu m$ .

On remarque que la fréquence de coupure équivalente à  $1/2 \cdot \pi \cdot \tau_t$  en  $y = y_t$  est de l'ordre de 530 Hz ; l'effet des pièges sur l'admittance va être limité en  $y = W$  à une fréquence équivalente à  $1/2 \cdot \pi \cdot \tau_t$  de l'ordre de 160 kHz.

Nous allons étudier maintenant l'influence de chacun de ces niveaux de pièges sur l'admittance BF de la jonction.

### II.3.2.2 Etude analytique

Nous reprenons dans cette partie, les études théoriques, effectuées par SAH [68], [69] et OLDHAM [59], pour calculer l'admittance BF. Ces études sont basées sur une méthode analytique dite « incrémental charge » [61].

Cette méthode traduit directement la fluctuation de charge interne que l'on peut observer en présence des pièges dans la zone de charge d'espace (ZCE) d'une jonction PN, par une variation au niveau de la capacité BF.

Les éléments de la matrice des capacités entre deux accès  $i$  et  $j$  s'écrivent alors :

$$C_{ij} = \frac{\Delta Q_i}{\Delta V_j} \quad \text{II-9}$$

où  $\Delta Q_i$  est la somme de toutes les fluctuations de charge produites à l'intérieur aux bornes de la zone de déplétion de la jonction par le contact  $i$ , et  $\Delta V_j$  la perturbation de la tension DC de polarisation vue sur le contact  $j$ .

La conductance BF, sera ensuite calculée à partir de la relation suivante,

$$Y_{ij} = G_{ij} + j \cdot \omega \cdot C_{ij} = \frac{\Delta \tilde{I}_i}{\Delta \tilde{V}_j} \quad \text{II-10}$$

avec,

$$\Delta \tilde{I}_i = \frac{dQ_i}{dt} \quad \text{II-11}$$

SAH [68] a calculé d'une manière simple les valeurs des capacités dites  $C_{DC}$  et  $C_{AC}$ , basse et haute fréquence, pour des pièges accepteurs (coté n).



Suivant l'approximation de déplétion, en absence des pièges, la capacité  $C_0$  est constante quel que soit la fréquence d'analyse. Elle est exprimée par :

$$C_0 = \frac{\varepsilon}{W_0} = \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon \cdot N_D}{2(V_D - V)}} \quad \text{II-12}$$

où,

$W_0$  est la largeur de la zone de charge d'espace sans aucun effet des pièges,

$V_D$  est la tension de diffusion de la jonction égale à 0.648V

$V$  est la tension appliquée égale à 0V.

La forme de la variation de charge dans la zone de charge d'espace (coté n) d'une jonction PN soumise à une variation de la tension appliquée en absence puis en présence des pièges est représentée Figure II-13 :

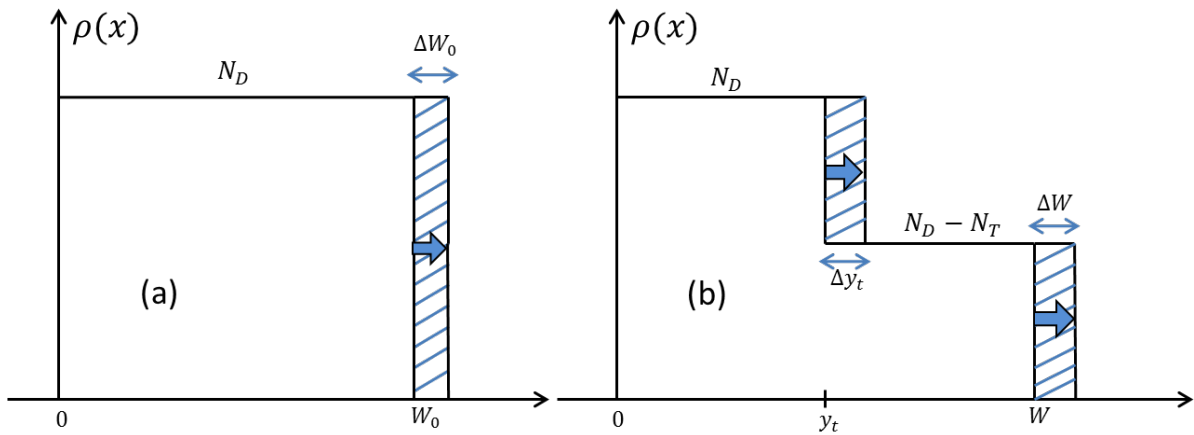


Figure II-13 : Variation de charge dans la ZCE d'une jonction PN due à une variation de la tension DC appliquée : (a) en absence puis (b) en présence des pièges

En présence d'un niveau actif de pièges accepteurs dans la zone de charge d'espace (coté n) de la jonction, les perturbations de la tension de polarisation DC entraîne cette fois une variation différente de la densité de charge. Nous avons de plus une variation due aux piègeages et dépiégeages des électrons.

Avant perturbation (Figure II-13.b) : la zone de charge d'espace est définie pour une jonction possédant un piège accepteur par les abscisses  $y_t$  et  $W$ .

En présence d'une perturbation : la somme des variations de charge s'écrit alors dans ce cas :

$$\Delta Q_{DC} = \Delta Q(y_t) + \Delta Q(W) = q \cdot N_T \cdot \Delta y_t + q \cdot (N_D - N_T) \cdot \Delta W \quad \text{II-13}$$

La différence de potentiel induite par chaque variation locale de charge s'écrit :

$$\Delta V(y) = \frac{\Delta Q(y)}{C(y)} \quad \text{II-14}$$

avec,  $C(y)$  la capacité locale, défini par :  $C(y) = \varepsilon/y$ .

D'après la relation II-9, la capacité basse fréquence  $C_{DC}$  peut se développer et s'écrire :

$$C_{DC} = \sqrt{\frac{q \varepsilon N_D}{2 \left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_D} \phi_t \right]}} \quad \text{II-15}$$

Dans la jonction P<sup>+</sup>N que l'on étudie, les pièges se localisent principalement coté n de la jonction. Dans ce cas, nous avons :

$$\phi_t = E_{Fn} - E_T \text{ (coté neutre N)} = 0.113 V \quad \text{II-16}$$

À haute fréquence et pour des fréquences supérieures au temps de relaxation des pièges, les centres en  $y=yt$  ne pourront pas répondre à la variation rapide du signal appliqué sur la jonction, et la variation dans ce cas reste seulement aux bords de la zone de charge d'espace. Dans ce cas, la valeur de la capacité haute fréquence  $C_{AC}$  est égale à  $\varepsilon/W$  qui peut se développer et s'écrire :

$$C_{AC} = \frac{\sqrt{\frac{q \varepsilon}{2}}}{\frac{N_t}{N_D} \sqrt{\frac{\phi_t}{N_D - N_t}} + \sqrt{\frac{\left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_D} \phi_t \right]}{N_D}}} \quad \text{II-17}$$

En suivant la même démarche que précédemment, nous pouvons calculer de la même manière les valeurs correspondantes pour un niveau des pièges donneurs. L'examen des expressions précédentes indique que pour les pièges donneurs (coté n), il suffit de remplacer  $N_D$  par  $(N_D + N_T)$ .

Nous avons donc pour des pièges donneurs (coté n):

$$C_{DC} = \sqrt{\frac{q \varepsilon (N_D + N_T)}{2 \left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_D + N_T} \phi_t \right]}} \quad \text{II-18}$$

$$C_{AC} = \frac{\sqrt{\frac{q \varepsilon}{2}}}{\frac{N_t}{N_D + N_T} \sqrt{\frac{\phi_t}{N_D}} + \sqrt{\frac{\left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_D + N_T} \phi_t \right]}{N_D + N_T}}} \quad \text{II-19}$$

Pour des pièges accepteurs (coté p), il suffit de remplacer  $N_D$  par  $(N_A + N_T)$  :

$$C_{DC} = \sqrt{\frac{q \varepsilon (N_A + N_T)}{2 \left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_A + N_T} \phi_t \right]}} \quad \text{II-20}$$

$$C_{AC} = \frac{\sqrt{\frac{q \varepsilon}{2}}}{\frac{N_t}{N_A + N_T} \sqrt{\frac{\phi_t}{N_A}} + \sqrt{\frac{\left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_A + N_T} \phi_t \right]}{N_A + N_T}}} \quad \text{II-21}$$

Pour des pièges donneurs (coté p), il suffit de remplacer  $N_D$  par  $N_A$  :

$$C_{DC} = \sqrt{\frac{q \varepsilon N_A}{2 \left[ V_D - V - \frac{N_t}{N_A} \phi_t \right]}} \quad \text{II-22}$$

$$C_{AC} = \frac{\sqrt{\frac{q \varepsilon}{2}}}{\frac{N_t}{N_A} \sqrt{\frac{\phi_t}{N_A - N_t}} + \sqrt{\frac{V_D - V - \frac{N_t}{N_A} \phi_t}{N_A}}} \quad \text{II-23}$$

Par ailleurs, et en calculant indépendamment d'une façon dynamique, la variation de la tension et du courant en fonction de la variation de charge, due aux pièges, dans la zone de charge d'espace, OLDHAM [59] aboutit à une expression approchée de la variation de l'admittance BF, en fonction de la fréquence, pour un point de polarisation donné.

$$\frac{\bar{i}}{\bar{v}} = j\omega C_\infty \frac{j\omega + \omega_0 \left(1 + \frac{N_t^*}{N}\right)}{j\omega + \omega_t} \quad \text{II-24}$$

L'admittance peut se décomposer en une somme d'une conductance  $G_p$  en parallèle avec une susceptance:  $j\omega C_p$ , où

$$G_p = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2 \omega_t (C_0 - C_\infty)}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad \text{II-25}$$

$$C_p = C_\infty + \frac{C_0 - C_\infty}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad \text{II-26}$$

avec,

$\omega_t = \omega_0(1 + K)$  la pulsation de coupure approchée de l'admittance BF,

$C_0$  et  $C_\infty$  sont respectivement les valeurs, basse et haute fréquence, de la capacité de la jonction. Ils s'écrivent respectivement :

$$C_0 = C_\infty \left(1 + \frac{N_t^*}{N}\right) \frac{1}{1+K} \quad \text{II-27}$$

et,

$$C_\infty = \varepsilon/W \quad \text{II-28}$$

où  $\omega_0$  est la pulsation caractéristique du piège calculée au point d'intersection  $y_t$  du niveau de Fermi avec le niveau des pièges (coté n). Elle s'écrit :

$$\omega_0 = \{c_n[n(y_t) + \beta \cdot n_1] + c_p[p(y_t) + p_1/\beta]\} \quad \text{II-29}$$

$K$  le facteur correctif de la pulsation de coupure de l'admittance BF et  $N_t^*$  la valeur approchée de la densité des électrons piégés.

Les méthodes précédentes sont approchées et ne sont utilisables que pour des jonctions dissymétriques soumises à une approximation de déplétion totale des zones de charge d'espace [61] et ne sont applicables qu'à très faible injection.

Dans le cas de forte injection, lorsque les zones de charge d'espace tendent à disparaître, apparaissent les capacités de diffusion qui ne sont pas prises en compte dans les calculs précédents.

Nous allons maintenant procéder à une comparaison avec des simulations AC effectuées sur les deux simulateurs que nous testons.

### II.3.2.2.1 Simulation AC

Les deux simulateurs utilisent la méthode numérique la plus rigoureuse et la plus rapide : celle qui a été développée par LAUX [61].

Dans cette méthode, l'analyse s'effectue directement dans le domaine fréquentiel, en plaçant, dans les équations du modèle de transport linéarisés qui décrivent le composant, un générateur de faible amplitude, sous forme cissoïdale : c'est-à-dire un signal non réel, de la forme :  $e^{j\omega t}$ .

Cette méthode est celle qui sera utilisée pour le calcul des fonctions de Green [28], dans ces mêmes équations différentielles de transport.

Les simulateurs permettent, d'extraire la matrice admittance  $Y(j\omega)$  (petit signal) du composant simulé, qu'il s'agisse d'un dipôle (diode) ou d'un quadripôle (transistor), sous la forme tout à fait classique :

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \quad \text{II-30}$$

Les termes de cette matrice sont présentés sous la forme d'une conductance en parallèle sur une susceptance.

$$Y_{11} = G_{11} + jB_{11} \quad \text{II-31}$$

$$Y_{12} = G_{12} + jB_{12} \quad \text{II-32}$$

$$Y_{21} = G_{21} + jB_{21} \quad \text{II-33}$$

$$Y_{22} = G_{22} + jB_{22} \quad \text{II-34}$$

Nous allons comparer maintenant d'une part, les résultats obtenus avec les deux simulateurs en utilisant le modèle de dérive-diffusion, avec, d'autre part, les résultats de

calcul analytique d'OLDHAM et de SAH dans une jonction P+N, en absence, puis en présence, de pièges accepteurs et donneurs à l'équilibre thermodynamique.

### Pièges accepteurs

La variation de la capacité BF en analyse AC petit signal en fonction de la fréquence est donnée Figure II-14:

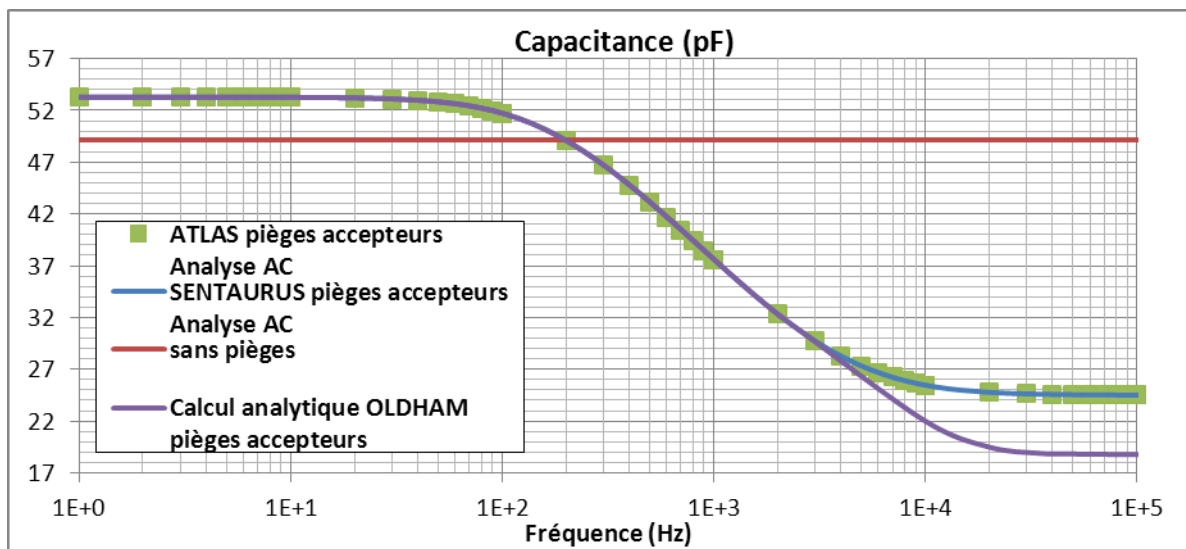


Figure II-14 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence, dans la jonction P+N avec pièges accepteurs à l'équilibre thermodynamique

On remarque qu'à basse fréquence on retrouve le calcul analytique et les résultats publiés. On trouve également la même fréquence de coupure. Vers les hautes fréquences, et à partir de 5KHz on remarque une légère différence due à l'approximation de déplétion totale de la zone de charge d'espace.

En ce qui concerne la conductance BF, on montre dans la Figure II-15 sa variation en fonction de la fréquence simulée en analyse AC à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS, avec et sans pièges, et comparée au résultat du calcul analytique d'OLDHAM.

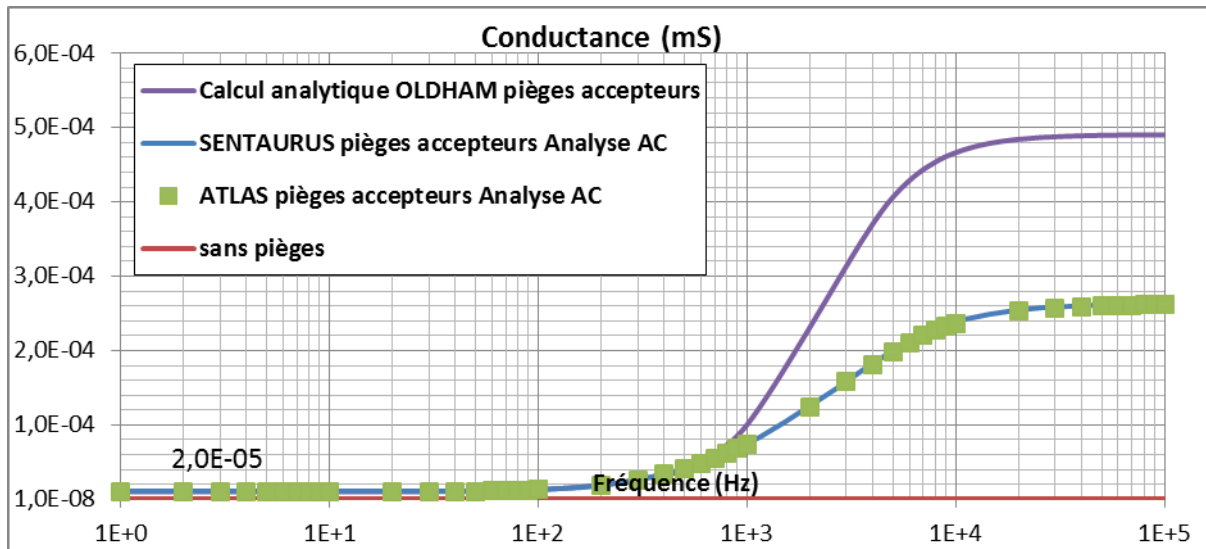


Figure II-15 : Comparaison des résultats de simulation et du calcul analytique de la variation de la Conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges Accepteurs à l'équilibre thermodynamique

On présente Tableau II-3 les résultats de la comparaison de la capacité et de la conductance BF en analyse AC obtenus avec ATLAS et SENTAURUS, dans une structure avec et sans pièges, comparés au résultat du calcul analytique d'OLDHAM et de SAH, à l'équilibre thermodynamique.

| Paramètre physique | Simulation sans pièges | Simulation avec pièges | Calcul analytique « OLDHAM » | Calcul analytique « SAH » |
|--------------------|------------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------|
| $C_{P\_BF}$ (pF)   | 49.15                  | 53.25                  | 53.3                         | 53.33                     |
| $C_{P\_HF}$ (pF)   | 49.15                  | 24.55                  | 18.8                         | 21                        |
| $G_{P\_BF}$ (mS)   | $3.89 \cdot 10^{-8}$   | $1.9 \cdot 10^{-5}$    | $10^{-6}$                    | -                         |
| $G_{P\_HF}$ (mS)   | $8.56 \cdot 10^{-5}$   | $2.6 \cdot 10^{-4}$    | $4.9 \cdot 10^{-4}$          | -                         |

Tableau II-3 : Résultats de simulation et de calcul analytiques de l'admittance BF en analyse AC en présence d'un niveau des pièges accepteurs

Le Tableau II-3 montre pour la conductance BF des différences entre les résultats de simulation numérique et les calculs analytiques qui dues, comme indiqué plus haut, aux approximations utilisées dans le calcul analytique.

### Pièges donneurs

La variation de la capacité BF en analyse AC simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS, avec et sans pièges, comparée au résultat du calcul analytique d'OLDHAM, est présentée Figure II-16:

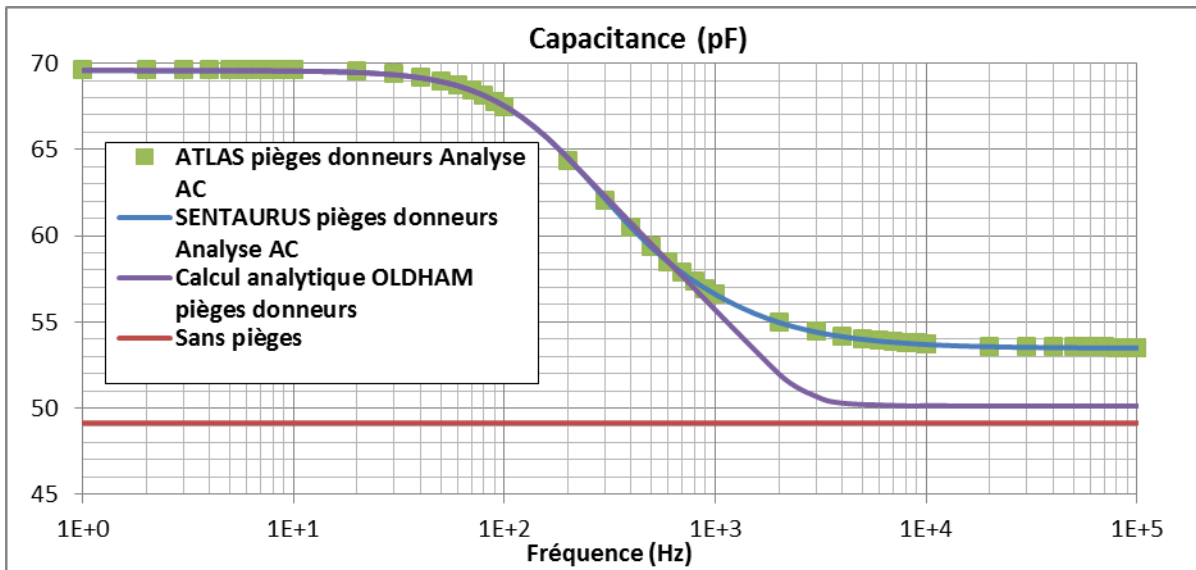


Figure II-16 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique.

La variation de la conductance BF en analyse AC simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS, avec et sans pièges, comparée au résultat du calcul analytique d'OLDHAM est présentée Figure II-17:

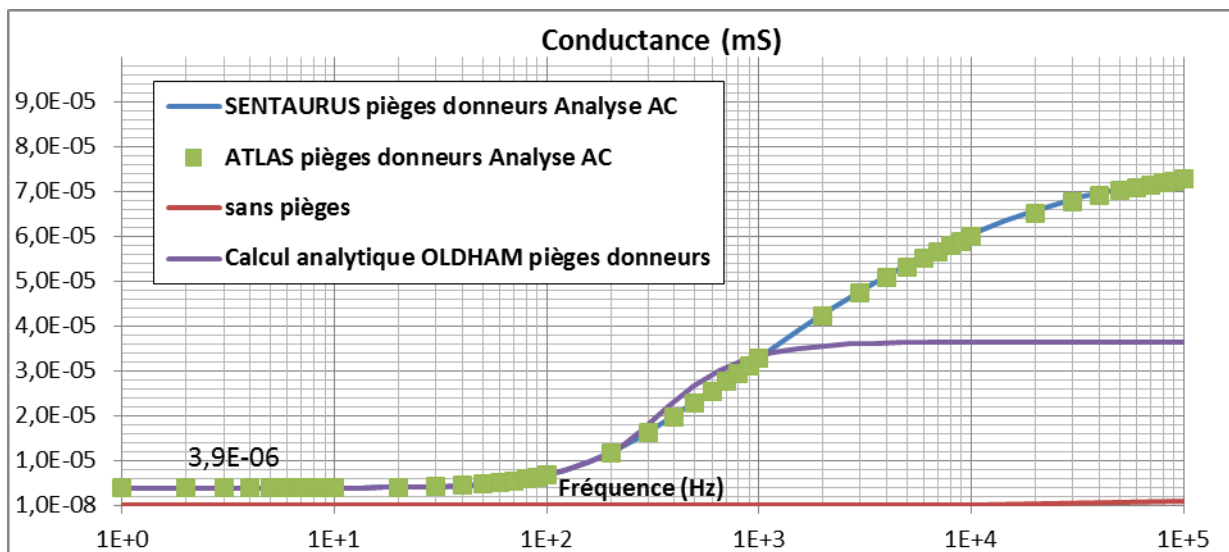


Figure II-17 : Comparaison des résultats de simulation et calcul analytique de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N : pièges donneurs à l'équilibre thermodynamique

On trouvera dans le Tableau II-4 le récapitulatif des résultats de calcul de la capacité BF, à l'équilibre thermodynamique. Les résultats de simulation numérique AC sur les simulateurs ATLAS et SENTAURUS sont comparés au résultat du calcul analytique d'OLDHAM et de SAH.

| Paramètre physique | Simulation sans pièges | Simulation avec pièges | Calcul analytique « OLDHAM » | Calcul analytique « SAH » |
|--------------------|------------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------|
| $C_{P\_BF}$ (pF)   | 49.15                  | 69.6                   | 69.5                         | 69                        |
| $C_{P\_HF}$ (pF)   | 49.15                  | 53.5                   | 50                           | 54.8                      |
| $G_{P\_BF}$ (mS)   | $3.89 \cdot 10^{-8}$   | $3.93 \cdot 10^{-6}$   | $3,9 \cdot 10^{-6}$          | -                         |
| $G_{P\_HF}$ (mS)   | $8.56 \cdot 10^{-5}$   | $7.24 \cdot 10^{-5}$   | $3.64 \cdot 10^{-5}$         | -                         |

Tableau II-4 : Résultats de simulation et de calcul analytiques de l'admittance BF en analyse AC en présence d'un niveau des pièges donneurs

On remarque ici pour un piège donneur, que les résultats sont très proches aux deux extrémités de la bande de fréquences BF.

On peut constater que, malgré les légères différences prévues par des approximations faites pour pouvoir traiter le problème par un calcul analytique, les deux simulateurs donnent des résultats proches des calculs analytiques. Nous constatons que la simulation AC tient bien compte de l'effet dynamique des pièges dans le calcul de l'admittance petit signal d'un composant semi-conducteur.

### II.3.2.2.2 Simulation transitoire

Afin de valider les résultats obtenus avec l'analyse AC petit signal, et de vérifier la prise en compte de la dynamique des pièges en mode d'analyse temporel, nous allons maintenant exciter le dispositif par un signal temporel sinusoïdal de même forme et amplitude que celui que nous avons utilisé en mode AC, mais cette fois-ci les simulateurs travaillent en mode temporel : transitoire [61].

L'analyse transitoire dans les deux simulateurs s'effectue autour d'un point de polarisation donné. Notre analyse consiste à appliquer sur le contact « j » et à un temps  $t=0$  la tension de polarisation incluant une partie DC et une partie sinusoïdale, et à étudier sur un autre contact « m » la valeur et la variation temporelle de la tension et du courant ( $I_m(0)$ ,  $i_m(t)$ ,  $V_m(0)$ ,  $v_m(t)$ ).

L'expression de l'admittance petit signal entre deux contacts « i » et « j », en fonction de la fréquence est tirée d'une transformée de Fourier du rapport courant/tension,

$$\tilde{Y}_{ij} = \frac{\mathcal{F}\{i_i(t) - I_i(0)\}}{\mathcal{F}\{v_j(t) - V_j(0)\}} \quad \text{II-35}$$

avec,



$$i_i(t) = I_i(0) + \Delta I_i(t) \quad \text{II-36}$$

$$v_j(t) = V_j(0) + \Delta V_j(t) \quad \text{II-37}$$

Cette méthode est correcte à partir du moment où l'amplitude de l'excitation est telle que les tensions et courants aux fréquences harmoniques sont négligeables.

La limitation est celle du temps de calcul très important qui dépend de la discrétisation du temps qui doit être très fine.

Comme les signaux que l'on utilise dans cette analyse, sont des petits signaux sinusoïdaux de très faible amplitude, on peut remplacer la transformée de Fourier par un simple calcul d'amplitude et de déphasage de perturbation.

L'idée est d'appliquer un signal sinusoïdal autour d'un point de polarisation donné à chaque fréquence BF, aux bornes de la diode et de calculer ensuite à partir du courant qui la traverse, le déphasage temporel et l'impédance qui en résulte. A partir d'un calcul simple on peut extraire l'admittance BF à chaque fréquence et point de polarisation donnée.

On présente Figure II-18, à titre d'exemple, les signaux obtenus en fonction du temps, pour trois périodes, pour le cas du point de polarisation 0V à la fréquence 100Hz avec une tension crête-à-crête de 10mV.

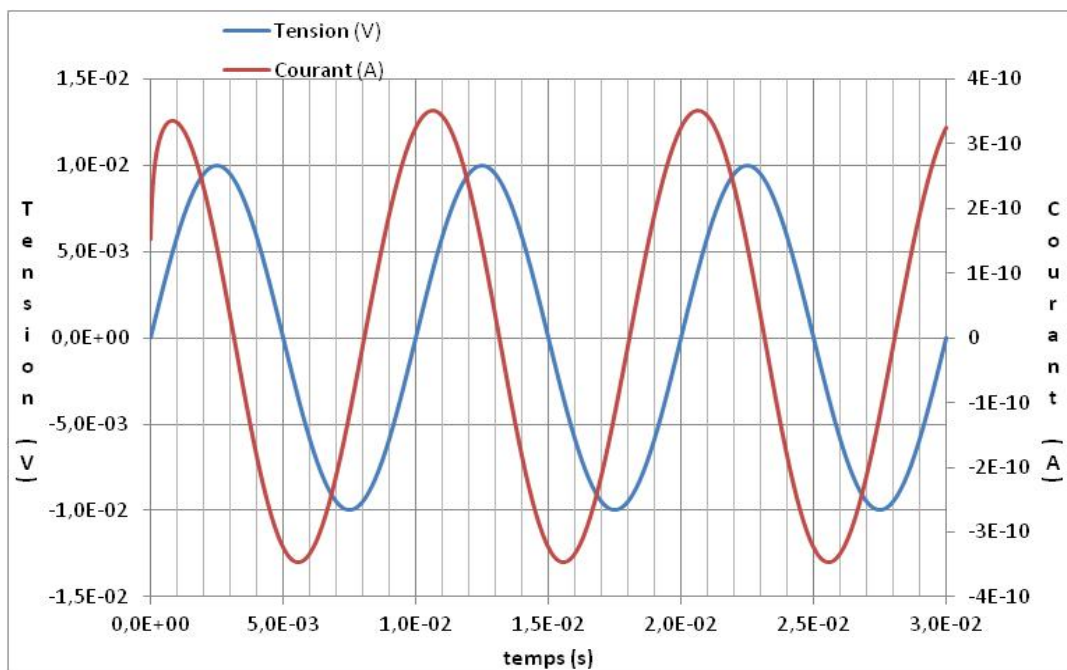


Figure II-18 : Représentation des signaux en tension et en courant, aux bornes de la diode, utilisés dans l'étude grand signal, et obtenus en simulation physique autour de l'équilibre thermodynamique (0V)

Pour calculer l'admittance BF on résout l'expression classique,

$$Y = \frac{i}{v} = \frac{\hat{i} e^{j\varphi}}{\hat{v}} = \frac{\hat{i} (\cos\varphi + j\sin\varphi)}{\hat{v}} = G + jC\omega \quad \text{II-38}$$

$$G = \frac{\hat{i}}{\hat{v}} \cos\varphi \quad \text{II-39}$$

$$C = \frac{\hat{i}}{\hat{v}} \frac{\sin\varphi}{\omega} \quad \text{II-40}$$

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} \quad \text{II-41}$$

$\varphi$ , est le déphasage en radians des deux signaux ;  $\Delta t$  est le déphasage temporel calculé entre la tension  $v(t)=0V$  et le courant  $i(t)=0A$ .

Nous allons comparer maintenant les résultats obtenus avec les deux simulateurs en analyse AC petit signal, aux résultats obtenus en analyse transitoire grand signal en présence des pièges accepteurs puis donneurs à l'équilibre thermodynamique.

### Pièges accepteurs

On présente dans la Figure II-19 la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence, simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS,

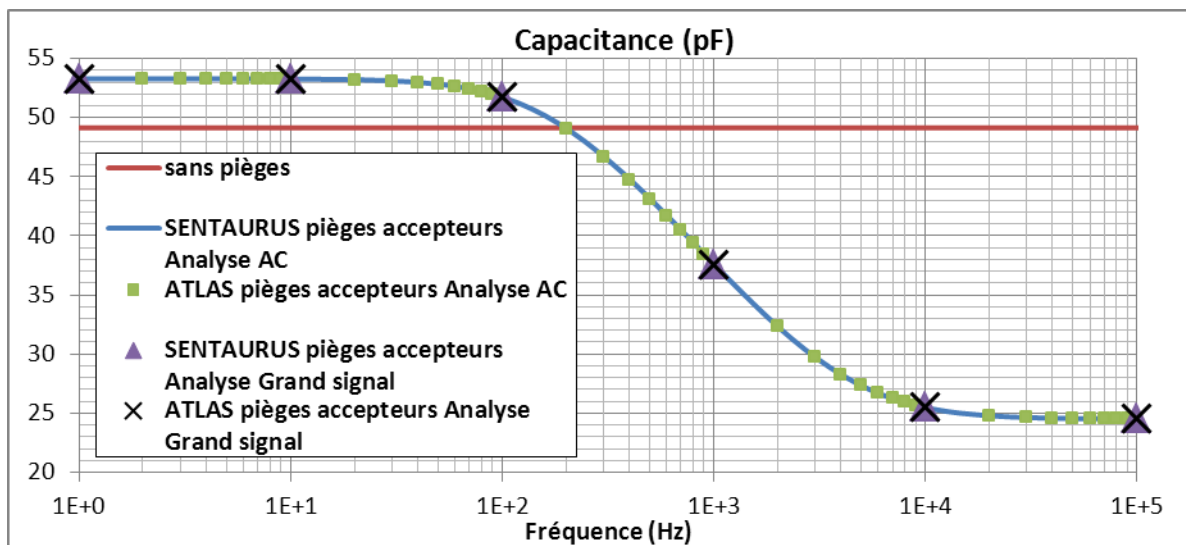


Figure II-19 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges accepteurs à 0V)

On présente dans la Figure II-20 la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence, simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS,

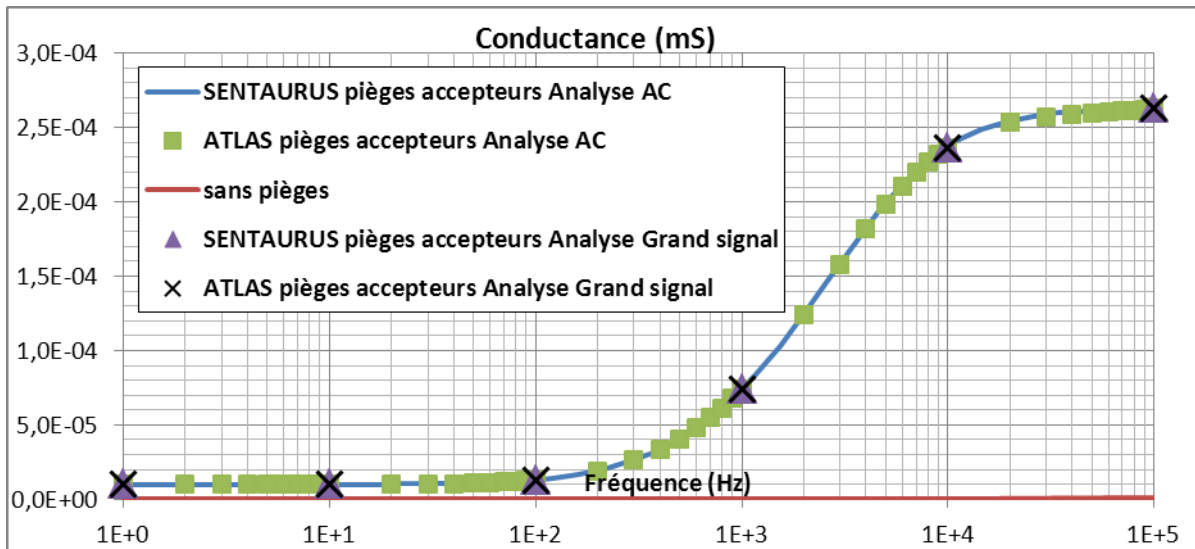


Figure II-20 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges accepteurs à 0V)

### Pièges donneurs

On présente dans la Figure II-21 la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence, simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS,

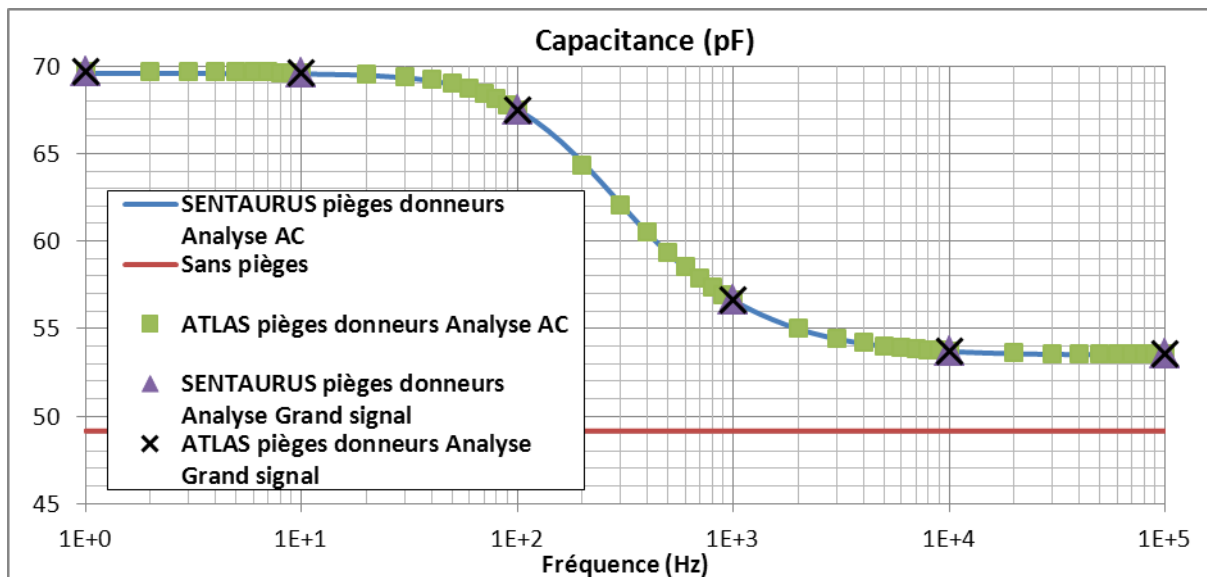


Figure II-21 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la capacité BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges donneurs à 0V)

On présente dans la Figure II-22 la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence, simulée à l'équilibre thermodynamique avec ATLAS et SENTAURUS,

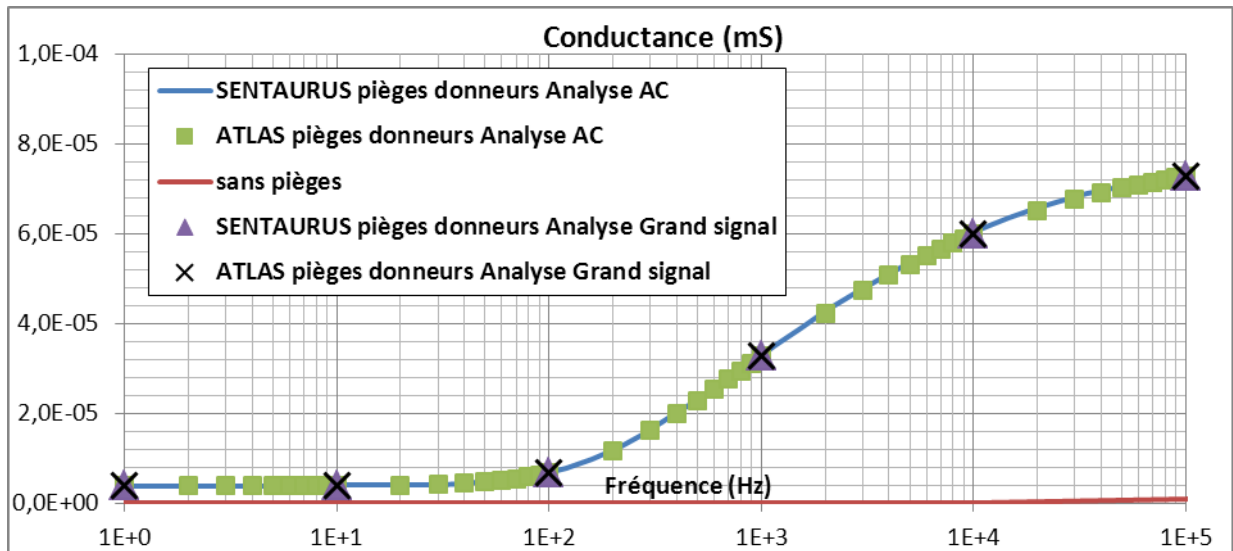


Figure II-22 : Comparaison des résultats de simulation en AC et temporel de la variation de la conductance BF en fonction de la fréquence dans la jonction P+N (pièges donneurs à 0V)

On constate, que l'analyse AC petit signal, fonctionne très bien. Les deux simulateurs prennent en compte correctement l'effet des pièges en petit signal ainsi qu'en mode temporel de l'analyse transitoire grand signal, et cela pour toutes les fréquences étudiées.

## II.4 Simulation physique du bruit BF

Dans le paragraphe précédent nous n'avons décrit, à titre d'exemple, que quelques vérifications significatives parmi toutes celles que nous avons effectuées.

Nous pouvons conclure de l'ensemble de nos vérifications que les deux simulateurs donnent des résultats concordants aussi bien en ce qui concerne la simulation déterministe en DC, en AC, qu'en temporel.

Et chose importante : les deux simulateurs tiennent compte de la dynamique des pièges aussi bien en simulation AC (petit signal) qu'en simulation temporelle.

Nous pouvons maintenant procéder à une comparaison des simulations physiques du bruit BF.

### II.4.1 Principe de simulation

La simulation physique du bruit BF dans les deux simulateurs, suit la méthode de champ d'impédance [51], généralisée par la méthode des fonctions de Green définie au chapitre 1.

A partir de cette méthode on peut tirer la forme finale de la densité spectrale du bruit à l'un des contacts du composant.

Par exemple, si l'on considère le bruit en tension, on obtient, pour le bruit de diffusion, l'expression :

$$S_{V \text{ diff}}(\omega) = \sum_{\alpha, \beta=n,p} \int_{\Omega} \vec{G}_{\alpha} \vec{K}_{\xi_{\alpha}, \xi_{\beta}} \vec{G}_{\beta}^{*T} dr \quad \text{II-42}$$

avec,

$\vec{G}_{\alpha}$  la fonction de Green vectorielle de chaque type de porteurs : électrons et trous.

$\vec{K}$  la source locale du bruit de diffusion de chaque type des porteurs.

Pour le bruit GR assisté par piège, on a,

$$S_{V \text{ GR}}(\omega) = \sum_{\alpha, \beta=n,p,n_t} \int_{\Omega} \tilde{G}_{\alpha} K_{\gamma_{\alpha}, \gamma_{\beta}} \tilde{G}_{\beta}^{*T} dr \quad \text{II-43}$$

avec,

$\tilde{G}_{\alpha}$  la fonction de Green scalaire correspondant à chaque équation de continuité des porteurs, électrons, trous, électrons piégés.

$K$  la source locale du bruit GR correspondante.

Les deux premières fonctions de Green scalaires, qui correspondent aux équations de continuité des deux types de porteurs libres, sont reliées directement aux fonctions de Green vectorielles par l'intermédiaire du théorème de divergence [1], [71].

Par exemple en 1D, on a :

$$\vec{G}_{\alpha} = \frac{\partial \tilde{G}_{\alpha}}{\partial x} \quad (\alpha = n, p) \quad \text{II-44}$$

Afin de vérifier l'exactitude de la simulation du bruit dans les deux simulateurs physiques sous test, nous allons prendre l'exemple le plus simple, d'un barreau homogène de semi-conducteur de type N, déjà étudié par plusieurs auteurs dont Hou [39].

## II.4.2 Etude analytique et simulation physique d'un barreau homogène de type N

### II.4.2.1 Caractéristiques physiques

Soit une résistance homogène réalisée avec un barreau semi-conducteur en silicium de section constante, homogène et pour lequel on suppose la mobilité constante. Le barreau est limité par deux contacts idéaux, la longueur de la structure est de 2 $\mu\text{m}$ , la surface choisie est 1 $\mu\text{m}^2$ . La structure, à une dimension, est représentée Figure II-23 :

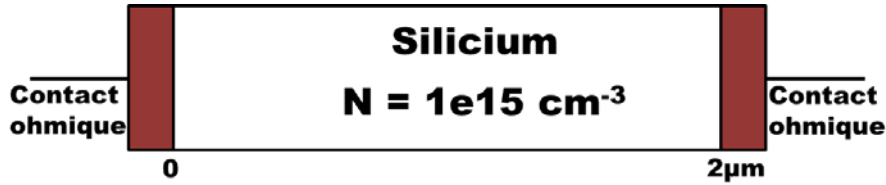


Figure II-23 : Structure unidimensionnelle de la résistance N d'une longueur totale de 2µm

Les données utilisées pour le calcul analytique et la simulation de ce barreau homogène sont donnés dans le Tableau II-5.

| VARIABLES    | UNITES       | VALEURS              | GRANDEUR   |
|--------------|--------------|----------------------|------------|
| $\epsilon$   | -            | 11.4                 |            |
| $N_c$        | $cm^{-3}$    | $2.82 \cdot 10^{19}$ |            |
| $N_v$        | $cm^{-3}$    | $1.83 \cdot 10^{19}$ |            |
| $\chi$       | eV           | 4                    |            |
| $E_g$        | eV           | 1.12                 |            |
| $\tau_{p0}$  | s            | $5 \cdot 10^{-7}$    | SRH        |
| $\tau_{n0}$  | s            | $5 \cdot 10^{-7}$    | SRH        |
| $\mu_{n0}$   | $cm^2/(V s)$ | 1400                 | Mobilité n |
| $\mu_{p0}$   | $cm^2/(V s)$ | 450                  | Mobilité p |
| $\beta_{n0}$ | -            | 2                    | Mobilité n |
| $\beta_{p0}$ | -            | 1                    | Mobilité p |
| $V_{satn}$   | cm/s         | $10^{15}$            | Mobilité n |
| $V_{satp}$   | cm/s         | $10^{15}$            | Mobilité p |

Tableau II-5 : Paramètres physiques correspondant aux modèles physiques utilisés dans la simulation

On ajoute à ce barreau dopé  $N_d$ , un niveau de pièges  $E_T$  sur toute sa longueur. Ce niveau de piège est un niveau donneur d'énergie  $E_{td}$ , et de densité de pièges  $N_T \ll \frac{1}{10} N_d$  dont on connaît aussi la section efficace de capture.

On trouvera dans le Tableau II-6, les valeurs des paramètres du modèle utilisé pour les pièges.

| VARIABLES   | UNITES    | VALEURS                 | GRANDEUR                         |
|-------------|-----------|-------------------------|----------------------------------|
| Type        | -         | Donneurs                |                                  |
| $N_T$       | $cm^{-3}$ | $10^{12}$               | Densité des pièges               |
| $E_C - E_T$ | eV        | 0.265                   | Energie d'activation             |
| $\sigma_n$  | $cm^2$    | $4.3668 \cdot 10^{-16}$ | Section de capture des électrons |
| $\sigma_p$  | $cm^2$    | $10^{-30}$              | Section de capture des trous     |
| $V_{thn}$   | cm/s      | $2.29 \cdot 10^7$       | Vitesse thermique des électrons  |
| $V_{thp}$   | cm/s      | $1.91 \cdot 10^7$       | Vitesse thermique des trous      |

Tableau II-6 : Caractéristiques du centre des pièges utilisé dans la simulation

Les résultats de la simulation physique déterministe et les calculs analytiques des caractéristiques électriques sont identiques (Tableau II-7).

| Grandeur électrique     | Calcul analytique   | Simulation physique    |
|-------------------------|---|------------------------|
| Resistance [ $\Omega$ ] | $R = \frac{L}{q N_d \mu_n S} = 89163$                             | 89163                  |
| Conductance [ $S$ ]     | $G \cong \frac{1}{R} = 1.1215 \cdot 10^{-5}$                      | $1.1215 \cdot 10^{-5}$ |
| Capacité [ $F$ ]        | $C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{L} = 5.05 \cdot 10^{-17}$ | $5.05 \cdot 10^{-17}$  |

Tableau II-7 : Simulation physique et calcul analytique des caractéristiques électriques déterministe

Le courant dans une résistance, où l'on néglige la diffusion, est un courant de conduction, d'où la forme suivante :

$$I = q n_0 \mu_n E = q n_0 \mu_n \frac{V}{L} \quad \text{II-45}$$

avec «  $L$  » la longueur de la structure. Cette expression démontre la forme linéaire du courant «  $I$  » en fonction de la tension «  $V$  ».

La simulation indique que nous sommes bien en régime ohmique sans charge d'espace avec un champ électrique constant. Par ailleurs en régime ohmique (résistance) :  $div J_n = 0$

### II.4.2.1 Bruit de diffusion

Le bruit de diffusion dans un barreau homogène de semi-conducteur correspond au bruit thermique d'une résistance :  $R$ , de valeur calculée (Tableau II-7).

L'expression analytique de calcul du bruit thermique dans une résistance est donnée, suivant la relation de Nyquist [6], par :

$$S_{I_{diff}} = 4 k T G = 1.86585e - 25 [A^2/Hz] \quad \text{II-46}$$

Dans la Figure II-24, on présente la comparaison des résultats de simulation du bruit de diffusion, obtenus avec les deux simulateurs, avec la valeur du bruit thermique, jusqu'à 1MHz de fréquence.

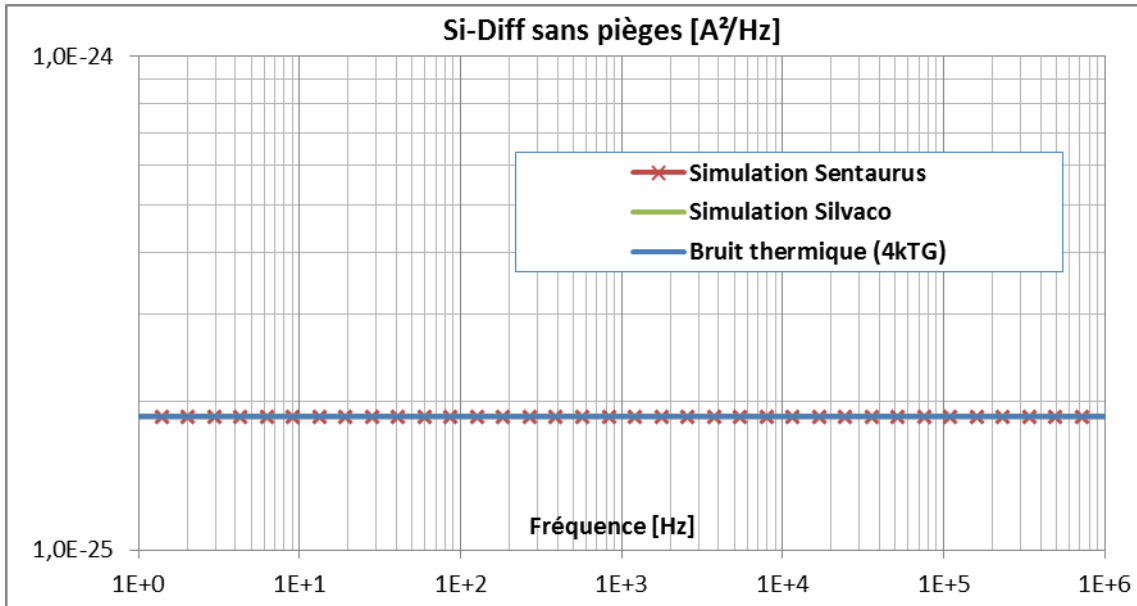


Figure II-24 : Résultats de la simulation des densités spectrales de courant de bruit de diffusion pour une tension de 0.9V obtenus avec ATLAS et SENTAURUS comparés au niveau du bruit thermique calculé analytiquement (fréquence variant de 1Hz à 1MHz)

Cette comparaison montre une bonne concordance entre les résultats et montre aussi le niveau de précision que l'on obtient avec les deux simulateurs.

### ***II.4.2.1 Bruit de génération-recombinaison assisté par piège***

#### ***II.4.2.1.1 Etude analytique***

Puisqu'il s'agit, dans notre exemple, d'un barreau semi-conducteur homogène, en régime linéaire, dopé  $N_d$  avec un niveau de piège  $E_T$  donneur, on peut, dans un calcul analytique, négliger les trous et calculer analytiquement le bruit GR assisté par piège, résultant.

L'expression finale de la densité spectrale de courant de court-circuit du bruit GR, est donnée par [15]:

$$S_{\Delta I} = 4 \frac{qI_0}{\tau_1 t_n} \frac{\tau_t^2}{1 + \omega^2 \tau_t^2} \quad \text{II-47}$$

Le calcul de cette expression est détaillé dans l'annexe.

Les constantes de temps d'émission  $\tau_e$  et de capture  $\tau_c$  s'écrivent :

$$\frac{1}{\tau_e} = c_n n_1 \quad \text{II-48}$$

$$\frac{1}{\tau_c} = c_n n_0 \quad \text{II-49}$$



Donc la pulsation de coupure s'exprime ainsi,

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_c} = C_n(n_o + n_1) \cong 10\text{MHz} \quad \text{II-50}$$

Dans la Figure II-25, on montre les résultats du calcul analytique (expression II-47) du bruit GR en fonction de la fréquence pour plusieurs courants appliqués.

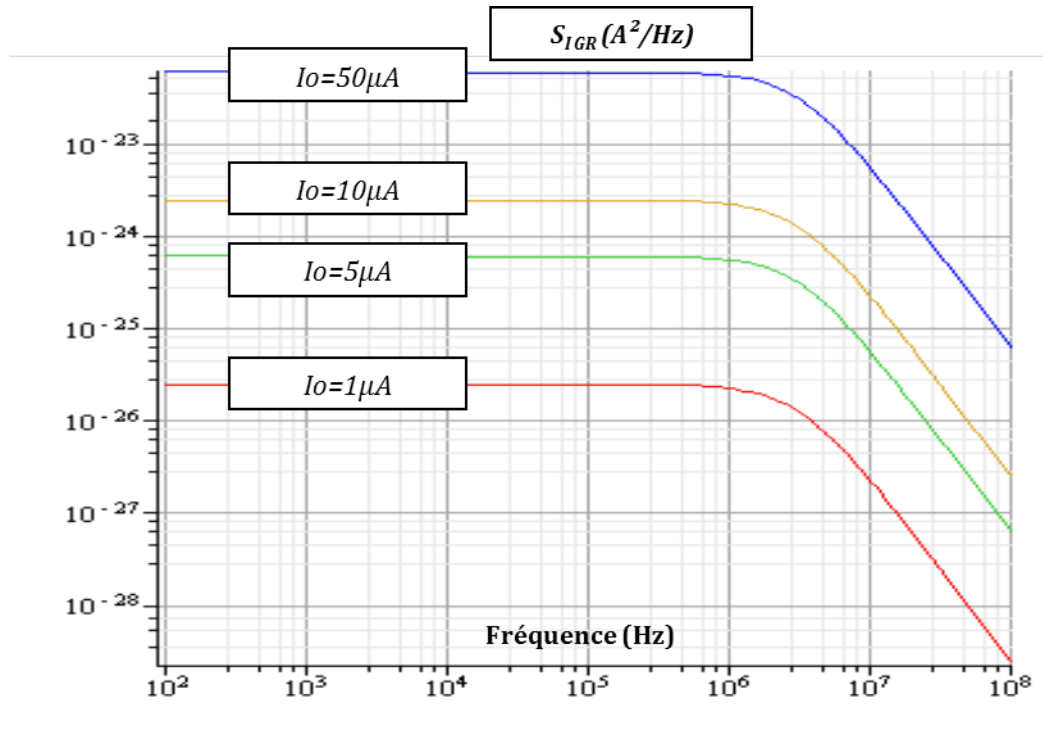


Figure II-25 : Résultats de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de 1μA, 5μA, 10μA, 50μA obtenus analytiquement (fréquence variant de 100Hz à 100MHz)

Ces résultats sont aussi équivalents aux résultats analytiques donnés par Dreidonks [15] et par Hou [39].

#### II.4.2.1.2 Simulation physique, comparaison avec le calcul analytique

Bien que l'on retrouve par la simulation la valeur calculée de la probabilité d'occupation des électrons en fonction de l'abscisse x, la comparaison des résultats de simulation du bruit GR avec les calculs analytiques montrent des grandes différences, non seulement par rapport au calcul analytique mais aussi entre les simulateurs ATLAS et SENTAURUS.

On montre dans les figures II-26 à II-29, les comparaisons entre les deux résultats de simulation, et ceux obtenus analytiquement. La comparaison est faite pour quatre points de polarisation 1μA, 5μA, 10μA, 50μA.

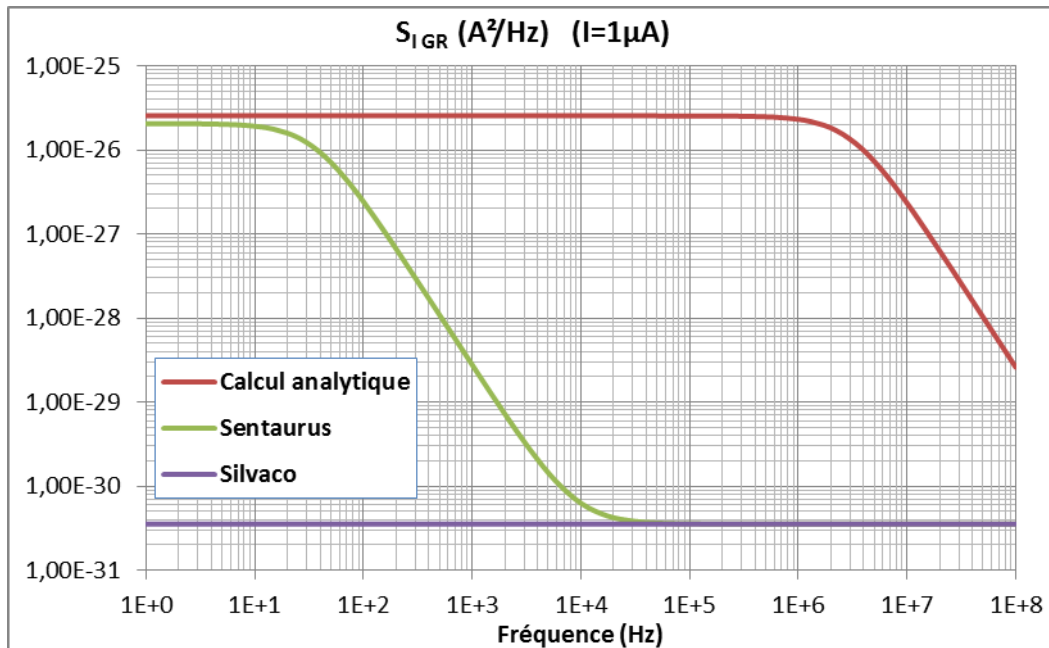


Figure II-26 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de  $1\mu A$  (fréquence variant de 1Hz à 10MHz)

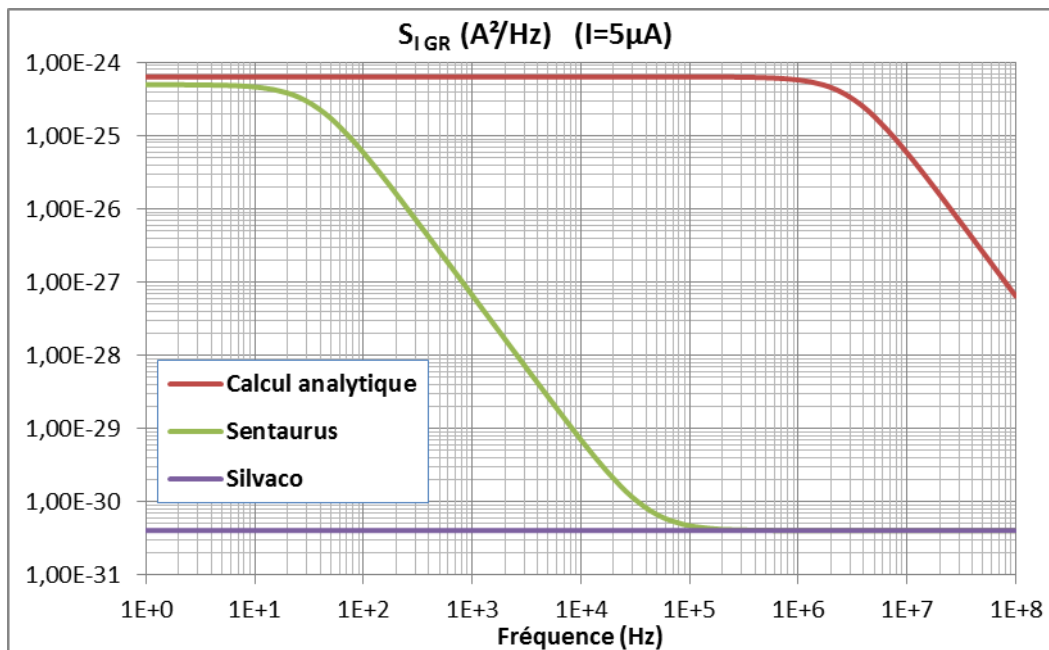


Figure II-27 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de  $5\mu A$  (fréquence variant de 1Hz à 10MHz)

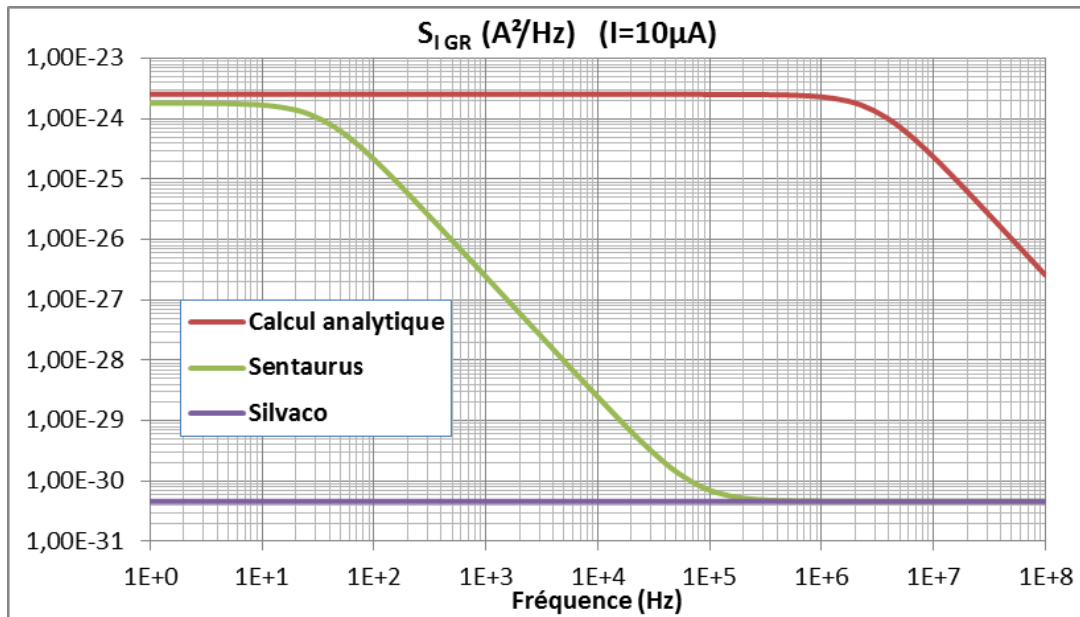


Figure II-28 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de  $10\mu\text{A}$  (fréquence variant de 1Hz à 10MHz)

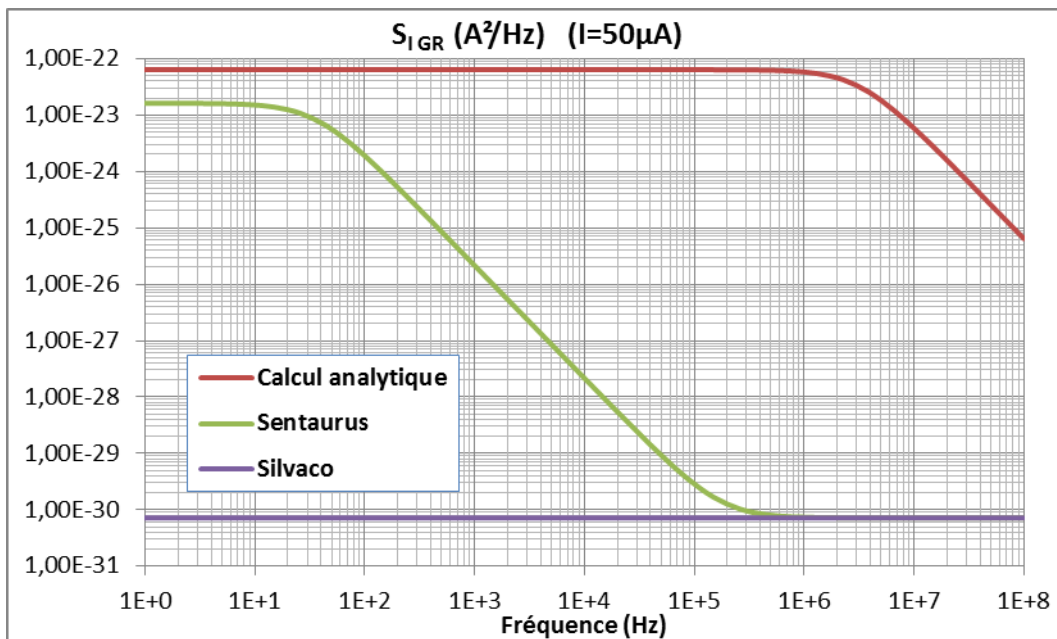


Figure II-29 : Comparaison des résultats de simulation obtenus avec ATLAS et SENTAURUS à ceux obtenus par calcul analytique de la densité spectrale de courant de bruit GR pour un courant de  $50\mu\text{A}$  (fréquence variant de 1Hz à 10MHz)

On trouve dans le Tableau II-8, les valeurs des résultats obtenues à 1Hz, pour les différents points de polarisation.

| Courant ( $\mu\text{A}$ ) | $S_{I\text{GR}}$ ( $\text{A}^2/\text{Hz}$ )<br>SENTAURUS | $S_{I\text{GR}}$ ( $\text{A}^2/\text{Hz}$ )<br>ATLAS | $S_{I\text{GR}}$ ( $\text{A}^2/\text{Hz}$ )<br>Calcul analytique |
|---------------------------|--|--|--|
| 1                         | $2.06 \cdot 10^{-26}$                                    | $3.54 \cdot 10^{-31}$                                | $2.53 \cdot 10^{-26}$  |
| 5                         | $4.87 \cdot 10^{-25}$                                    | $4.04 \cdot 10^{-31}$                                | $6.62 \cdot 10^{-25}$  |
| 10                        | $1.79 \cdot 10^{-24}$                                    | $4.6 \cdot 10^{-31}$                                 | $2.56 \cdot 10^{-24}$  |
| 50                        | $1.61 \cdot 10^{-23}$                                    | $7.18 \cdot 10^{-31}$                                | $6.36 \cdot 10^{-23}$  |

Tableau II-8 : Densité spectrale de courant du bruit GR obtenus par simulation avec ATLAS et SENTAURUS et par calcul analytique pour plusieurs valeurs de courant

On constate qu'à très basses fréquences, la valeur obtenue par SENTAURUS est très proche de celle du calcul analytique pour des faibles courants, ce qui ne reste pas vrai lorsque la fréquence augmente. En revanche, les résultats obtenus avec ATLAS sont totalement différents de tous les autres aussi bien aux basses qu'aux hautes fréquences. Les résultats d'ATLAS et de SENTAURUS tendent à se rejoindre à très hautes fréquences.

Après bien des essais sur différents composants simples nous pouvons affirmer que les modules de bruit des simulateurs ATLAS et SENTAURUS donnent des résultats totalement erronés pour ce qui concerne le bruit de GR assisté par piège.

Après ce constat, il nous est clairement apparu que nous nous devons développer, nous même, une méthode rigoureuse pour simuler le bruit GR dans les composants semi-conducteurs.

### II.4.3 Nos réflexions sur le problème

Comme aucun des deux simulateurs ne permet de calculer correctement le bruit G-R assisté par piège, nous avons décidé de développer nous même une méthode rigoureuse de calcul du bruit GR assisté par piège pour suppléer cette déficience.

La grande difficulté pour calculer le bruit GR assisté par piège, c'est l'extraction des différentes fonctions de Green : aussi bien celles associées aux porteurs libres  $n$ , que  $p$  que celle qui est associée aux porteurs piégés. En effet, il faut pouvoir placer des générateurs cissoïdaux de taux de GR en tous les points du maillage du composant pour pouvoir extraire celles-ci.

Cependant, nous avons remarqué que le bruit de diffusion simulé correspond bien au bruit de diffusion calculé analytiquement, ce qui sous-entend que les deux fonctions de Green

vectérielles, relatives aux électrons libres de la bande de conduction, et aux trous de la bande de valence, calculées par les deux simulateurs, sont correctes.

D'autre part, nous avons vérifié que, suivant la relation du gradient des fonctions de Green (II-44), les fonctions de Green scalaires, des deux types des porteurs  $n$  et  $p$ , sont exactes.

Analytiquement, ces fonctions de Green scalaires peuvent être vérifiées dans un barreau homogène à l'aide de calculs approchés. Dans ce barreau de type  $n$ , la fonction «  $\tilde{G}_n^V$  » est indépendante de la fréquence, elle est purement réelle dans notre exemple et s'exprime en fonction de  $x$ , par :

$$\tilde{G}_n^V(x) = -\frac{\rho x}{S} \quad \text{II-51}$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad \text{II-52}$$

$$\sigma = q N_d \mu_n \quad \text{II-53}$$

Cette expression analytique donnée aussi par Bonani [28], est valable tant que les effets de diffusion aux niveaux des contacts sont négligeables, ce qui est le cas des barreaux relativement longs fonctionnant à de faibles niveaux d'injections.

Dans la résistance de type  $N$ , du paragraphe précédent, la comparaison de cette fonction analytique avec les résultats de simulation donne un bon accord à faible injection jusqu'à  $50\mu\text{A}$ . À titre d'exemple on présente dans la Figure II-30 les résultats obtenus pour un courant de  $1\mu\text{A}$ .

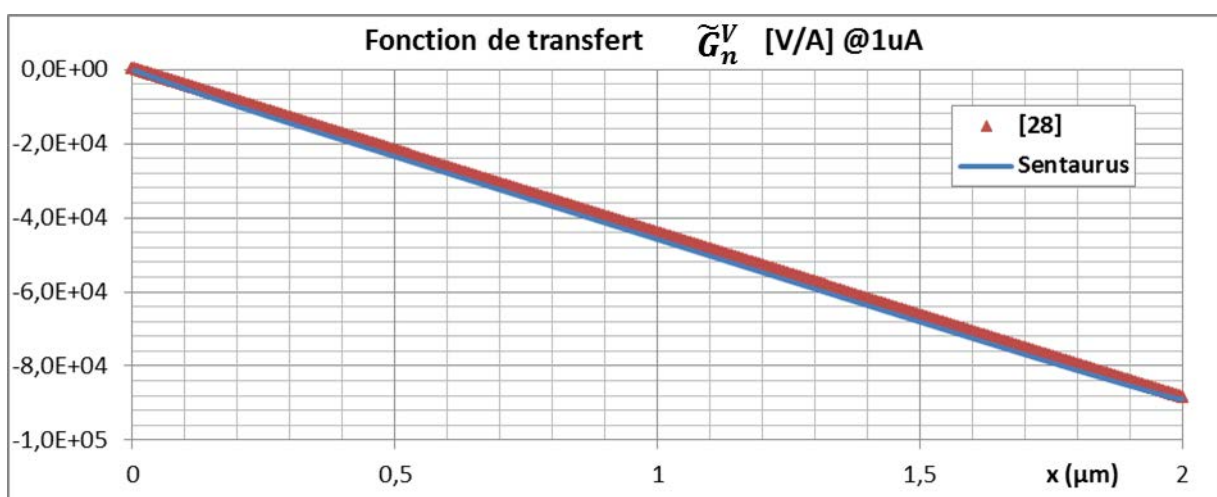


Figure II-30 : Comparaison de la fonction de Green correspondante à l'équation de continuité des électrons dans la bande de conduction calculée et simulée dans un barreau homogène de type  $N$  pour un courant de  $1\mu\text{A}$  et à une fréquence de  $1\text{Hz}$

Dans le calcul du bruit GR assisté par piège, il est nécessaire de faire appel à la troisième fonction de Green provenant de la résolution de l'équation de continuité des électrons piégés «  $\tilde{G}_{nt}^V$  ». ATLAS ne calcule pas cette fonction, ce qui rend l'analyse avec le simulateur ATLAS impossible.

En revanche, et nous insistons là-dessus, bien que le résultat de simulation du bruit GR avec SENTAURUS soit faux, il s'avère tout de même que le résultat de simulation de la fonction de Green  $\tilde{G}_{\psi}^V$ , équivalent à «  $\tilde{G}_{nt}^V / \frac{\tau_t}{1+j\omega\tau_t}$  », correspond au résultat analytique dans le cas particulier d'un barreau de type N homogène [15], et seulement dans ce cas-là.

Or d'après Dreidonks [15], La fonction de transfert  $\tilde{G}_{\psi}^V$  dans une résistance, est indépendante de la fréquence. Elle s'écrit en fonction de  $x$ :

$$\tilde{G}_{\psi}^V = \frac{V}{q A n(x)L} \quad \text{II-54}$$

Avec, «  $V$  » : tension appliquée, «  $A$  » : aire du barreau, «  $L$  » : longueur du barreau, «  $n(x)$  » : densité des porteurs libres (électrons).

Dans la résistance de type N du paragraphe précédent, la comparaison de cette fonction analytique avec les résultats de simulation montre un bon accord à faible injection jusqu'à 50uA (Figure II-31).

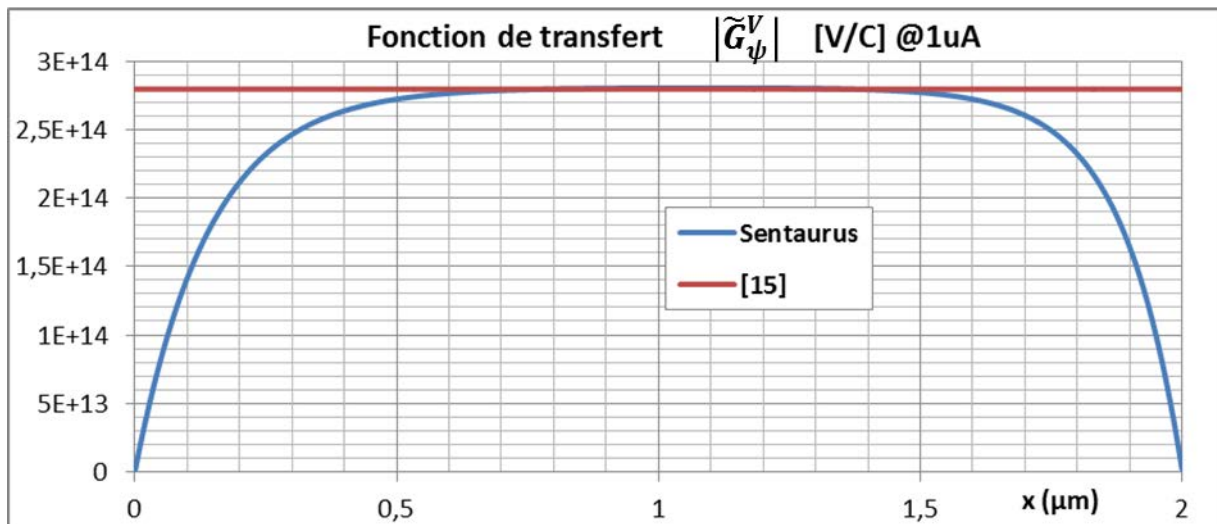


Figure II-31: Comparaison de la fonction de Green correspondante aux électrons piégés dans le niveau des pièges calculée et simulée dans un barreau homogène de type N pour un courant de 1uA et à une fréquence de 1Hz en fonction de  $y$

La différence trouvée sur le résultat aux deux accès extrêmes du barreau, est expliquée par l'effet de diffusion des porteurs libres au niveau des deux contacts dans la zone neutre du barreau.

C'est l'ensemble de ces comparaisons entre simulations et calculs analytiques qui nous a permis de comprendre ce qui rendait la simulation globale erronée, et de trouver une solution robuste au problème en intégrant dans notre solution l'ensemble des résultats déterministes que SENTAURUS peut fournir, et dont nous sommes certains de la validité.

## **II.5 Conclusion**

Pour ce qui concerne la simulation physique déterministe DC, AC petit signal et transitoire, nous pouvons dire que les deux simulateurs ATLAS et SENTAURUS génèrent des résultats identiques pour des entrées de données identiques et montrent une bonne concordance avec le calcul analytique.

Par ailleurs nous avons vérifié sur de nombreux exemples dont nous ne donnons qu'un aperçu dans ce manuscrit, afin de ne pas alourdir la lecture, que les deux simulateurs prennent bien en compte la dynamique des pièges aussi bien en petit signal qu'en grand signal

Concernant la simulation physique du bruit BF, on peut dire que la simulation du bruit de diffusion avec les deux simulateurs ATLAS et SENTAURUS génère des résultats identiques pour des entrées de données identiques et montre une bonne concordance avec le calcul analytique.

En revanche, aucun des deux simulateurs ne permet de calculer le bruit stationnaire de génération-recombinaison assistée par piège. De plus une grande différence existe entre les résultats de simulation du bruit GR, bien que tous deux erronés, entre les deux simulateurs. D'où la nécessité de développer nous même une méthode rigoureuse de calcul du bruit GR assisté par piège pour suppléer cette déficience.





### **III. CHAPITRE 3 : SIMULATION NUMERIQUE DU BRUIT GR DANS LES COMPOSANTS SEMI-CONDUCTEUR**

### III.1 Introduction

À notre connaissance, peu de publications présentent des résultats de mesure du bruit basse fréquence (BF) comparés à des simulations physiques numériques dans des composants semi-conducteurs réels quel que soit le niveau de courant (régimes faible à forte injection).

Les simulateurs commerciaux testés dans le chapitre 2, donnent des résultats précis au niveau de la simulation déterministe DC, AC et transitoire, ainsi qu'au niveau de la simulation du bruit de diffusion. Leur intérêt est qu'ils permettent de réaliser des simulations très fines des semi-conducteurs. Ils possèdent en général les différents modèles physiques connus (effet de la température, effet de la suritesse des porteurs en forte injection ...), autorisent la simulation en plusieurs dimensions (2D, 3D) avec des capacités de calculs importantes, et tiennent compte des effets parasites inhérents aux semi-conducteurs.

Nous avons vu que le simulateur SENTAURUS permet de calculer correctement les fonctions de transfert des sources de bruit locales avec une analyse AC petit signal en tenant compte de la dynamique BF des pièges.

En revanche, aucun des simulateurs disponibles aujourd'hui sur le marché, ne permet de calculer correctement et d'une façon générale, le bruit GR assisté par pièges dans les composants semi-conducteurs. Pour pallier ce manque nous avons donc décidé de développer un algorithme qui permet, en se basant sur les résultats fournis par le simulateur SENTAURUS, de compléter la méthode de façon rigoureuse et générale, de calcul du bruit GR assisté par pièges dans les composants semi-conducteurs en utilisant les fonctions de Green.

Ce chapitre débute par la description de différentes méthodes analytiques d'analyse de bruit dans certains composants, déjà publiées dans la littérature. On remarquera que les présentations de ces méthodes sont toujours associées à des composants particuliers, simples, que l'on partitionne en différentes régions que l'on traite séparément. Nous allons expliquer brièvement et décrire le principe de chacune de ces méthodes ainsi que les limitations qui leur sont associées et qui les rendent inaptes à la simulation générale du bruit GR dans les composants.

La méthode de simulation du bruit que nous avons finalement choisie, et qui, elle, est applicable à tous les composants semi-conducteurs sera ensuite décrite. Elle est basée sur les principes publiés indépendamment par les équipes de Bonani et de Bosman [43], [23], [25], [21], [28].

### III.2 Principes des méthodes analytiques d'analyse de bruit

La littérature présente de nombreuses études théoriques où les auteurs calculent ce bruit en reliant de façon analytique le bruit généré aux accès du composant, à son origine dans le semi-conducteur mais de façon limitée à des cas particuliers. Par exemple, dans le cas de barreau résistif de type N analysé dans le chapitre 2, les études théoriques étaient limitées au régime de faible injection seulement [15], [39].

Malgré l'insuffisance de ces méthodes à traiter des cas généraux de structures semi-conductrices, elles permettent néanmoins de comprendre les origines du bruit dans des cas particuliers étudiés. Ainsi, nous allons détailler ces méthodes ci-dessous.

Les travaux sont basés sur l'hypothèse que le bruit de génération-recombinaison assisté par piège est dû aux transitions aléatoires des porteurs libres en présence d'un niveau actif des pièges dans la bande interdite. Ceci entraîne une fluctuation locale du nombre des porteurs et de la quantité de charges résultante le long du composant bruité.

Certaines études ont abouti à un calcul théorique du bruit G-R assisté par piège dans des composants homogènes, où les porteurs majoritaires sont dominants, tels que des barreaux résistifs, les substrats des transistors, le canal des transistors à effet de champ, etc.,

Parmi les études les plus intéressantes, on peut noter la théorie du calcul du bruit G-R dû aux pièges dans un semi-isolant de Van Vliet et Fasset [50]. D'autre part Lampert [72] et Tredgold [73] ont réalisé des études semblables dans des diodes à simple injection.

Nous pouvons aussi citer la méthode théorique que nous avons repris dans le chapitre 2, effectuée par Zijlstra et Driedonks [15], pour calculer le bruit GR assisté par piège dans des composants homogènes à partir de la linéarisation de l'équation du transport des porteurs majoritaires. Le problème de la limitation de cette méthode qui auparavant ne tenait pas compte de la diffusion des porteurs dans le barreau de semi-conducteur, a été réglé récemment par Gomila et Reggiani [40]. Dans ce cas, le résultat se traduit par une saturation du bruit G-R en forte injection comme nous le montrerons dans le chapitre 4.

Dans les jonctions, le problème est que les fluctuations responsables du bruit GR se situent dans la zone déserte, alors que la méthode du transport des fluctuations des porteurs majoritaires utilisée dans le calcul du bruit GR dans les composants homogènes, dite méthode mono-polaire [21], n'est pas en mesure de décrire ce qui se passe dans cette zone. Il faut alors

trouver la façon de prendre en compte les effets des fluctuations dans la zone déserte sur les grandeurs électriques pour les ramener à l'extérieur du composant semi-conducteur.

Pour cela il faut d'abord décrire les états de charges dans la zone de transition de la jonction PN étudiée en présence d'un niveau des pièges. Cette description est basée sur la statistique des processus de génération et recombinaison des porteurs dans des centres de recombinaison, faite par Shockley et Read [11] et Hall [58].

En se basant sur cette étude, selon Burgess [74], il est possible de calculer à partir d'une analyse statistique de mécanique quantique, la valeur de la fluctuation d'état des charges dans la zone de transition.

Un calcul rigoureux de la densité spectrale de la fluctuation de nombre des électrons piégés, a été donné par Lax [49], [75], qui applique le théorème de Wiener Khinchin [16], [76]. D'autre part, Van Vliet a abouti aux mêmes résultats en résolvant les équations de continuité qui décrivent la jonction [3], [53], [77].

Le spectre de la fluctuation locale de nombre de porteurs piégés, calculé dans le chapitre 1 (expression I-72), peut alors s'écrire, dans un volume  $\Delta V$  sous la forme finale suivante :

$$S_{\delta n_t, \Delta V}(\omega) = \frac{2(G_n + R_n + G_p + R_p)\tau_t^2}{(1 + \omega^2\tau_t^2)\Delta V} = \frac{4\tau_t}{1 + \omega^2\tau_t^2} \frac{N_T f_t (1 - f_t)}{\Delta V} \quad \text{III-1}$$

où  $N_T$  est la densités des pièges,  $f_t$  est la probabilité d'occupation des pièges par des électrons et  $\tau_t$  est la constante de temps caractéristique des pièges exprimée par :

$$\tau_t = [c_n(n(x) + n_1) + c_p(p(x) + p_1)]^{-1} \quad \text{III-2}$$

À partir de ces différentes idées, les recherches ont pris deux directions. La première que certains auteurs ont choisi d'explorer est de transférer les fluctuations d'occupation des pièges aux fluctuations au niveau du potentiel électrostatique par l'équation de Poisson qui fournit une relation entre ces deux grandeurs, pour ensuite calculer plus facilement les variations de la tension appliquée dues aux fluctuations de ce potentiel. Ce type de travail a été réalisé par Sah [16] et Lauritzen [78] en 1964 dans la jonction d'un transistor JFET. La deuxième direction suivie par d'autres auteurs est de calculer directement la fluctuation du courant qui passe dans la jonction en présence des centres de recombinaison en utilisant le théorème de Ramo [79] pour déterminer la quantité de charge traversant la jonction et la décomposition de Machlup [12] utilisée dans le calcul de la densité spectrale du courant du

bruit RTS. Ce type de travail a été réalisé par Lauritzen [17] en 1968 dans une jonction PN polarisée en inverse.

Les développements les plus intéressants apportés aux méthodes décrites ci-dessus ont été réalisés par Van Vliet [18], Bosman [19] et Tejada [20], [80]. Nous en donnons un aperçu dans les paragraphes suivants.

### III.2.1 Méthode de Van Vliet

Les travaux de Lauritzen [17] ont été repris par Van Vliet en 1976 [18] qui a relié les équations statistiques utilisées par Lauritzen à celles de la physique du composant. A partir de son calcul, il est possible de déterminer le courant GR qui traverse la jonction. Il résout les équations décrivant le modèle de transport dérive-diffusion en 1D du composant en rajoutant des sources de bruit de Langevin [62], [81] et en utilisant les approximation de Sah [16]. Celles-ci consistent d'une part à négliger les perturbations des porteurs libres dans les zones désertes, et d'autre part à court-circuiter en AC la diode de façon à pouvoir extraire la fluctuation du courant de bruit GR assisté par piège traversant le composant.

Une fois la densité spectrale de la source de bruit locale  $S_{\delta n_t}$  calculée (équation III-1), il suffit de trouver la fonction de transfert correspondante qui ramène les variations aux bornes du composant.

Comme le courant total qui traverse la jonction s'écrit :

$$I_{Total}(t) = A \left[ J_n(x, t) + J_p(x, t) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \right] \quad \text{III-3}$$

La perturbation s'exprime de la même manière :

$$\Delta I_{Total}(t) = A \left[ \Delta J_n(x, t) + \Delta J_p(x, t) + \Delta J_{dep}(x, t) \right] \quad \text{III-4}$$

avec

$$\Delta J_{dep}(x) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \Delta E(x, t) \quad \text{III-5}$$

L'approximation du temps de transit négligeable de  $\delta n$  et  $\delta p$  dans la zone de charge d'espace :

$\frac{d\delta n}{dx}$  et  $\frac{d\delta p}{dx} \ll \frac{d\delta n_t}{dx}$  permet d'écrire  $n(t) \approx n_0$  et  $p(t) \approx p_0$ .

D'où en négligeant les termes  $\frac{d\delta n}{dx}$  et  $\frac{d\delta p}{dx}$  nous obtenons :

$$\Delta J_n(x) = q \int_0^x (\Phi - \gamma_n) dx' + \Delta J_{n,diff} \quad \text{III-6}$$

$$\Delta J_p(x) = -q \int_0^x (\Psi - \gamma_p) dx' + \Delta J_{p,diff} \quad \text{III-7}$$

avec

$$\Phi \equiv -\Delta(G_n - R_n) \quad \text{III-8}$$

$$\Psi \equiv \Delta(G_p - R_p) \quad \text{III-9}$$

$\gamma_n, \gamma_p$  sont les sources de Langevin de génération recombinaison des électrons et des trous.

Avec la condition d'une tension appliquée constante on peut négliger le terme qui correspond au courant de déplacement  $\Delta J_{dep}$ . Par ailleurs, Van Vliet ne tient pas compte de la génération de bruit induite aux frontières de la zone de charge d'espace qui correspond aux deux termes  $\Delta J_{n,diff}$  et  $\Delta J_{p,diff}$ . Ces approximations, qui considèrent la zone de charge d'espace de longueur constante, permettent d'extraire la source de courant de Norton équivalente aux fluctuations du courant de recombinaison [18] :

$$\Delta I_{rec}(t)|_{Norton} = \frac{qA}{w} \int_0^w dx \int_0^x dx' (\Phi - \gamma_n) - \frac{qA}{w} \int_0^w dx \int_x^w dx' (\Psi - \gamma_p) \quad \text{III-10}$$

et sa densité spectrale :

$$S_{\Delta I_{rec}} = \Delta I_{rec} \cdot \Delta I_{rec}^* \quad \text{III-11}$$

Les effets dus à la fluctuation des bords de la zone de charge d'espace sous l'effet des pièges ne sont pas pris en compte.

Cette méthode permet le calcul de bruit GR assisté par piège engendré dans la zone de charge d'espace en ne tenant compte que des courants de génération recombinaison, et en négligeant les courants de diffusion induits sur les bords de la zone déserte qui s'avèrent finalement non négligeables.

### III.2.2 Méthode de Bosman

Bosman en 1998 [19], en se basant sur les études de Sah [16], a exprimé la densité spectrale du courant de bruit GR sous forme du produit d'une fonction de transfert par la source locale du bruit GR, pour une diode.

À partir de la résolution de l'équation de Poisson (1D) suivante :

$$-\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [p(x) - n(x) + N_D^+ - N_A^- - n_t(x)] \quad \text{III-12}$$

où  $n(x), p(x)$ , s'écrivent de façon classique :

$$n(x) = N_C e^{-\left(\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right)} \quad \text{III-13}$$

$$p(x) = N_V e^{-\left(\frac{E_{Fp}-E_V}{kT}\right)} \quad \text{III-14}$$

et pour une fluctuation de nombre des électrons piégés  $\delta n_t$  à  $x = x_j$  de la zone de charge d'espace, la fluctuation du champ électrique s'écrit :

$$\delta E = q \delta n_t \Delta x_j / \varepsilon \varepsilon_0 \quad \text{III-15}$$

et la fluctuation du potentiel électrostatique :

$$\delta V = -\delta E \cdot x_j = \frac{-q \delta n_t \Delta x_j}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} x_j = \frac{-q \delta N_t}{A \varepsilon \varepsilon_0} x_j \quad \text{III-16}$$

où  $\delta N_t$  est le nombre d'électrons piégés dans le volume  $A \cdot \Delta x_j$ .

En utilisant la caractéristique classique d'une diode PN,

$$I = I_s (e^{\frac{V}{\eta U_T}} - 1) \quad \text{III-17}$$

le développement de Taylor donne :

$$\delta I \approx \bar{I} \left(1 + \frac{\delta V}{\eta U_T} - 1\right) = \frac{\delta V}{\eta U_T} \bar{I} \approx \frac{\bar{I}}{\eta U_T} \frac{-q x_j}{A \varepsilon \varepsilon_0} \delta N_t \quad \text{III-18}$$

L'expression de la densité spectrale de bruit GR assisté par piège peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$S_{I,xj} = \left(\frac{\bar{I}}{\eta U_T}\right)^2 \left(\frac{q x_j}{A \varepsilon \varepsilon_0}\right)^2 S_{\delta N_t} \quad \text{III-19}$$

Cette expression représente la densité spectrale de courant total de bruit GR assisté par piège ramenée à l'extérieur du composant et calculée pour chaque volume ( $\Delta x_j \cdot A$ ).

$S_{\delta N_t}$  est le terme de source de bruit locale pour un point x de la structure qui s'écrit :

$$S_{\delta N_t} = \frac{4 \tau_t}{1 + \omega^2 \tau_t^2} N_{Tot} A f_t (1 - f_t) \quad \text{III-20}$$

Avec  $N_{Tot}$  est le nombre de pièges dans un volume  $\Delta V$  et  $N_{Tot} = N_T \cdot \Delta V$

$f_t$  est la probabilité d'occupation d'un piège par un électron, et s'écrit :

$$f_t = \frac{1}{1 + \beta e^{\frac{E_T - E_{Ft}}{kT}}} = \frac{c_n n(x) + c_p p_1}{c_n (n(x) + n_1) + c_p (p(x) + p_1)} \quad \text{III-21}$$

où  $E_T$  est le niveau de pièges,  $E_{Ft}$  est le quasi niveau de Fermi des électrons piégés.

La pulsation de coupure de la densité spectrale du bruit GR dû aux pièges s'exprime comme (III-2) :

$$\frac{1}{\tau_t} = c_n (n(x) + n_1) + c_p (p(x) + p_1) \quad \text{III-22}$$

La forme finale de la densité spectrale de courant de bruit GR dû aux pièges s'écrit alors :

$$S_{I,x_j} = \left(\frac{\bar{I}}{\eta U_T}\right)^2 \left(\frac{q x_j}{A \varepsilon \varepsilon_0}\right)^2 \frac{4 \tau_t}{1+\omega^2 \tau_t^2} N_T A f_t (1 - f_t) \quad \text{III-23}$$

Bosman a effectué son calcul dans une jonction N+P impliquant ainsi que la zone de charge d'espace contient des porteurs libres qu'il n'a pas pris en compte dans son calcul, ce qui modifie la forme des quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous,  $E_{Fn}$ ,  $E_{Fp}$ , dans les expressions III-13 et III-14, modifiant aussi la forme du potentiel électrostatique dans l'expression III-12. La conséquence en est que la non prise en compte des porteurs libres dans la zone de charge d'espace modifie fortement la pulsation de coupure ainsi que la valeur de la fluctuation du potentiel électrostatique. Ainsi, le résultat reste approximé comme l'a démontré Tejada [70].

Une autre approximation de ce calcul est que la fonction de transfert entre les fluctuations du nombre d'électrons piégés  $\delta N_t$  et la variation de potentiel externe  $\delta V$ , qui s'écrit d'après (III-16),

$$F_{Bos} = \frac{\delta V}{\delta N_t} = \frac{-q x_j}{A \varepsilon \varepsilon_0} \quad \text{III-24}$$

ne varie pas en fonction de la fréquence. Ceci est dû au calcul quasi-statique de cette fonction.

La troisième approximation réalisée par Bosman est de considérer la zone de charge d'espace abrupte. En réalité, elle est graduelle sur ses bords et seule une simulation numérique permet d'en rendre compte. La conséquence est une modification importante de l'amplitude du bruit GR dans le résultat final du calcul de Bosman.

En conclusion, ce calcul est également limité aux diodes dissymétriques en régime de faible injection où la zone de charge d'espace se trouve précisément délimitée.

### III.2.3 Méthode de Tejada

Dans une autre étude, Tejada [20] a repris la méthode de Van Vliet [18] mais en tenant compte du courant de diffusion dû à la fluctuation des bords de la zone de charge d'espace sous l'effet des pièges, contrairement aux approximations des travaux précédents qui supposent la zone de charge d'espace de longueur constante. Ce phénomène est expliqué Figure III-1 pour une jonction n+p.



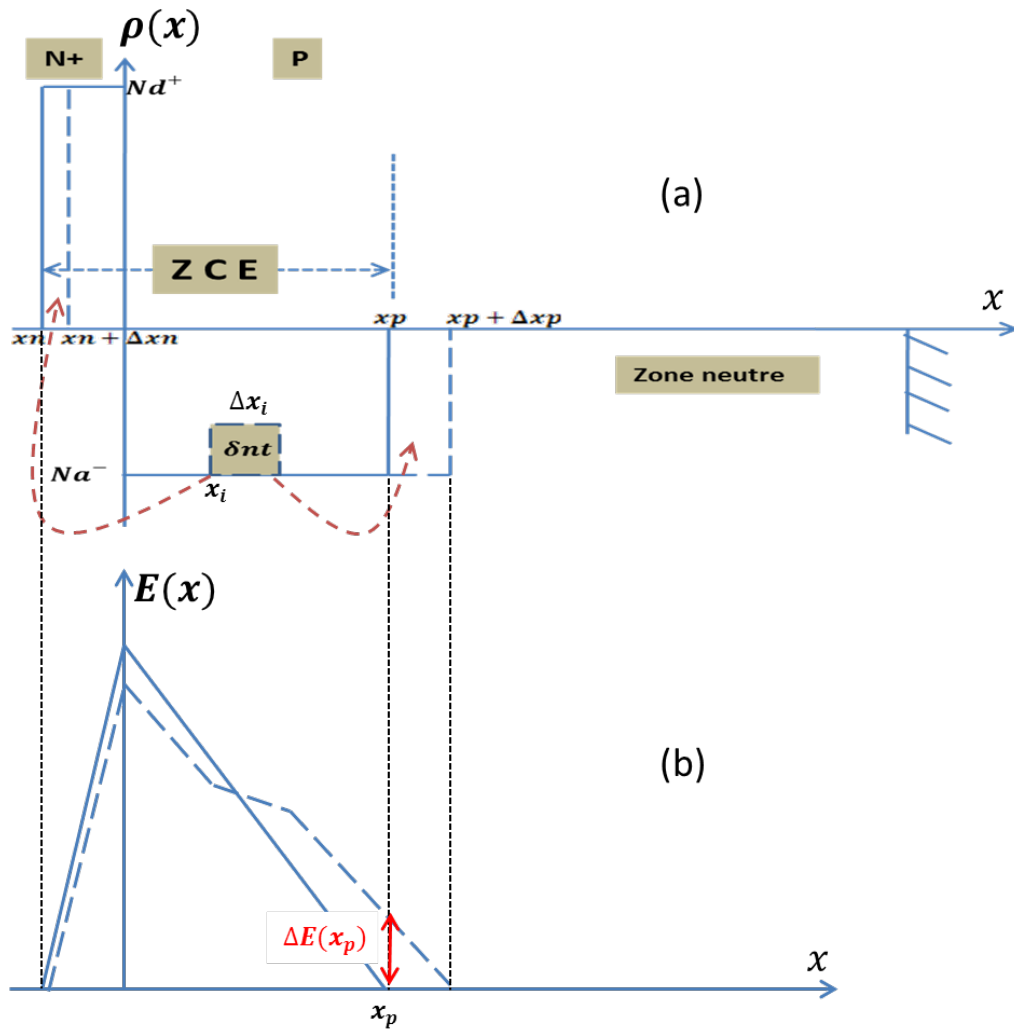


Figure III-1: Représentation schématique de la perturbation : a) de la zone de charge d'espace, b) du champ électrique, par une fluctuation des pièges dans la zone de charge d'espace d'une jonction N+P.

L'apparition d'une fluctuation de la densité d'électrons piégés  $\delta n_t$  entraîne une modification de la largeur de la zone de charge d'espace en  $x_p$  et  $x_n$  (Figure III-1.a). La relation donnée par Tejada pour exprimer  $\Delta x_p$  s'écrit :

$$\Delta x_p = - \frac{(\delta n_t \cdot \Delta x_i)(x_n - x_i)}{N_a \cdot (x_n - x_p)} \quad \text{III-25}$$

où  $N_a$  est la densité de dopage accepteur dans coté P de la jonction N+P,  $x_i$  est la position de la fluctuation des pièges dans la zone de charge d'espace.

La fluctuation des frontières de la zone de charge d'espace entraîne une fluctuation du champ électrique à chaque frontière (Figure III-1.b), qui produit à son tour une fluctuation du courant de diffusion, ce qui se traduit à l'extérieur par un bruit GR en courant dû

principalement aux pièges dans la zone de charge d'espace. Cette méthode est donc limitée à des composants où il existe des zones de charge d'espace abruptes.

Dans une diode dissymétrique N+P on s'intéresse plus aux fluctuations induites coté P où se situe principalement la zone de charge d'espace. La fluctuation de la densité, que dans [20] on appelle courant de diffusion  $\Delta J_{n,x_p}$  s'exprime alors :

$$\Delta J_{n,x_p} \equiv \Delta J_{n,diff} \approx q n_s(x_p) \mu_n \Delta E(x_p) \quad \text{III-26}$$

avec

$$\Delta E(x_p) = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_A(x_p) \Delta x_p \quad \text{III-27}$$

En remplaçant  $\Delta x_p$  par la relation (III-25), l'expression du courant de bruit dû aux pièges en  $x_i$  s'écrit :

$$\Delta J_{n,x_p} \approx \frac{q^2 n_s(x_p) \mu_n}{\varepsilon \varepsilon_0 (x_n - x_p)} (x_i - x_n) \delta n_t(x_i) \quad \text{III-28}$$

Pour calculer le bruit résultant, il faut intégrer dans toute la zone de charge d'espace et donc :

$$\Delta J_{n,x_p(tot)} \approx \frac{q^2 n_s(x_p) \mu_n}{\varepsilon \varepsilon_0 W} \int_{x_p}^{x_n} (x - x_n) \delta n_t(x) dx \quad \text{III-29}$$

On rappelle ici que cette expression est calculée en négligeant l'effet d'inversion des porteurs dans la zone de charge d'espace.

Tejada a mené un autre calcul [80] en tenant compte de cette zone d'inversion et a montré que l'influence de la présence de fluctuation d'électrons piégés dans cette zone est négligeable sur le bruit GR.

La densité spectrale de bruit, aura donc la forme suivante :

$$S_{\Delta J_n}(\omega) = \Delta J_{n,x_p(tot)} \cdot \Delta J_{n,x_p(tot)}^* \quad \text{III-30}$$

La composante de la densité spectrale de la source totale de courant de bruit GR (source Norton) due à la diffusion des porteurs aux frontières de la zone déserte s'écrit alors :

$$S_I = S_{\Delta J_n}(\omega) * A^2 \quad \text{III-31}$$

L'expression totale de la densité spectrale de la source de courant de bruit GR (source Norton) due au piège est la somme de l'expression de Van Vliet (III-11) avec celle de Tejada (III-31).

Grâce à ces calculs, Tejada a donc nettement amélioré le calcul du bruit GR par la prise en compte des fluctuations de la largeur de la zone de charge d'espace ainsi que par la

présence d'une zone d'inversion. L'intérêt est de pouvoir calculer le bruit GR dans des jonctions dissymétriques simples.

En revanche, cette méthode est difficile à implanter, car elle est basée sur une connaissance précise de la position de la frontière de la zone de charge d'espace ( $x_p$ ) et donc très difficile à connaître, ce qui amène à des résultats très variables (plusieurs ordres de grandeurs possibles) suivant les hypothèses de frontière choisies. De plus, cette méthode est très sensible aussi aux valeurs des porteurs minoritaires aux bords de la zone de charge d'espace, d'où l'importance de ce choix surtout dans des jonctions fortement dissymétriques P+N ou N+P [80].

### **III.2.4 Discussion**

En résumé, ces méthodes analytiques ne donnent le résultat du bruit GR que pour certains cas particuliers étudiés alors que nous souhaitons disposer d'une méthode de calcul valable quel que soit la structure et le type de semi-conducteur. Les calculs précédents montrent l'insuffisance des études analytiques pour calculer le bruit GR dû aux pièges dans des composants semi-conducteurs réels.

De plus, notre besoin de caractériser précisément le bruit BF dans les TBH de technologie GaInP/GaAs nous oblige à développer une méthode générale de calcul.

Les développements numériques récents apportés à l'implantation de la méthode du champ d'impédance permettent son application concrète à l'analyse du bruit GR assisté par piège [23], [25], [82]. Nous allons donc nous baser sur ces développements pour implanter une méthode numérique générale et robuste de calcul du bruit GR dans les composants semi-conducteurs.

## **III.3 Principe de la méthode numérique d'analyse de bruit**

### **III.3.1 Rappel théorique**

En nous appuyant sur les travaux de Bonani [43], [25], [21], [28], et les travaux de Bosman et Hou [23], nous avons développé un algorithme numérique robuste et général d'analyse du bruit GR assisté par pièges.

Le principe consiste à discrétiser les équations du modèle de transport (ici dérive-diffusion) suivantes, en présence des sources de Langevin  $\gamma_n$ ,  $\gamma_p$ ,  $\gamma_t$ :

- 1) L'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot (\nabla \psi) = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n + Nd^+ - Na^- - n_t) \quad \text{III-32}$$

2) L'équation de continuité des électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -(R_n - G_n) + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n + \gamma_n \quad \text{III-33}$$

3) L'équation de continuité des trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(R_p - G_p) - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - \gamma_p \quad \text{III-34}$$

4) L'équation de continuité des électrons piégés :

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = (R_n - G_n) - (R_p - G_p) + \gamma_t \quad \text{III-35}$$

Ensuite on calcule numériquement, à l'aide des fonctions de Green, l'influence sur la tension appliquée à l'extérieur du composant, de la perturbation de ces sources locales injectées à chaque point sous forme de fonctions de Dirac. La simulation physique des composants semi-conducteurs avec SENTAURUS, vue au chapitre 2, permet d'extraire les différentes fonctions de Green nécessaires au calcul du bruit GR assisté par piège. Notre rôle maintenant, est de développer un algorithme de calcul, qui nous permet d'utiliser les résultats donnés par SENTAURUS pour calculer la densité spectrale en tension, du bruit GR assisté par piège dans n'importe quel composant semi-conducteur.

L'analyse du bruit suit le principe de résolution du système des équations de transport linéarisées par la méthode de Langevin et la méthode des fonctions de Green [21], [42]. Nous rappelons les équations aux perturbations tirées du modèle dérive-diffusion (équations III-32 à III-34) incluant la dynamique des pièges et les sources de Langevin:

1) L'équation de Poisson :

$$\nabla_r^2 \delta \psi = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (\delta p - \delta n - \delta n_t) \quad \text{III-36}$$

2) L'équation de continuité des électrons :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -\Delta U_n + \frac{1}{q} \nabla_r \cdot \delta J_n + \gamma_n \quad \text{III-37}$$

3) L'équation de continuité des trous :

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\Delta U_p - \frac{1}{q} \nabla_r \cdot \delta J_p - \gamma_p \quad \text{III-38}$$

4) L'équation de continuité des électrons piégés :

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = \Delta U_n - \Delta U_p + \gamma_t \quad \text{III-39}$$

D'après l'écriture précédente des équations de continuité, les sources de Langevin du bruit GR, dues à un piège vérifient la relation suivante [18] :

$$\gamma_n + \gamma_p + \gamma_t = 0 \quad \text{III-40}$$

$\gamma_n$ ,  $\gamma_p$ ,  $\gamma_t$  sont respectivement les sources de Langevin du bruit GR assisté par piège des électrons, des trous et des électrons piégés. Les densités spectrales des sources de bruit locales sont extraites par ailleurs à partir de l'équation maîtresse des échanges (Master equation) [53].

Les équations linéaires (III-36 à III-39) seront traduites dans le domaine fréquentiel et peuvent être exprimées en un système de trois équations en reportant l'équation de continuité des électrons piégés dans les équations de Poisson et de continuité des électrons et des trous. Ce système d'équations linéarisées devient alors dans le domaine fréquentiel :

$$\nabla_r^2 \delta\tilde{\psi} = -\Lambda_\psi(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_\psi \quad \text{III-41}$$

$$j\omega\delta\tilde{n} = -\Lambda_n(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_n \quad \text{III-42}$$

$$j\omega\delta\tilde{p} = -\Lambda_p(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_p \quad \text{III-43}$$

avec,  $\Lambda_\alpha(\alpha = \psi, n, p)$ , opérateurs linéaires évalués au point de fonctionnement et qui dépendent des variables  $\delta\tilde{\psi}$ ,  $\delta\tilde{n}$ , et  $\delta\tilde{p}$  inconnues. Les nouvelles sources locales globales de Langevin dans le domaine fréquentiel  $\tilde{s}_\alpha$  dépendent des sources de Langevin  $\gamma_\alpha$ .

L'objectif est de calculer l'influence de ces sources locales globales sur la tension en circuit ouvert à un accès externe du composant. La différence de potentiel par rapport à la masse se calcule comme indiqué (Figure III-2) :

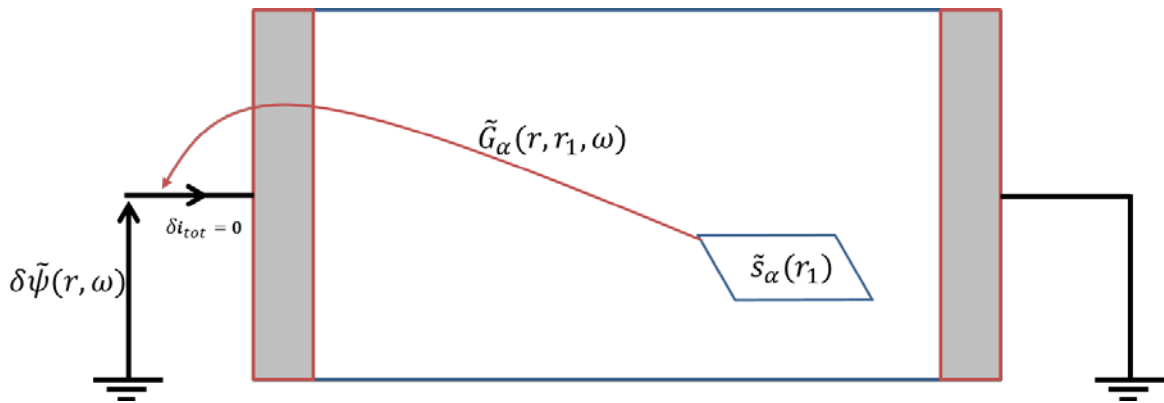


Figure III-2 : Représentation schématique de la fluctuation de tension de bruit aux accès induite par une source locale globale de bruit GR à l'aide des fonctions de Green scalaires.

Compte-tenu des conditions aux limites imposées par le circuit extérieur, le courant petit-signal traversant cet accès est nul [51] et nous avons :

$$\delta i_{tot} = 0 \quad \text{III-44}$$

Pour calculer ce potentiel, seule la résolution de la variable  $\delta\tilde{\psi}$  est nécessaire. Pour ce faire, nous allons utiliser la méthode des fonctions de Green [42] et donc la solution  $\delta\tilde{\psi}$  s'écrit :

$$\delta\tilde{\psi}(r, \omega) = \sum_{\alpha=\psi, n, p} \int_{\Omega} \tilde{G}_{\alpha}(r, r_1, \omega) \tilde{s}_{\alpha}(r_1, \omega) dr_1 \quad \text{III-45}$$

où,  $\tilde{G}_{\alpha}(r, r_1, \omega)$  est la fonction de Green scalaire, définie comme la réponse en petit signal d'une source locale globale de Langevin  $\tilde{s}_{\alpha}(r_1, \omega)$ , située en  $r_1$ , au potentiel au point  $r$  correspondant à l'accès du composant.

Suivant cette méthode, les fonctions de Green sont solutions du système suivant:

$$\nabla_r^2 \tilde{G}_{\alpha}(r, r_1, \omega) = -\Lambda_{\psi}(\tilde{G}_{\alpha}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{\delta}_{\alpha, \psi} \delta(r - r_1) \quad \text{III-46}$$

$$j\omega\delta\tilde{n}(r, r_1, \omega) = -\Lambda_n(\tilde{G}_{\alpha}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{\delta}_{\alpha, n} \delta(r - r_1) \quad \text{III-47}$$

$$j\omega\delta\tilde{p}(r, r_1, \omega) = -\Lambda_p(\tilde{G}_{\alpha}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{\delta}_{\alpha, p} \delta(r - r_1) \quad \text{III-48}$$

Avec,  $\tilde{\delta}_{\alpha, \beta}$ , sont les symboles de Kronecker [21] et  $\nabla_r$  représente les dérivés par rapport à  $r$ .

La forme finale de la densité spectrale du bruit en tension entre les deux accès « i » et « j », s'écrit alors de la façon suivante [21]:

$$S_{\delta\tilde{\psi}_i, \delta\tilde{\psi}_j}(\omega) = \sum_{\alpha, \beta=\psi, n, p} \int_{\Omega} \int_{\Omega} \tilde{G}_{\alpha}(r_i, r_1, \omega) S_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(r_1, r_2, \omega) \tilde{G}_{\beta}^{*T}(r_j, r_2, \omega) dr_1 dr_2 \quad \text{III-49}$$

où  $S_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(r_1, r_2, \omega)$ , est la densité spectrale de corrélation entre les deux termes de sources locales globales de Langevin  $\tilde{s}_{\alpha}(r_1)$ , et  $\tilde{s}_{\beta}(r_2)$ .

En supposant que deux sources locales globales adjacentes sont localement dé-corrélées entre elles, leurs spectres de corrélation peuvent s'écrire sous la forme suivante [53]:

$$\overline{\tilde{s}_{\alpha}(r_1, \omega) \cdot \tilde{s}_{\beta}^{*}(r_2, \omega)} = S_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(r_1, r_2, \omega) = K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(r_1, \omega) \delta(r_1 - r_2) \quad \text{III-50}$$

où,  $K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}$  est appelée source locale globale de bruit GR modifiée.

On pourra noter dans le cas unidimensionnel suivant  $x$ , et pour une section transverse  $A = \Delta y \cdot \Delta z$ , que l'équation (III-50) devient :

$$S_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(x_1, x_2, \omega) = K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(x_1, \omega) \frac{\delta(x_1 - x_2)}{A} \quad \text{III-51}$$

qui peut s'écrire [1], [54] :

$$S_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(x_1, x_2, \omega) = K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(x_1, \omega) \frac{1}{A \cdot \Delta x} \quad \text{III-52}$$

Dans notre cas, l'accès j est connecté à la masse, ainsi, la densité spectrale à l'accès i s'écrit :

$$S_{\delta\tilde{\psi}_i, \delta\tilde{\psi}_i}(\omega) = \sum_{\alpha, \beta=\psi, n, p} \int_{\Omega} \tilde{G}_{\alpha}(r_i, r, \omega) K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}(r, \omega) \tilde{G}_{\beta}^{*T}(r_i, r, \omega) dr \quad \text{III-53}$$

Les sources locales globales de bruit GR modifiée  $K_{\tilde{s}_{\alpha}, \tilde{s}_{\beta}}$  seront détaillées dans la suite.

### III.3.2 Démarche de développement

L'organigramme de l'algorithme suivi dans notre méthode de calcul du bruit GR assisté par piège est présenté dans la Figure III-3 :

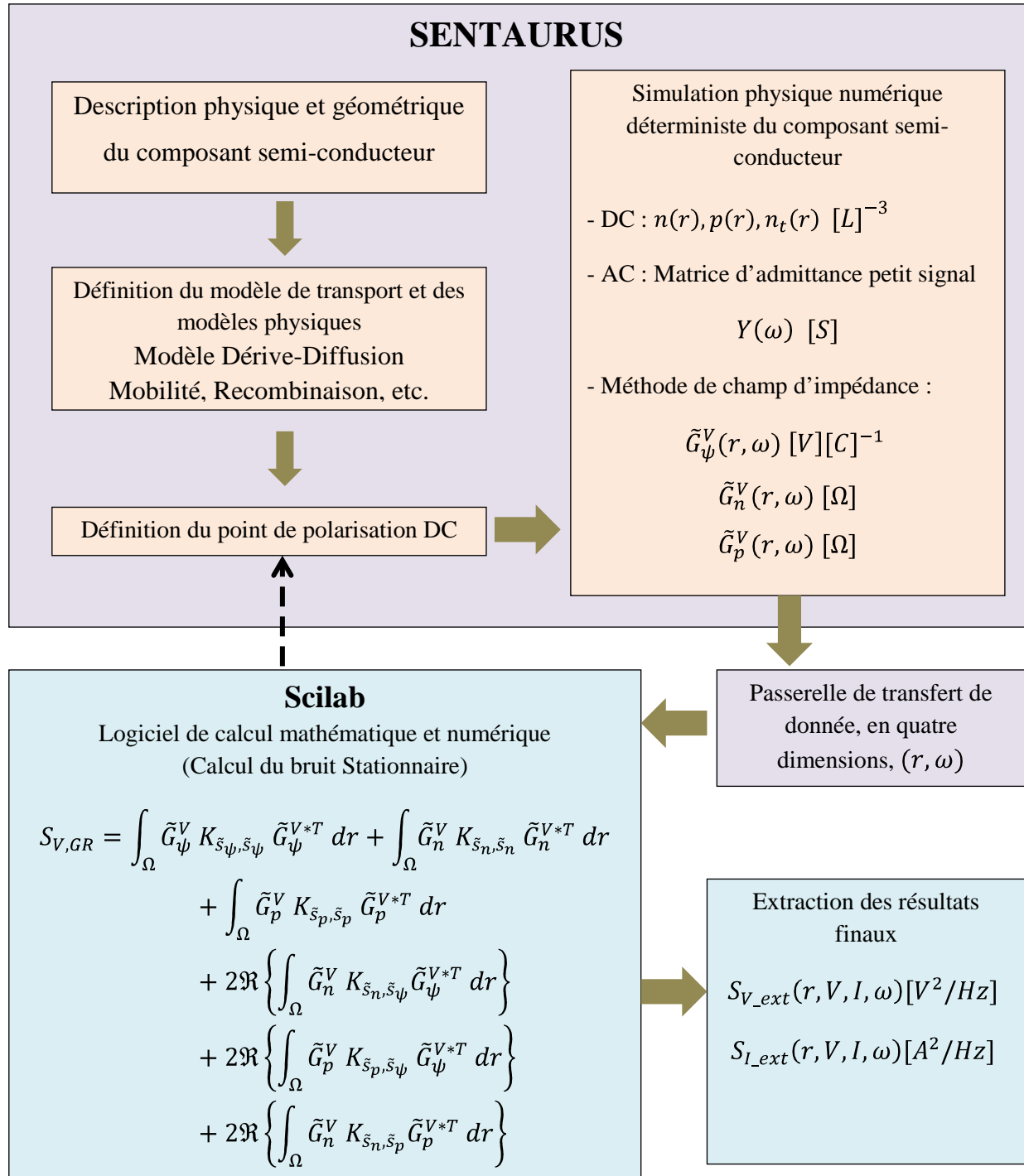


Figure III-3. L'organigramme de l'algorithme de simulation du bruit GR assisté par pièges avec la nouvelle méthode des fonctions de Green scalaires.

Une simulation déterministe du composant sous test, avec le logiciel SENTAURUS, suivant la méthode décrite dans le deuxième chapitre, est tout d'abord réalisée.

La démarche de simulation comporte la phase de description physique et géométrique du composant en définissant dans chaque région, les paramètres physiques du matériau semi-conducteur choisi, ainsi que les caractéristiques des impuretés et des pièges qu'il contient. Une fois la structure définie, nous choisissons les modèles physiques qui décrivent les phénomènes existants dans ce composant dont on cherche à étudier les effets, comme le modèle de la variation de la mobilité en fonction du champ électrique ou le modèle du processus de génération-recombinaison, l'effet de la température, etc.. Dans cette phase le modèle de transport est dans notre cas le modèle dérive-diffusion (équations III-32 à III-35). Il faut également choisir le point de polarisation autour duquel le composant est analysé. Une fois ce point choisi, trois types d'analyse, DC, AC, NOISE, peuvent être effectués.

L'analyse DC nous fournit, à partir d'une résolution des équations différentielles suivant la méthode des différences finies, les paramètres physiques à chaque nœud du maillage ainsi que le courant et la tension extérieurs correspondants, en fonction de la position  $r$  dans le volume du composant. Parmi les paramètres citons les densités des porteurs libres  $n(r)$  et  $p(r)$ , la densité des électrons piégés  $n_t(r)$ , etc.

À partir d'une résolution des équations différentielles en présence d'une perturbation petit signal, l'analyse AC nous fournit la matrice de l'admittance petit signal en fonction de la fréquence [61].

L'analyse NOISE nous fournira enfin les fonctions de Green, elles aussi nécessaires en tant que données d'entrée à notre propre algorithme.

Une fois la simulation réalisée, les résultats sont transférés vers le logiciel de calcul numérique développé avec la plateforme Scilab, à partir d'une passerelle de transfert de donnée développée avec les deux logiciels d'extraction Tecplot et Inspect fournis par SENTAURUS. Dans notre calcul  $n(r)$ ,  $p(r)$ ,  $n_t(r)$ , les fonctions de Green fonction de la position  $r$  et de la fréquence, ainsi que la matrice d'admittance en fonction de la fréquence, pour chaque point de polarisation, vont être utilisées.

Dans Scilab et pour chaque point de polarisation, la probabilité d'occupation des pièges est calculée, ainsi que les taux de génération-recombinaison, les corrélations des sources locales de bruit GR assisté par pièges injectées et les corrélations des fonctions de



Green entre elles et ensuite l'expression de la densité spectrale en tension du bruit GR, en fonction de la fréquence et de la position.

À l'aide de la matrice d'admittance  $Y(\omega)$ , la densité spectrale en courant du bruit GR assisté par piège en fonction de la fréquence et de la position, peut être également déduite pour le même point de polarisation.

En résumé, la densité spectrale en tension  $S_{V_{ext}}$  ou en courant  $S_{I_{ext}}$  du bruit GR peuvent être extraites à l'aide du programme Scilab, en fonction de la position, de la fréquence, de la tension ou du courant de polarisation.

### III.3.3 Détails de la méthode et de l'algorithme développés pour le bruit GR assisté par piège

La méthode de calcul du bruit GR assisté par pièges que nous avons développée repose sur le modèle de dérive-diffusion. Nous la présentons ci-dessous dans un développement à une dimension. L'algorithme utilitaire a été écrit en deux dimensions et peut s'appliquer sans aucune difficulté supplémentaire à d'autres modèles de transport.

Réécrivons donc la forme générale initiale des équations différentielles du modèle dérive-diffusion à une dimension, et en présence d'un seul niveau de pièges :

$$\frac{\partial^2 \delta\psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [\delta p - \delta n - \delta n_t] \quad \text{III-54}$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -\Delta U_n + \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_n}{\partial x} + \gamma_n \quad \text{III-55}$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\Delta U_p - \frac{1}{q} \frac{\partial \delta J_p}{\partial x} - \gamma_p \quad \text{III-56}$$

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = \Delta U_n - \Delta U_p + \gamma_t \quad \text{III-57}$$

Il s'en déduit la forme générale de la densité spectrale en tension du bruit GR, pour un seul niveau de pièges :

$$S_{V,GR} = A \cdot \sum_{\alpha,\beta=n,p,nt} \int_x \tilde{G}_\alpha^V K_{\gamma_\alpha,\gamma_\beta} \tilde{G}_\beta^{V*T} dx \quad \text{III-58}$$

En une dimension, la somme sera développée comme :

$$S_{V,GR} = A \cdot \left[ \int_x \tilde{G}_n^V K_{\gamma_n,\gamma_n} \tilde{G}_n^{V*T} dx + \int_x \tilde{G}_p^V K_{\gamma_p,\gamma_p} \tilde{G}_p^{V*T} dx + \int_x \tilde{G}_{nt}^V K_{\gamma_t,\gamma_t} \tilde{G}_{nt}^{V*T} dx \right. \\ \left. + 2\Re \left\{ \int_x \tilde{G}_n^V K_{\gamma_n,\gamma_t} \tilde{G}_{nt}^{V*T} dx \right\} + 2\Re \left\{ \int_x \tilde{G}_p^V K_{\gamma_p,\gamma_t} \tilde{G}_{nt}^{V*T} dx \right\} \right] \quad \text{III-59}$$

où les  $\tilde{G}_\alpha^V$  ( $\alpha = n, p, n_t$ ) sont les fonctions de Green scalaires et les  $K_{\gamma\alpha, \gamma\beta}$  ( $\alpha, \beta = n, p, n_t$ ) sont les sources locales de bruit GR et sont extraites à partir de l'équation maîtresse des échanges.

Elles sont données par [18] :

$$K_{\gamma_n, \gamma_n} = 2(R_n + G_n) \quad \text{III-60}$$

$$K_{\gamma_p, \gamma_p} = 2(R_p + G_p) \quad \text{III-61}$$

$$K_{\gamma_t, \gamma_t} = 2(R_n + G_n + R_p + G_p) \quad \text{III-62}$$

$$K_{\gamma_n, \gamma_t} = -2(R_n + G_n) \quad \text{III-63}$$

$$K_{\gamma_p, \gamma_t} = -2(R_p + G_p) \quad \text{III-64}$$

$$K_{\gamma_n, \gamma_p} = 0 \quad \text{III-65}$$

où  $R_n, G_n, R_p, G_p$  sont respectivement les taux de recombinaison et de génération des électrons et des trous par le niveau de pièges donné [11] :

$$R_n = c_n n N_T (1 - f_t) \quad \text{III-66}$$

$$G_n = c_n n_1 N_T f_t \quad \text{III-67}$$

$$R_p = c_p p N_T f_t \quad \text{III-68}$$

$$G_p = c_p p_1 N_T (1 - f_t) \quad \text{III-69}$$

où  $c_n, c_p$  sont respectivement les coefficients de capture des électrons et des trous.  $n_1, p_1$  sont respectivement les concentrations en électrons et en trous caractérisant le niveau du piège, donnés par :

$$n_1 = N_C e^{\frac{E_T - E_C}{U_T}} \quad \text{III-70}$$

$$p_1 = N_V e^{\frac{E_V - E_T}{U_T}} \quad \text{III-71}$$

Cependant, SENTAURUS ne donne pas accès à la fonction de transfert  $\tilde{G}_{nt}^V$  liée à la dernière équation de continuité des électrons piégés (III-57). En fait, SENTAURUS calcule la fonction de Green  $\tilde{G}_\psi^V$  liée à l'équation de Poisson. Dans ce simulateur, elle est utilisée pour calculer l'influence des fluctuations de dopage sur le bruit aux accès d'un composant, connues sous le nom de « Random-doping ». Nous allons donc modifier la forme de l'expression (III-59) de la densité spectrale de bruit GR assisté par piège pour pouvoir utiliser les fonctions de transfert  $\tilde{G}_n^V, \tilde{G}_p^V, \tilde{G}_\psi^V$ , issues de SENTAURUS.

Pour cela, le système d'équations (III-54 à III-57), est transformé dans le domaine fréquentiel et développé comme suit afin d'avoir une dépendance entre la dernière équation et les trois autres :

$$\frac{\partial^2 \delta \tilde{\psi}}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [\delta \tilde{p} - \delta \tilde{n} - \delta \tilde{n}_t] \quad \text{III-72}$$

$$j\omega \delta \tilde{n} = -\frac{\partial U_n}{\partial n} \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta \tilde{n}_t + \frac{1}{q} \frac{\partial \delta \tilde{j}_n}{\partial x} + \tilde{\gamma}_n \quad \text{III-73}$$

$$j\omega \delta \tilde{p} = -\frac{\partial U_p}{\partial p} \delta \tilde{p} - \frac{\partial U_p}{\partial n_t} \delta \tilde{n}_t - \frac{1}{q} \frac{\partial \delta \tilde{j}_p}{\partial x} - \tilde{\gamma}_p \quad \text{III-74}$$

$$j\omega \delta \tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta \tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) \delta \tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{III-75}$$

La conservation du courant ( $div J_{tot} = 0$ ) permet d'écrire la relation suivante [18] :

$$\gamma_n + \gamma_p + \gamma_t = 0 \quad \text{III-76}$$

Ce qui nous permet d'exprimer l'équation (III-75) par :

$$j\omega \delta \tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \delta \tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) \delta \tilde{n}_t - (\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p) \quad \text{III-77}$$

pour obtenir finalement :

$$\delta \tilde{n}_t = \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \delta \tilde{n} - \frac{\frac{\partial U_p}{\partial p}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \delta \tilde{p} - \frac{(\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p)}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \quad \text{III-78}$$

En reportant (III-78) dans les équations de Poisson (III-72), de continuité des électrons libres (III-73) et de continuité des trous libres (III-74), on obtient un système de trois équations différentielles à trois inconnues au lieu de quatre :

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{\partial^2 \delta \tilde{\psi}}{\partial x^2} = - \left( \left\{ 1 + \frac{\frac{\partial U_p}{\partial p}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \right\} \delta \tilde{p} - \left\{ 1 + \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \right\} \delta \tilde{n} + \frac{(\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p)}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \right) \quad \text{III-79}$$

$$j\omega \delta \tilde{n} = \frac{1}{q} \frac{\partial \delta \tilde{j}_n}{\partial x} - \left\{ \frac{\partial U_n}{\partial n} + \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n_t} \cdot \frac{\partial U_n}{\partial n}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \right\} \delta \tilde{n} + \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n_t} \cdot \frac{\partial U_p}{\partial p}}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} \delta \tilde{p} + \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n_t} (\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p)}{\left( \frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \right) + j\omega} + \tilde{\gamma}_n \quad \text{III-80}$$

$$j\omega\delta\tilde{p} = -\frac{1}{q} \frac{\partial\delta\tilde{f}_p}{\partial x} - \frac{\frac{\partial U_p}{\partial n_t} \cdot \frac{\partial U_n}{\partial n}}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega} \delta\tilde{n} - \left\{ \frac{\partial U_p}{\partial p} - \frac{\frac{\partial U_p}{\partial n_t} \cdot \frac{\partial U_p}{\partial p}}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega} \right\} \delta\tilde{p} + \frac{\frac{\partial U_p}{\partial n_t} (\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_p)}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega} - \tilde{\gamma}_p$$

III-81

Ce système est de la forme suivante, identique aux équations (III-41 à III-43)

$$\left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q}\right) \frac{\partial^2 \delta\tilde{\psi}}{\partial x^2} = -\Lambda_\psi(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_\psi$$

III-82

$$j\omega\delta\tilde{n} = -\Lambda_n(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_n$$

III-83

$$j\omega\delta\tilde{p} = -\Lambda_p(\delta\tilde{\psi}, \delta\tilde{n}, \delta\tilde{p}) + \tilde{s}_p$$

III-84

Les sources globales de Langevin, sont maintenant de la forme :

$$\tilde{s}_\psi = -\Gamma_{\psi t} \tilde{\gamma}_t$$

III-85

$$\tilde{s}_n = \tilde{\gamma}_n - \Gamma_{nt} \tilde{\gamma}_t$$

III-86

$$\tilde{s}_p = -\tilde{\gamma}_p - \Gamma_{pt} \tilde{\gamma}_t$$

III-87

avec

$$\Gamma_{\psi t} = \frac{-1}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega}$$

III-88

$$\Gamma_{nt} = \frac{\frac{\partial U_n}{\partial n_t}}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega}$$

III-89

$$\Gamma_{pt} = \frac{\frac{\partial U_p}{\partial n_t}}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial n_t} - \frac{\partial U_n}{\partial n_t}\right) + j\omega}$$

III-90

Les taux nets de génération-recombinaison et leurs dérivées par rapport aux densités des porteurs libres ou des électrons piégés, sont données par :

$$U_n = R_n - G_n$$

III-91

$$U_p = R_p - G_p$$

III-92

$$\frac{\partial U_n}{\partial n} = \frac{1}{\tau_n} \left(1 - \frac{n_t}{N_T}\right)$$

III-93

$$\frac{\partial U_p}{\partial p} = \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{n_t}{N_T}\right)$$

III-94

$$\frac{\partial U_n}{\partial n_t} = -\frac{1}{\tau_n} \left(\frac{n_0 + n_1}{N_T}\right)$$

III-95

$$\frac{\partial U_p}{\partial n_t} = \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{p_0 + p_1}{N_T}\right)$$

III-96

où  $\tau_n = \frac{1}{c_n N_T}$  et  $\tau_p = \frac{1}{c_p N_T}$ , sont les durées de vie des porteurs libres liées à la recombinaison assistée par pièges.

En remplaçant les relations (III-91 à III-96) dans les expressions des fonctions  $\Gamma$  (III-88 à III-90), nous obtenons :

$$\Gamma_{\psi t} = -\frac{\tau_t}{1+j\omega\tau_t} \quad \text{III-97}$$

$$\Gamma_{nt} = -\frac{\tau_t/\tau_1}{1+j\omega\tau_t} \quad \text{III-98}$$

$$\Gamma_{pt} = \frac{\tau_t/\tau_2}{1+j\omega\tau_t} \quad \text{III-99}$$

avec,

$$\frac{1}{\tau_1} = c_n(n + n_1) \quad \text{III-100}$$

$$\frac{1}{\tau_2} = c_p(p + p_1) \quad \text{III-101}$$

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \quad \text{III-102}$$

$\tau_1, \tau_2, \tau_t$ , sont les constantes de temps caractéristiques des pièges, reliées à la fréquence de coupure de la densité spectrale du bruit GR due à ce niveau de pièges.

Reprenons la forme générale de l'équation III-53 :

$$S_{V,GR}(\omega) = \sum_{\alpha,\beta=\psi,n,p} \int_{\Omega} \tilde{G}_{\alpha}^V(r_i, r, \omega) K_{\tilde{s}_{\alpha},\tilde{s}_{\beta}}(r, \omega) \tilde{G}_{\beta}^{V*T}(r_i, r, \omega) dr \quad \text{III-103}$$

et développons la, sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} S_{V,GR} = A. & \left[ \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_{\psi}^V K_{\tilde{s}_{\psi},\tilde{s}_{\psi}} \tilde{G}_{\psi}^{V*T} dx + \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_n^V K_{\tilde{s}_n,\tilde{s}_n} \tilde{G}_n^{V*T} dx + \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_p^V K_{\tilde{s}_p,\tilde{s}_p} \tilde{G}_p^{V*T} dx \right. \\ & + 2\Re \left\{ \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_n^V K_{\tilde{s}_n,\tilde{s}_{\psi}} \tilde{G}_{\psi}^{V*T} dx \right\} + 2\Re \left\{ \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_p^V K_{\tilde{s}_p,\tilde{s}_{\psi}} \tilde{G}_{\psi}^{V*T} dx \right\} \\ & \left. + 2\Re \left\{ \int_{\mathbf{x}} \tilde{G}_n^V K_{\tilde{s}_n,\tilde{s}_p} \tilde{G}_p^{V*T} dx \right\} \right] \end{aligned}$$

III-104

où  $\tilde{G}_{\psi}^V, \tilde{G}_n^V, \tilde{G}_p^V$ , sont les fonctions de Green scalaires que l'on peut extraire de SENTAURUS. Ces fonctions sont normalisées par rapport à la charge élémentaire «  $q$  ».

Les sources locale globales de Langevin  $K_{\tilde{s}_{\alpha},\tilde{s}_{\beta}}$  ( $\alpha, \beta = \psi, n, p$ ) sont calculées à partir des relations (III-52) et (III-85 à III-87). A titre d'exemple, nous calculons ici  $K_{\tilde{s}_{\psi},\tilde{s}_{\psi}}$  :

$$\begin{aligned} K_{\tilde{s}_{\psi},\tilde{s}_{\psi}} &= S_{\tilde{s}_{\psi},\tilde{s}_{\psi}} \cdot A \cdot \Delta x = \overline{\tilde{s}_{\psi} \cdot \tilde{s}_{\psi}^*} \cdot A \cdot \Delta x = |\Gamma_{\psi t}|^2 \overline{\tilde{\gamma}_t \cdot \tilde{\gamma}_t^*} \cdot A \cdot \Delta x = |\Gamma_{\psi t}|^2 S_{\tilde{\gamma}_t,\tilde{\gamma}_t} \cdot A \cdot \Delta x \\ &= |\Gamma_{\psi t}|^2 K_{\tilde{\gamma}_t,\tilde{\gamma}_t} \end{aligned}$$

En utilisant cette méthode, nous obtenons alors :

$$K_{\tilde{s}_\psi, \tilde{s}_\psi} = |\Gamma_{\psi t}|^2 K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} \quad \text{III-105}$$

$$K_{\tilde{s}_n, \tilde{s}_n} = K_{\tilde{\gamma}n, \tilde{\gamma}n} + |\Gamma_{nt}|^2 K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} - 2\text{Réal}\{\Gamma_{nt}^* K_{\tilde{\gamma}n, \tilde{\gamma}t}\} \quad \text{III-106}$$

$$K_{\tilde{s}_p, \tilde{s}_p} = K_{\tilde{\gamma}p, \tilde{\gamma}p} + |\Gamma_{pt}|^2 K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} + 2\text{Réal}\{\Gamma_{pt}^* K_{\tilde{\gamma}p, \tilde{\gamma}t}\} \quad \text{III-107}$$

$$K_{\tilde{s}_n, \tilde{s}_\psi} = \Gamma_{nt} \Gamma_{\psi t}^* K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} - \Gamma_{\psi t}^* K_{\tilde{\gamma}n, \tilde{\gamma}t} \quad \text{III-108}$$

$$K_{\tilde{s}_p, \tilde{s}_\psi} = \Gamma_{pt} \Gamma_{\psi t}^* K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} + \Gamma_{\psi t}^* K_{\tilde{\gamma}p, \tilde{\gamma}t} \quad \text{III-109}$$

$$K_{\tilde{s}_n, \tilde{s}_p} = \Gamma_{nt} \Gamma_{pt}^* K_{\tilde{\gamma}t, \tilde{\gamma}t} - \Gamma_{pt}^* K_{\tilde{\gamma}n, \tilde{\gamma}t} + \Gamma_{nt} K_{\tilde{\gamma}p, \tilde{\gamma}t} \quad \text{III-110}$$

Pour calculer la densité spectrale de bruit en courant, nous utilisons l'admittance  $[Y]_i$  vue sur l'accès i, fournie par SENTAURUS [61] :

$$[Y]_i = \left[ \frac{\delta I_i}{\delta \psi_i} \right] \quad \text{III-111}$$

et dans notre étude :

$$S_{I,GR} = |Y_i|^2 S_{V,GR} \quad \text{III-112}$$

On obtient ainsi pour le composant étudié la densité spectrale de bruit en courant de GR assisté par pièges, grandeur qui sera également mesurée comme nous le montrons dans les paragraphes suivants.

C'est finalement l'équation III-104 que nous traitons dans notre algorithme pour calculer le bruit GR assisté par piège dans les composants semi-conducteurs.

### III.4 Application à l'hétérojonction GaInP/GaAs du transistor bipolaire à hétérojonction (TBH)

L'algorithme de calcul du bruit GR assisté par piège développé, a été appliqué aux transistors TBH de la technologie HB20M, fabriqués par UMS.

Afin d'identifier les origines locales du bruit dans ce type de transistors, nous allons étudier dans un premier temps l'hétérojonction émetteur-base en GaInP/GaAs.

Comme les composants de la technologie HB20M utilisent une hétérojonction il était intéressant de simuler celle-ci. Il est aisé de simuler et de mesurer directement la jonction émetteur-base en mettant en circuit ouvert le contact collecteur et en polarisant sur la base [14], [83].

Cette étude sera présentée sur deux motifs de surfaces différentes : 1 doigt de  $2\mu\text{m}$  de largeur par  $30\mu\text{m}$  de longueur ( $1 \times 2 \times 30$ ) et 1 doigt de  $2\mu\text{m}$  de largeur par  $40\mu\text{m}$  de longueur ( $1 \times 2 \times 40$ ).

### III.4.1 Les transistors bipolaires à hétérojonction

#### III.4.1.1 Généralités

UMS développe plusieurs filières de transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) de technologie GaInP/GaAs dont une des applications est la réalisation de sources à très faible bruit de phase.

Sur les plaques fabriquées, UMS fournit des motifs de tests issus de ces runs réguliers de production.

Il s'agit en particulier des motifs de tests (ou PCM) permettant d'identifier par caractérisations électriques les paramètres matériaux et technologiques ainsi que les comportements des diodes et transistors élémentaires sur lesquels nous étudierons le bruit BF.

La coupe d'un seul doigt d'émetteur du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS avec les couches épitaxiées ainsi que les accès métalliques est présentée Figure III-4.

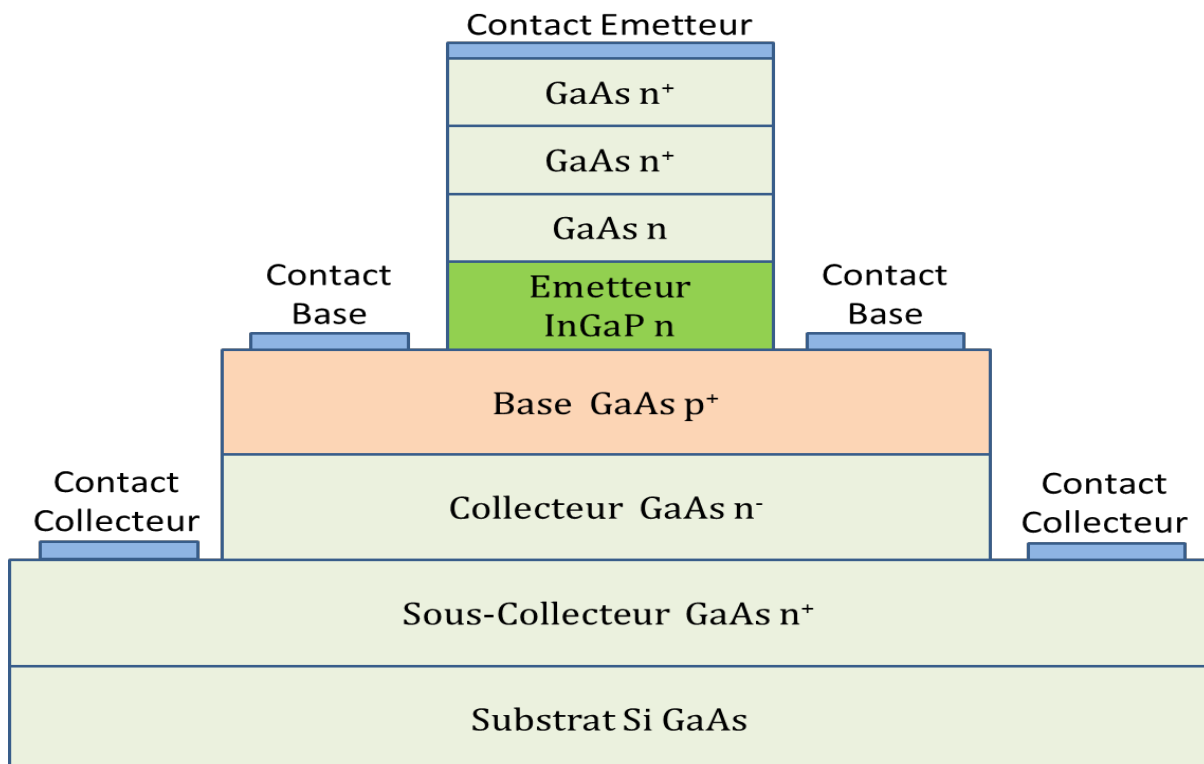


Figure III-4 : Structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS avec les couches épitaxiées et les accès métalliques

Les paramètres physiques ainsi que les épaisseurs des couches et les concentrations du dopage de chacune, sont fournis par UMS mais non divulgués dans ce document pour des raisons de confidentialité industrielle.

Parmi les techniques de caractérisation des pièges, l'application de la technique DLTS (méthode de spectroscopie) [70], [84], [85] sur des composants semblables, a permis de faire ressortir la présence de certains centres accepteurs et donneurs.

Le premier centre de pièges est connu sous le nom EL2 [85], il se localise dans la bande interdite du matériau GaAs de la région base.

Le deuxième centre de pièges, connu sous le nom EL3, se localise près du milieu du gap du matériau GaInP de la région émetteur [84].

Les caractéristiques de ces deux centres de pièges sont données dans le Tableau III-1:

| Caractéristique du centre de piège                           | EL2       | EL3       |
|--|-----------|-----------|
| Type   | Accepteur | Accepteur |
| Energie d'activation (eV)                                    | 0.825     | 0.87      |
| Section efficace de capture des électrons (cm <sup>2</sup> ) | 1E-13     | 1E-19     |
| Section efficace de capture des trous (cm <sup>2</sup> )     | 1E-18     | 1E-14     |
| Vitesse thermique des électrons (cm/s)                       | 4.51E+7   | 3.54E+7   |
| Vitesse thermique des trous (cm/s)                           | 1.46E+7   | 1.65E+7   |

Tableau III-1 : Caractéristiques des deux centres de pièges : EL2 (localisé dans GaAs) et EL3 (localisé dans GaInP) existant dans le TBH en technologie GaInP/GaAs

Intuitivement, mais aussi compte tenu des résultats de simulation précédentes d'homojonctions, on peut penser que l'influence majeure sur le résultat de bruit GR va provenir des sources de bruit GR présentes dans les zones désertes du composant.

L'étude expérimentale réalisée par Cherkaoui et al. [84] sur des hétérojonctions InGaP/GaAs montre que l'effet du bruit GR provient principalement de la partie GaInP de la jonction émetteur-base et donc du centre accepteur EL3. C'est pourquoi nous avons étudié plus particulièrement ce niveau de pièges.



### III.4.1.2 Structure et principe de fonctionnement de l'hétérojonction

L'hétérojonction est constituée par la mise en contact des deux matériaux semi-conducteurs de types différents. Du point de vue énergétique c'est la juxtaposition de deux bandes d'énergies différentes en largeur du gap, ce qui entraîne une déformation des bandes d'énergies au niveau de la jonction métallurgique comme indiqué sur la figure III-5-b.

Cette déformation prend la forme d'une barrière de potentiel qui empêche le passage des trous de la base vers l'émetteur en laissant passer les électrons dans l'autre sens [9].

L'hétérojonction est utilisée dans les transistors bipolaires pour réduire fortement l'effet négatif du courant de fuite causé par la diffusion des trous de la base vers l'émetteur (Figure III-5-a).

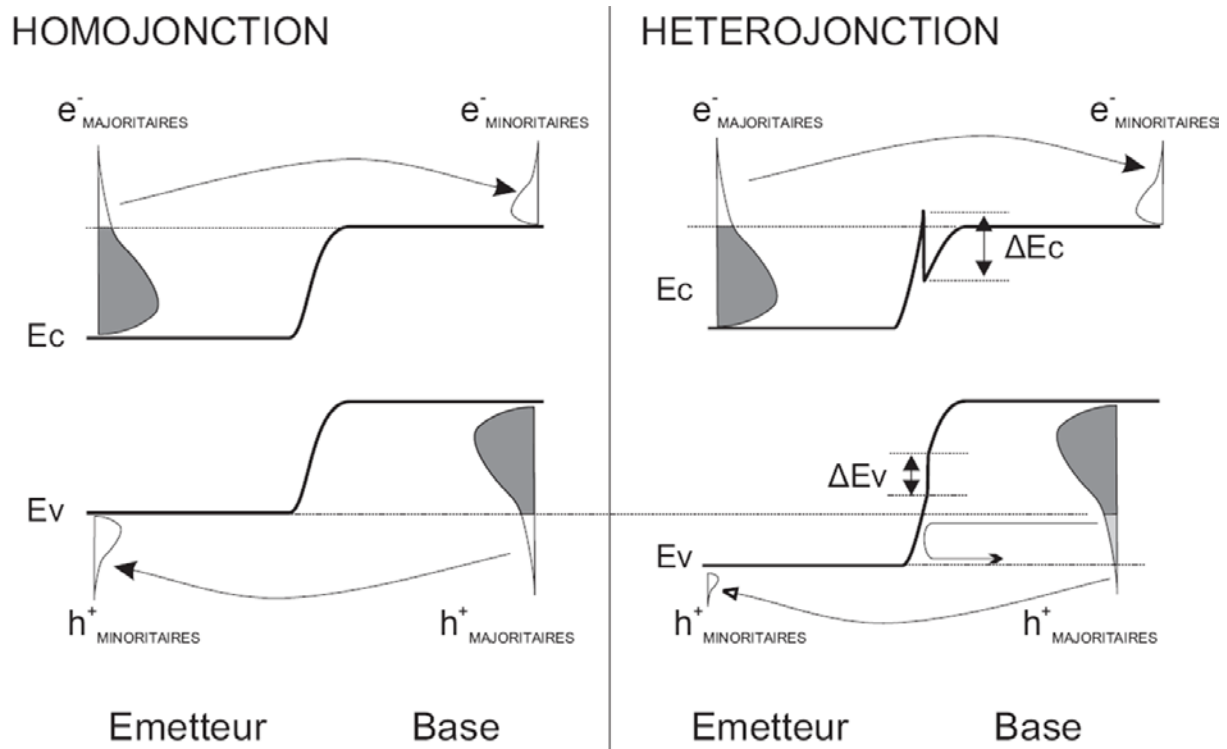


Figure III-5 : a) Courant des trous dans une diode PN à homo-jonction. b) Effet de l'hétérojonction sur ce courant des trous

Le diagramme énergétique dans les zones neutres de l'hétérojonction garde l'état avant la mise en contact des deux matériaux, il est illustré dans la Figure III-6. [9]

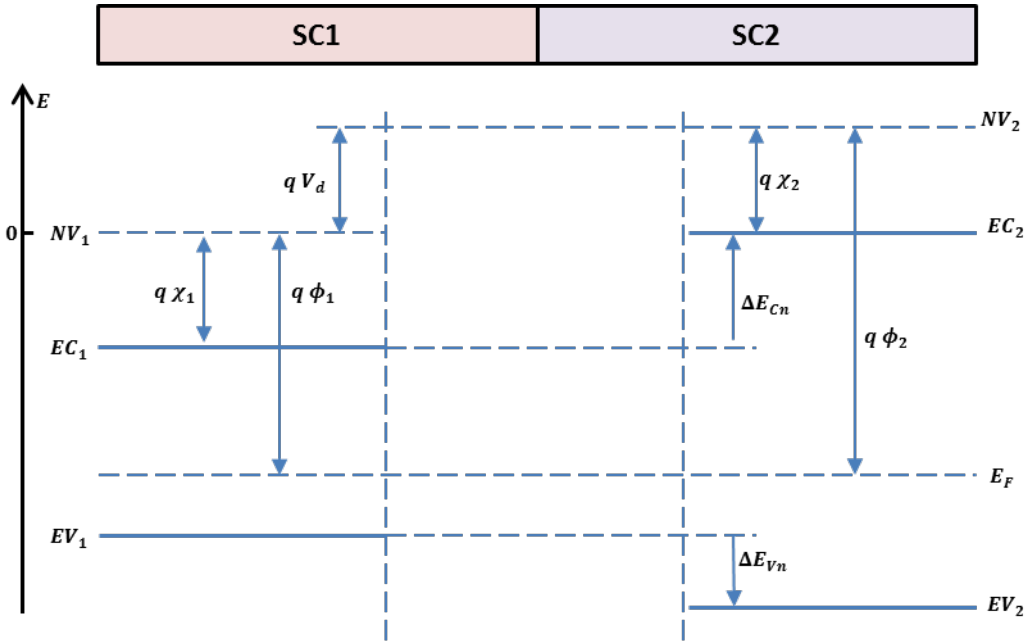


Figure III-6 : Bandes d'énergie dans les zones neutres d'une hétérojonction

En prenant comme référence le niveau de vide du semi-conducteur 1, soit  $NV_1 = 0$ , le niveau de Fermi  $E_F$  de la structure se trouve à la distance  $q \phi_1$  en dessous de  $NV_1$ .

$q \phi_1$  s'appelle le travail de sortie du semi-conducteur 1, GaAs dans notre cas représentant la base.

À l'équilibre  $E_F$  est aligné dans les deux matériaux, ce qui nous permet de positionner leurs bandes de conduction et de valence  $E_{c1}, E_{v1}, E_{c2}, E_{v2}$ .

Le niveau de vide  $NV_2$  dans le semi-conducteur 2, GaInP dans notre cas représentant l'émetteur, est situé à la distance  $q \phi_2$  au-dessus de  $E_F$ . La tension de diffusion, entre les deux semi-conducteurs est donnée par :

$$V_d = NV_1 - NV_2 = \phi_1 - \phi_2 \quad \text{III-113}$$

La différence en énergie entre les bandes de conduction dans les régions neutres des deux semi-conducteurs est donnée par :

$$\Delta E_{cn} = E_{c2} - E_{c1} = q(\phi_{F1} - \phi_{F2}) \quad \text{III-114}$$

$\phi_{F1}, \phi_{F2}$  sont respectivement les valeurs de la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau de fermi dans chaque région.

La différence d'énergie entre les bandes de valence des deux régions neutres peut être calculée maintenant à partir de la relation suivante :

$$\Delta E_{vn} = \Delta E_{cn} - \Delta E_g$$

III-115

où  $\Delta E_g = (E_{c2} - E_{v2}) - (E_{c1} - E_{v1})$  la différence de largeur des bandes interdites des deux matériaux.

Le diagramme énergétique au voisinage de la jonction, après la mise en contact des deux matériaux [9], est illustré Figure III-7.

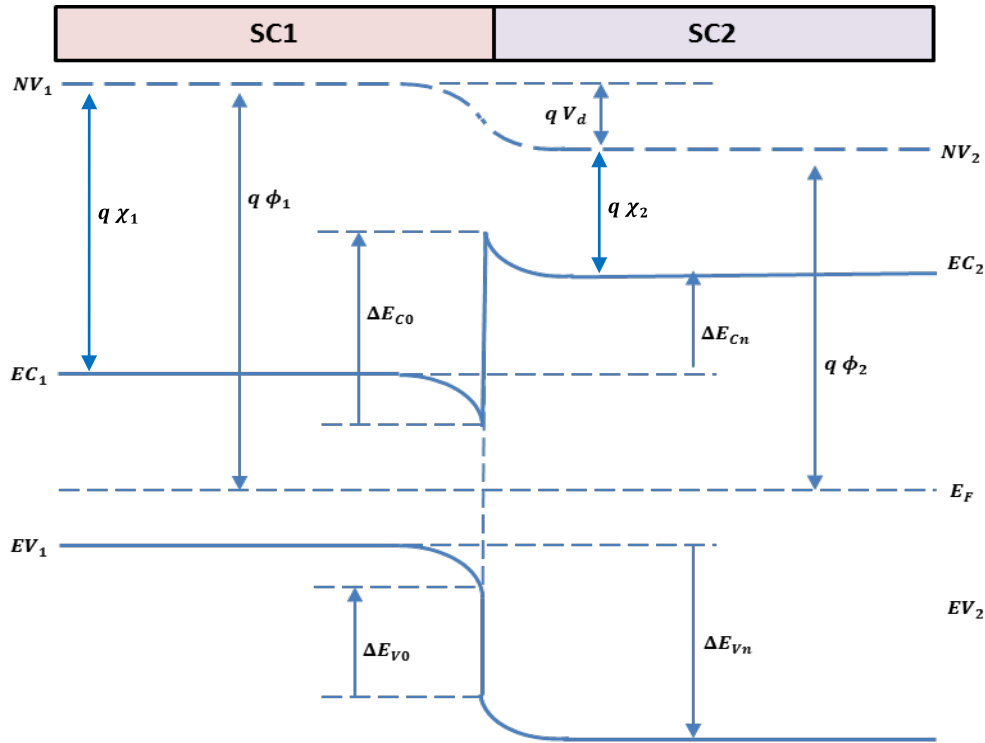


Figure III-7 : Bandes d'énergie au voisinage d'une hétérojonction

La discontinuité de la bande de conduction au niveau de l'interface s'exprime comme :

$$E_b = \Delta E_c(x = 0) = \Delta E_{c0} = q(\chi_1 - \chi_2) \quad \text{III-116}$$

$\chi_1, \chi_2$ , représentent les affinités électroniques à l'interface des deux semi-conducteurs.

D'autre part, la discontinuité de la bande de valence au niveau de l'interface s'écrit :

$$\Delta E_v(x = 0) = \Delta E_{v0} = -(\Delta E_g + q(\chi_1 - \chi_2)) \quad \text{III-117}$$

Dans notre cas,  $\chi_1 > \chi_2$  et  $\chi_1 - \chi_2 < |\Delta E_g/q|$ , ce qui implique  $\Delta E_{c0} > 0$  et  $\Delta E_{v0} < 0$ . Avec un travail de sortie  $\phi_2$  du matériau GaInP de type N plus petit que  $\phi_1$  celui du matériau GaAs de type P, l'équilibre s'effectue par une diffusion des électrons du semi-conducteur à faible travail de sortie et des trous dans le sens inverse.

Dans ce type de jonction les calculs seront faits suivant le modèle de dérive-diffusion tout le long de la structure sauf à l'interface où apparaît l'effet de l'émission thermoïonique des porteurs libres à travers la discontinuité des bandes de conduction à cet endroit.

A cause de la forte discontinuité de la bande de conduction (Figure III-7), les électrons provenant de l'émetteur passent dans la base, avec une énergie cinétique initiale égale à cette discontinuité, avant de diffuser dans celle-ci. Et si la base est très fine, ils traversent celle-ci avec une vitesse accélérée (ballistique). Cette vitesse peut être réglée dans la base par une variation graduelle de dopage qui donne naissance à un gradient du gap. Dans la technologie GaAs le gradient du gap  $\Delta E_g(\text{GaAs})$  ne doit pas dépasser l'ordre de 300 meV [9] pour éviter la diffusion inter-vallées.

Le saut d'un électron à travers la discontinuité entraîne un courant en sens inverse [9], proportionnel d'une part au nombre d'électrons déjà existant à l'interface et d'autre part à l'énergie de la discontinuité  $E_b$  de la bande de conduction, suivant l'expression suivante :

$$J = -A T^2 \frac{m_2}{m_1} e^{-\frac{\phi_{F1}}{VT}} e^{-\frac{E_b}{VT}} \quad \text{III-118}$$

avec « A », la constante de Richardson exprimée par :

$$A = \frac{4 \pi q m k^2}{h^3} = 120 [A \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-2}] \quad \text{III-119}$$

Il faut noter qu'à cause de l'interface hétérojonction, une forme de discontinuité doit s'établir au niveau des quasi-niveaux de Fermi. La continuité à l'interface du vecteur de déplacement, donne naissance d'après la relation (III-120) à une discontinuité du champ électrique (Figure III-8).

$$\varepsilon_1 E_{S1} = \varepsilon_2 E_{S2} \quad \text{III-120}$$

où  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ , sont les permittivités des deux semi-conducteurs de matériaux différents.

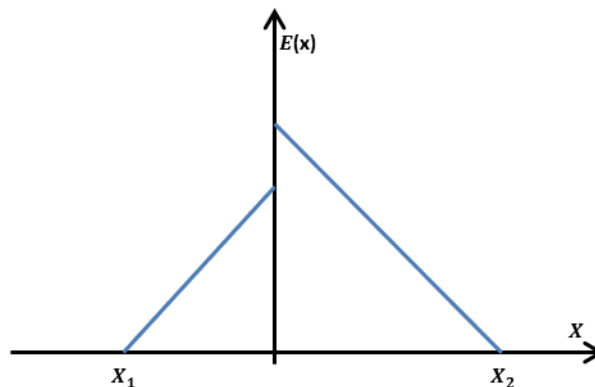


Figure III-8 : Discontinuité du champ électrique à l'interface d'une hétérojonction

A titre d'illustration, la Figure III-9 présente la simulation physique, réalisée avec le logiciel SENTAURUS, des bandes d'énergie du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique. Le détail des données et méthodes utilisées par SENTAURUS sera décrit dans la suite du manuscrit.

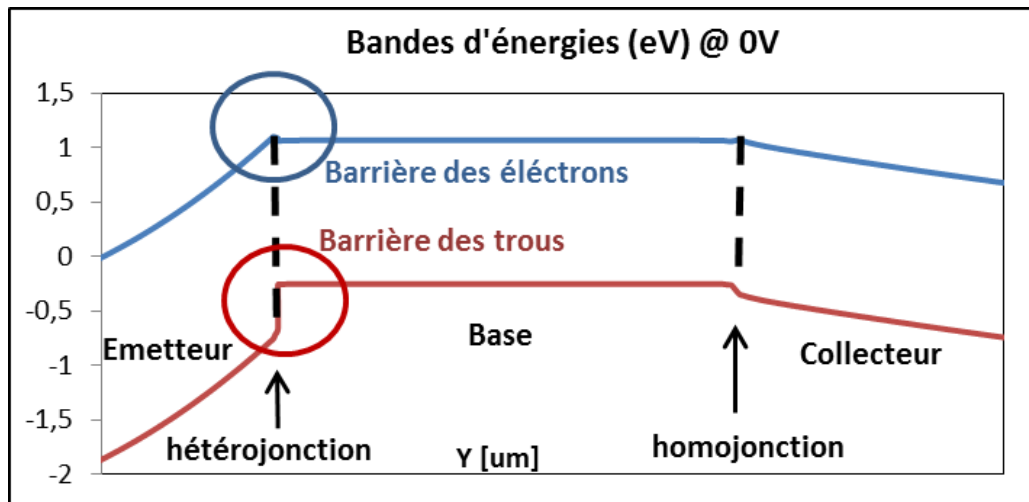


Figure III-9 : Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique

Dans nos composants, la discontinuité de la bande de conduction à l'hétéro-interface émetteur/base est très faible, de l'ordre de 0.03 eV, ce qui peut permettre de négliger l'effet de l'émission thermo-ionique et de résoudre à l'aide du modèle de dérive-diffusion, si l'on souhaite simplifier les simulations.

En polarisation directe, la barrière de potentiel vue par les électrons est réduite pour laisser passer les électrons du côté émetteur vers la base. Par contre, celle vue par les trous augmente et bloque le passage de ceux-ci, de manière encore plus importante qu'à l'équilibre thermodynamique.

La Figure III-10 présente la simulation physique des bandes d'énergie, du transistor TBH de la technologie HB20M 1x2x30 à un point de polarisation  $V_{be}=1.345$  V ;  $I_{be}=3$  mA correspondant à une densité de courant de 5 kA/cm<sup>2</sup>.

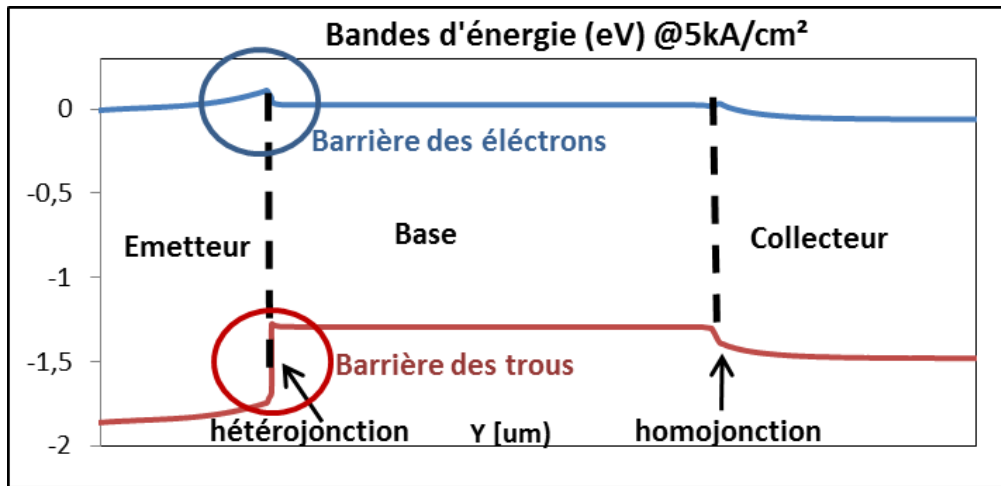


Figure III-10 : Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm<sup>2</sup> (1.345V).

Les figures III-11 et III-12 présentent respectivement, la simulation des densités des porteurs libres, dans le transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique et au même point de polarisation précédemment.

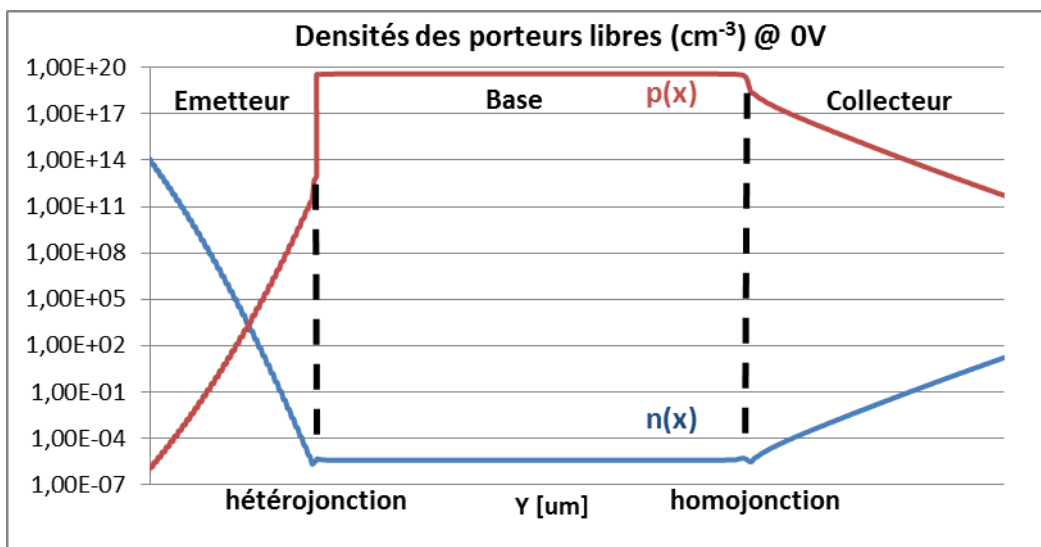


Figure III-11 : Résultats de la simulation physique des densités des porteurs libres  $n(x)$  et  $p(x)$  du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique

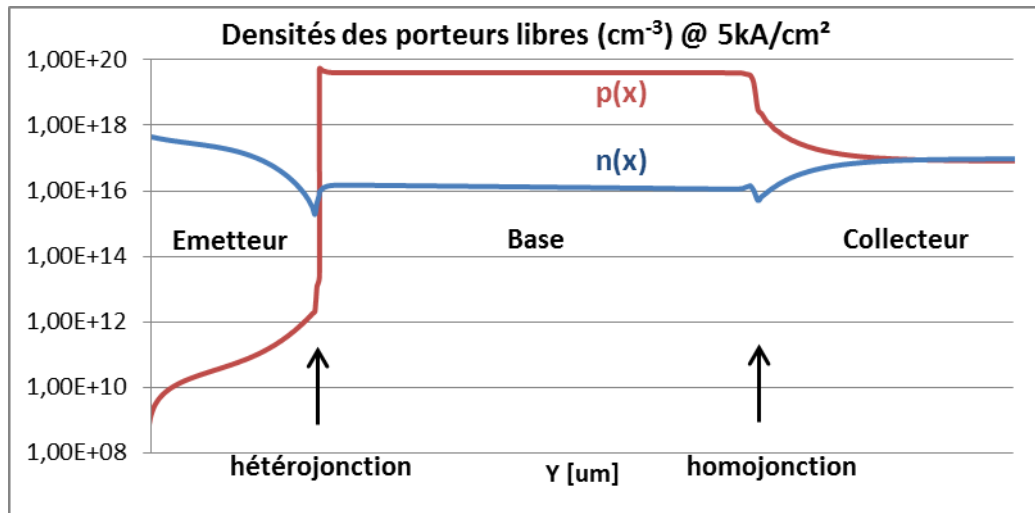


Figure III-12 : Résultats de la simulation physique des densités des porteurs libres  $n(x)$  et  $p(x)$  du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de  $5 \text{ kA/cm}^2$  ( $1.345 \text{ V}$ ).

La diffusion des trous, faible au niveau de l'hétérojonction émetteur-base et plus forte au niveau de l'homojonction base-collecteur, se traduit au niveau de la densité de charges par une absence de zones d'inversions du côté émetteur de l'hétérojonction (Figure III-13) et par contre par l'apparition d'une zone d'accumulation côté base de l'hétérojonction en polarisation directe (Figure III-14). L'apparition de cette zone diminue la largeur de la zone de charge d'espace de la région base.

A l'équilibre thermodynamique, les porteurs libres ne se déplacent pas entre les jonctions, et donc il n'existe pas de zone d'accumulation des trous dans la base près de la jonction.

Les figures III-13 et III-14 présentent respectivement la simulation physique des densités des charges, dans le transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique et à une densité de courant de  $5 \text{ kA/cm}^2$ .

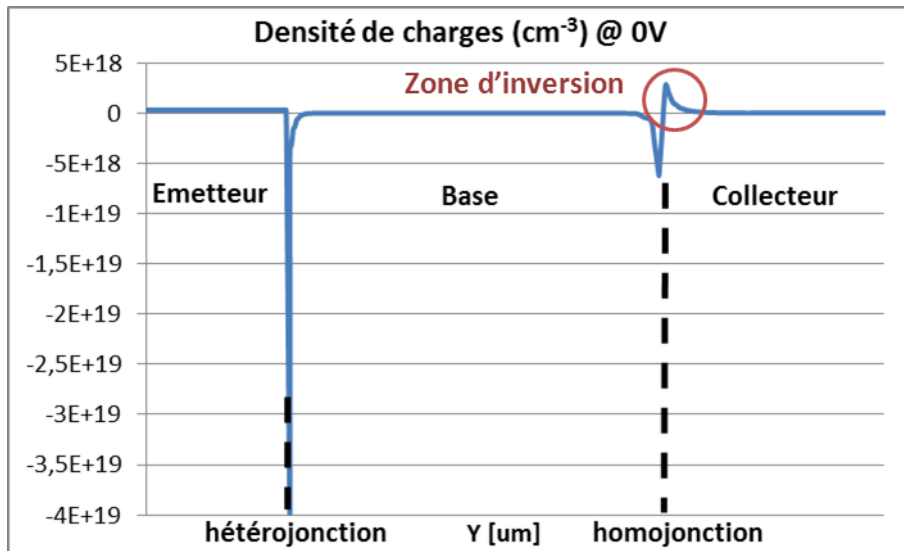


Figure III-13 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique

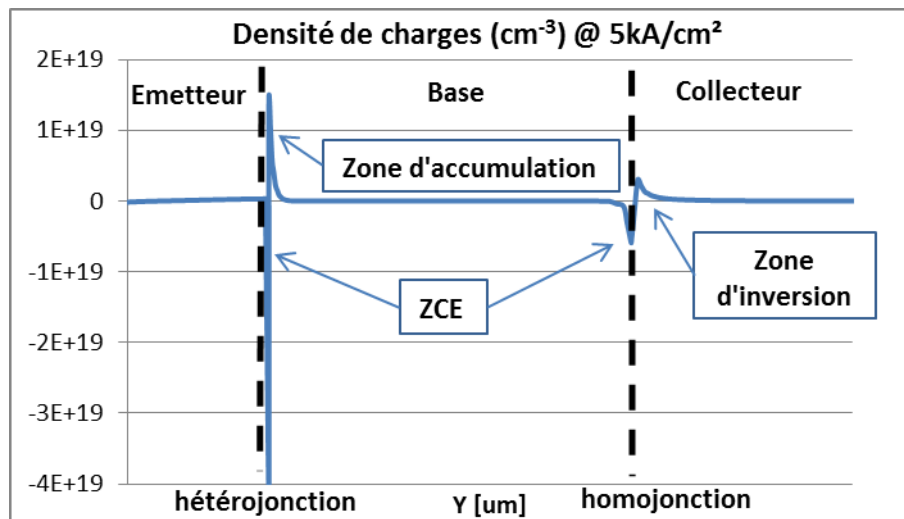


Figure III-14 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du transistor TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm<sup>2</sup> (1.345V).

Les figures III-15 et III-16 présentent respectivement un zoom des résultats de simulation des densités des charges, dans le transistor TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique et à une densité de courant de 5 kA/cm<sup>2</sup>.



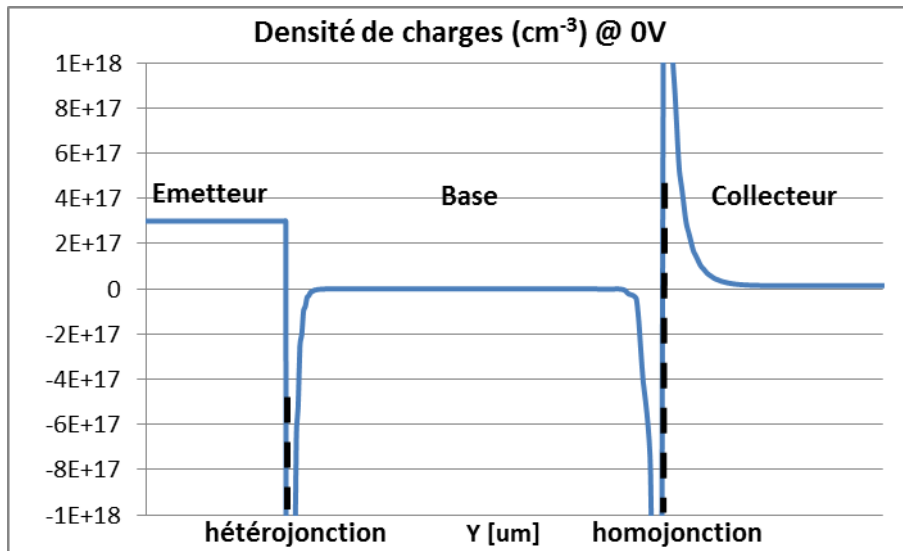


Figure III-15 : Résultats de la simulation physique de la densité de charges du TBH de la technologie HB20M à l'équilibre thermodynamique (Zoom)

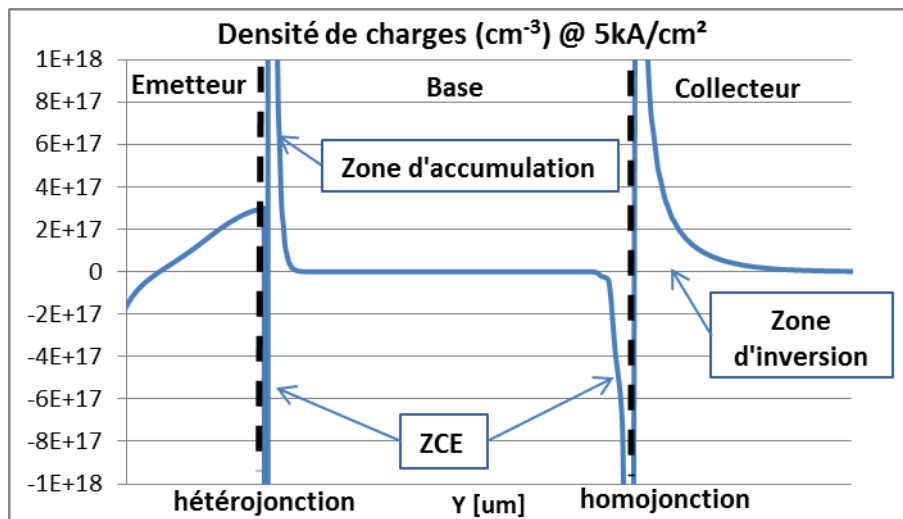


Figure III-16 : Résultats de simulation physique de la densité de charges du TBH de la technologie HB20M à une densité de courant de 5 kA/cm<sup>2</sup> (Zoom)

Ces premières simulations à l'aide de SENTAURUS nous ont permis de décrire l'hétérojonction du transistor TBH de la technologie HB20M. Nous allons maintenant mesurer et simuler le comportement déterministe statique de cette jonction.

## III.4.2 Mesures et simulation déterministes

### III.4.2.1 Banc de mesure statique et mesure $I(V)$

Pour effectuer la modélisation d'un composant, il est nécessaire au préalable d'effectuer une série de mesures permettant de mettre en évidence divers phénomènes.

Pour extraire le modèle statique, des mesures DC des réseaux I-V d'entrée de sortie et des courbes de Gummel, seront réalisées à l'aide d'un analyseur de paramètres. Les mesures seront effectuées, via des pointes de mesure, par un système de caractérisation des composants semi-conducteurs Keithley 4200-SMU SCS pouvant mesurer jusqu'à une précision de quelques nA.

Possédant une résolution de 50 fA/100mV, cette caractéristique en fait donc un appareil extrêmement précis pour réaliser les mesures citées ci-dessus. L'utilisation de tés de polarisation permet de présenter au transistor des charges 50  $\Omega$  en RF pour le garder stable durant la mesure. Les mesures réalisées avec ce banc serviront de base pour effectuer la modélisation convective du transistor.

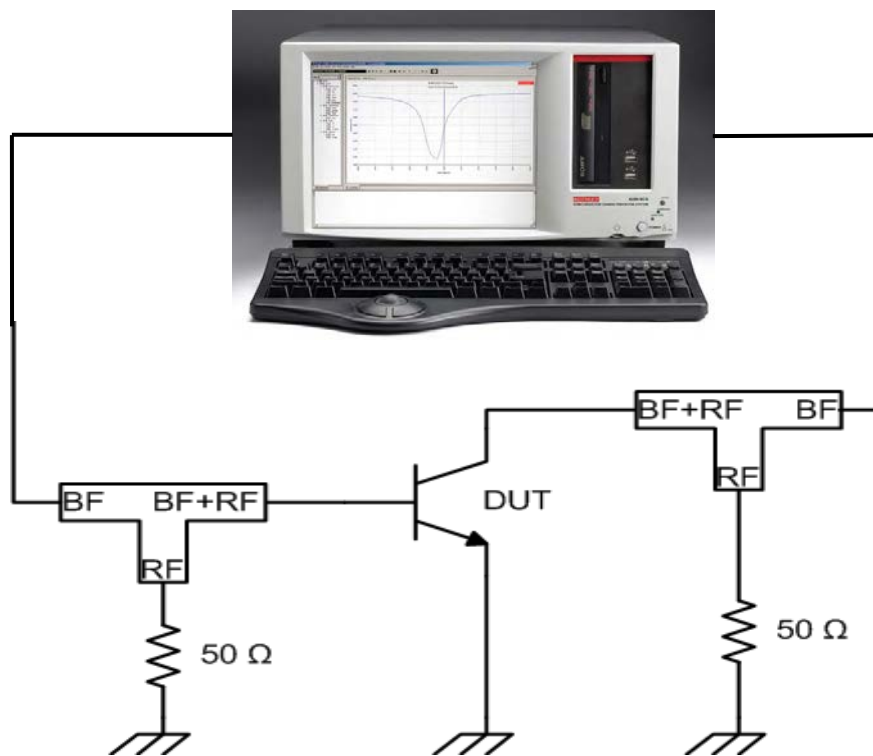


Figure III-17 : Banc de mesures statiques

Les mesures des caractéristiques I(V) sont faites dans la plage de fonctionnement normale d'une jonction émetteur-base d'un TBH polarisé en direct.

La Figure III-18 montre une représentation linéaire des mesures I(V) effectuées en polarisation directe de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension 1x2x30  $\mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert.

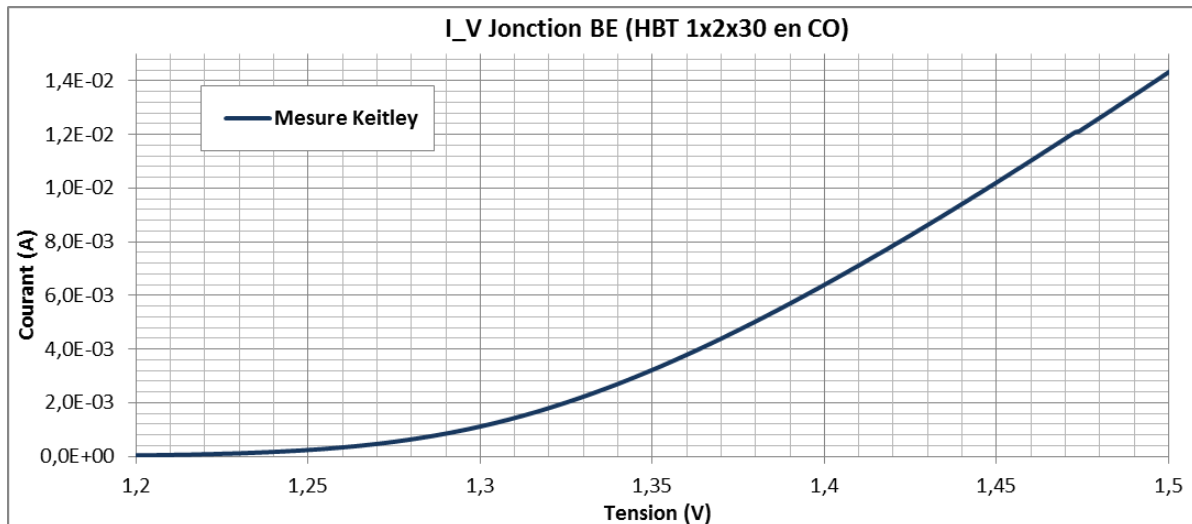


Figure III-18 : Mesure des caractéristiques I(V) en polarisation directe de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30  $\mu\text{m}^2$  en représentation linéaire

On retrouve bien la forme classique de courant dans une diode à hétérojonction en technologie GaInP/GaAs. Ce résultat est à comparer avec celui obtenu avec la simulation physique.

#### III.4.2.2 Comparaison mesures-simulation

Une simulation déterministe en deux dimensions (2D), des deux TBH GaInP/GaAs d'UMS 1x2x30 et 1x2x40, a été effectuée avec le logiciel SENTAURUS. Pour étudier la jonction émetteur-base responsable du bruit GR de ce transistor, le contact émetteur est toujours à la masse, dans notre simulation comme dans les mesures. La polarisation DC est appliquée sur le contact base en laissant toujours le contact collecteur en circuit ouvert [83].

La symétrie du composant permet de simuler qu'une moitié de composant, ce qui réduit le temps de calcul : celui-ci étant divisé en deux parties symétriques suivant l'axe passant par le centre du contact du doigt d'émetteur à  $x=0$  (Figure III-19). La structure est uniforme suivant  $z$  (perpendiculaire à la page).

La Figure III-19 montre la coupe 2D de la structure étudiée dans la simulation avec une largeur du contact d'émetteur de 1  $\mu\text{m}$ , la moitié de largeur du doigt de 2  $\mu\text{m}$ .

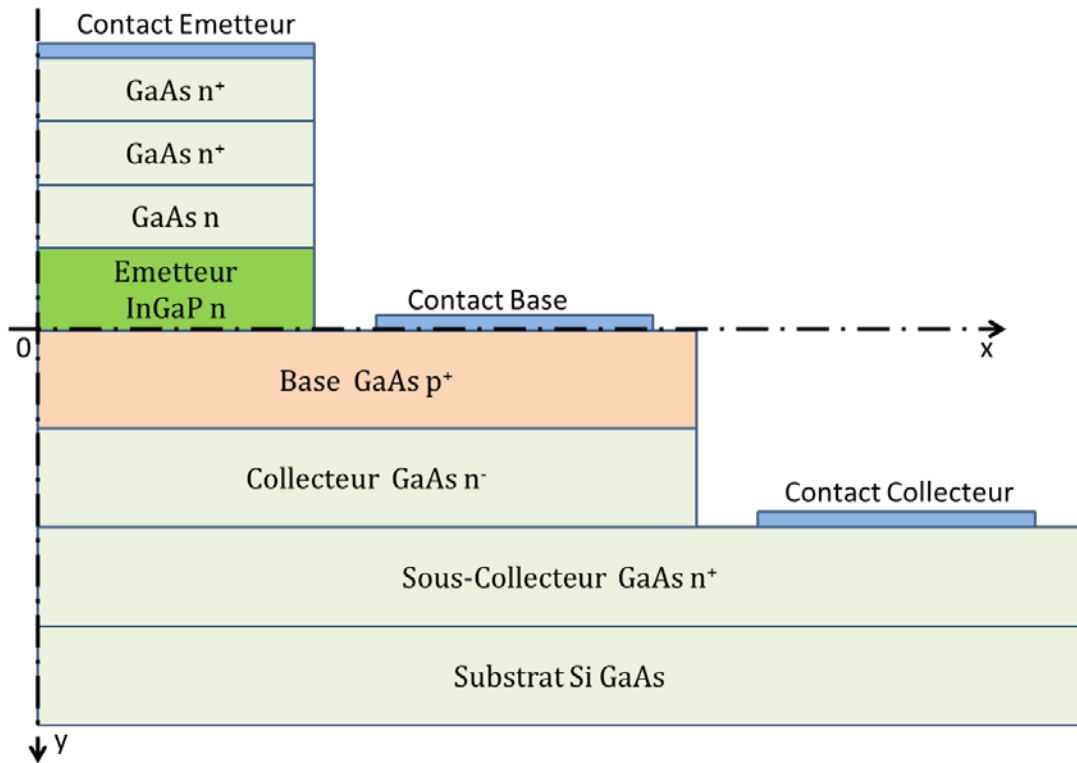


Figure III-19 : Structure 2D utilisée dans la simulation d'un seul doigt d'émetteur du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS

Dans les hétérojonctions de technologies GaInP-GaAs, afin d'avoir une simulation la plus proche possible de la réalité, certains modèles et phénomènes physiques doivent être introduits dans la simulation. Au niveau de l'hétéro-interface, pour prendre en compte l'effet de discontinuité des bandes d'énergies sur le déplacement des porteurs libres, nous devons ajouter l'effet de l'émission thermoïonique [86] dans le modèle de transport utilisé (ici, Dérive-Diffusion). Par ailleurs, dans les semi-conducteurs dégénérés : couches sur-dopés  $n^+$  ou  $p^+$ , la statistique de Boltzmann n'est plus valable, d'où la nécessité d'utiliser la statistique de Fermi-Dirac [9], [60]. Dans de tels matériaux, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de rétrécissement de largeur de la bande interdite en raison des forts dopages (Band-Gap Narrowing). Le modèle utilisé pour notre simulation est le modèle de Jain et Roulston [87].

Les modèles de génération-recombinaison utilisés dans l'analyse de tels composants sont :

- le modèle de génération-recombinaison des porteurs, assisté par un niveau de défauts (pièges) dans la bande interdite, de Shockley-Read-Hall [11]. L'effet de la dépendance des durées de vie des porteurs libres minoritaires avec le dopage suivant le modèle de Scharfetter [60] est pris en compte.
- le modèle de génération-recombinaison dû aux effets radiatifs des photons-phonons, et dit modèle « Radiative » [88].

Pour tenir compte de la dépendance de la mobilité en fonction du champ électrique, le modèle de la mobilité différentielle négative de Barnes [89] est appliqué. La simulation est effectuée dans des conditions isothermes.

Les paramètres physiques correspondants aux modèles utilisés sont montrés dans le Tableau III-2:

| <b>Paramètres</b>        | <b>valeur</b>  | <b>unité</b>             |
|--------------------------|----------------|--------------------------|
| $\tau_{n0_{SRH}}(GaAs)$  | 4              | <i>ns</i>                |
| $\tau_{p0_{SRH}}(GaAs)$  | 3              | <i>ns</i>                |
| $\tau_{n0_{SRH}}(GaInP)$ | 1              | <i>ns</i>                |
| $\tau_{p0_{SRH}}(GaInP)$ | 10             | <i>ns</i>                |
| $C_{Opt}(GaAs)$          | $1.10^{-10}$   | <i>cm<sup>3</sup>/s</i>  |
| $C_{Opt}(GaInP)$         | $1,3.10^{-10}$ | <i>cm<sup>3</sup>/s</i>  |
| $\Delta E_C(GaAs/GaInP)$ | 0,03           | <i>eV</i>                |
| $E_g(GaAs)$              | 1,42           | <i>eV</i>                |
| $E_g(GaInP)$             | 1,86           | <i>eV</i>                |
| $\mu_{n0}(Base)$         | 2000           | <i>cm<sup>2</sup>/Vs</i> |
| $\mu_{p0}(Base)$         | 90             | <i>cm<sup>2</sup>/Vs</i> |

Tableau III-2 : Paramètres physiques correspondants aux modèles physiques utilisés dans la simulation 2D

Pour cette simulation, les caractéristiques des niveaux des pièges *EL3* dans la région d'émetteur en GaInP ont été utilisées. Avec une densité  $N_T$  de pièges, faible devant la concentration du dopage N, les effets des pièges sur les comportements DC du composant s'avèrent négligeables.

Une résistance localisée de l'ordre de 6.5  $\Omega$  est ajoutée dans la simulation en série avec la diode émetteur-base, pour prendre en compte les résistances d'accès du transistor.

La Figure III-20 montrent la comparaison des résultats de simulation avec les mesures des caractéristiques I(V) en polarisation directe (représentation logarithmique) de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M 1x2x30.

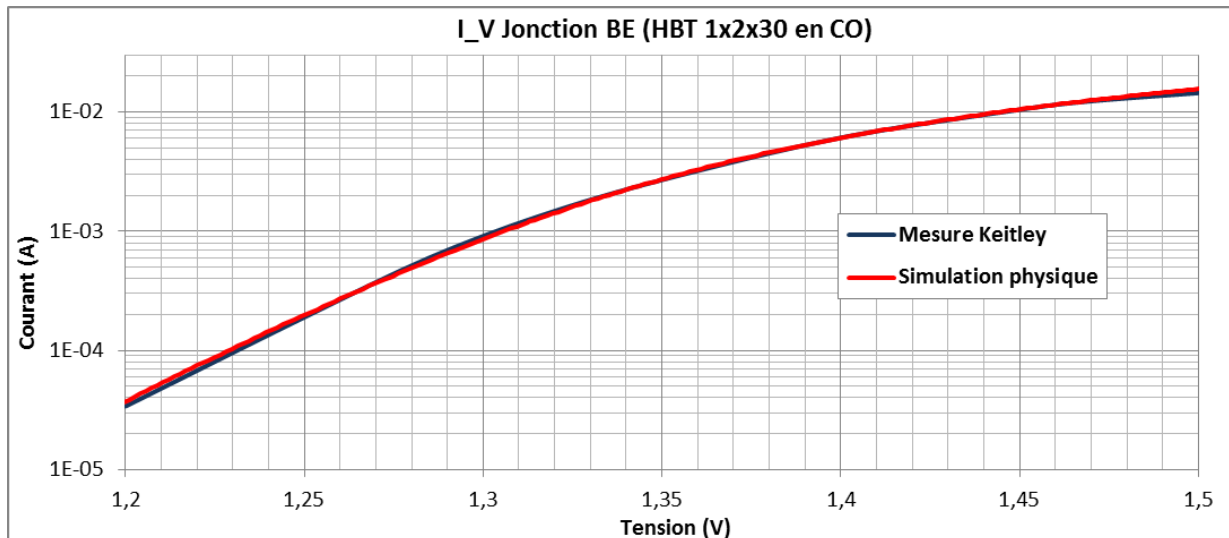


Figure III-20 : Comparaison des résultats des mesures et de la simulation physique des caractéristiques I(V) en polarisation directe de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension  $1 \times 2 \times 30 \mu\text{m}^2$  en représentation logarithmique

Après calibrage de la simulation, les résultats de simulation des caractéristiques déterministes de l'hétérojonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS correspondent parfaitement aux mesures réalisées, validant la structure du transistor définie dans SENTAURUS, ainsi que les paramètres la décrivant.

### III.4.3 Mesures et simulation du bruit BF

#### III.4.3.1 Banc de mesure du bruit BF

Une première idée pour modéliser le bruit BF est de le représenter par ses sources équivalentes de courant de court-circuit aux accès extrinsèques du transistor (Figure III-21). En effet, le bruit étant un signal bas niveau, on peut utiliser une représentation linéaire.

Ces sources correspondent au bruit en courant à chaque accès du transistor lorsque l'autre accès est court-circuité. Ce modèle a plusieurs avantages. Il permet d'analyser le bruit BF du transistor sans faire aucune hypothèse sur d'éventuelles sources internes, de comprendre certains phénomènes physiques ou encore de comparer plusieurs types de transistors.

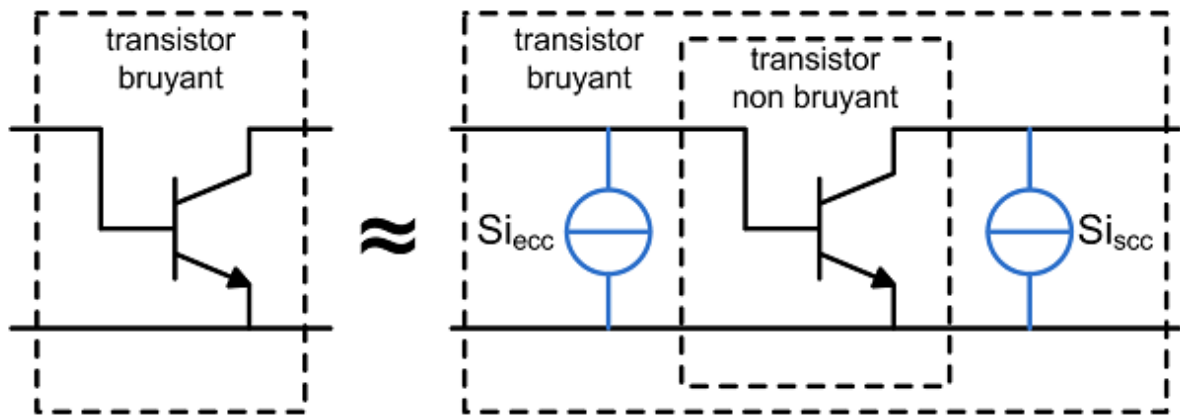


Figure III-21 : Transistor bruyant et son modèle avec des sources corrélées extrinsèques de court-circuit aux accès

En revanche, il est peu adapté à la conception de circuits où il sera nécessaire de décrire la génération du bruit au plus près du lieu où il est généré dans le composant afin d’obtenir un modèle valable pour tous types de configuration et à toutes les fréquences. Généralement, on associe une source de bruit à chaque élément convectif du transistor.

Le synoptique du banc de bruit réalisé [14], [83], qui permet de mesurer les deux sources de bruit en courant modélisées à l’entrée et à la sortie est présenté Figure III-22.

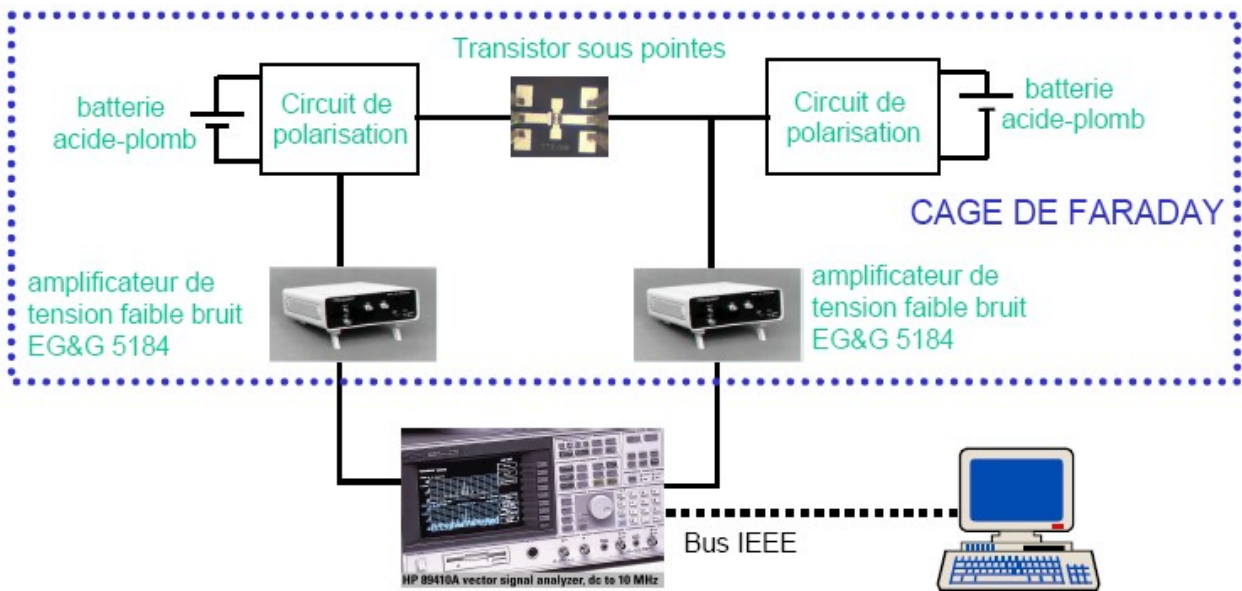


Figure III-22 : Banc de mesure de bruit basse fréquence

L’amplificateur de tension, le transistor sous test et le circuit de polarisation sont placés dans une cage de FARADAY pour s’affranchir au maximum des perturbations extérieures. De même, les amplificateurs fonctionnent sur batteries internes (le circuit de polarisation des composants sous test est conçu lui aussi à partir d’une batterie) pour atténuer

le plus possible la présence du réseau 50Hz E.D.F. pendant les mesures. De plus, il existe des techniques de lissage pour faire disparaître ces pics sans altérer le spectre de bruit mesuré.

La représentation du bruit par des sources de bruit en courant permet une compréhension plus facile des mécanismes physiques du bruit BF. Plusieurs configurations de banc sont possibles : elles dépendent du type de transistors mesurés (transistor bipolaire ou transistor à effet de champ) et des impédances d'entrées et de sorties présentées par les transistors. Ces différentes configurations de banc sont évoquées dans la thèse d'Ahmed Lyoubi [90] et celle d'Antonio De Souza [38]. Nous présentons Figure III-23, la configuration que nous utiliserons pour mesurer des densités spectrales de courant en entrée des transistors TBH en collecteur ouvert. Un amplificateur de tension AT, faible bruit est utilisé.

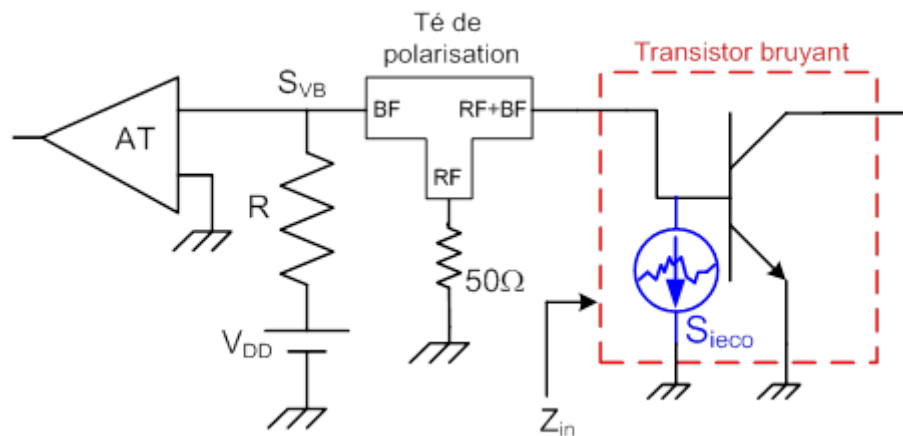


Figure III-23 : Configuration de la mesure dans notre étude

Les mesures de l'impédance d'entrée  $Z_{in}$  et la densité spectrale  $S_{I_{eco}}$  de courant de bruit seront effectuées aux différents points de polarisation. Le schéma équivalent de la mesure du bruit BF à l'entrée du transistor est représenté sur la figure suivante (III-24):

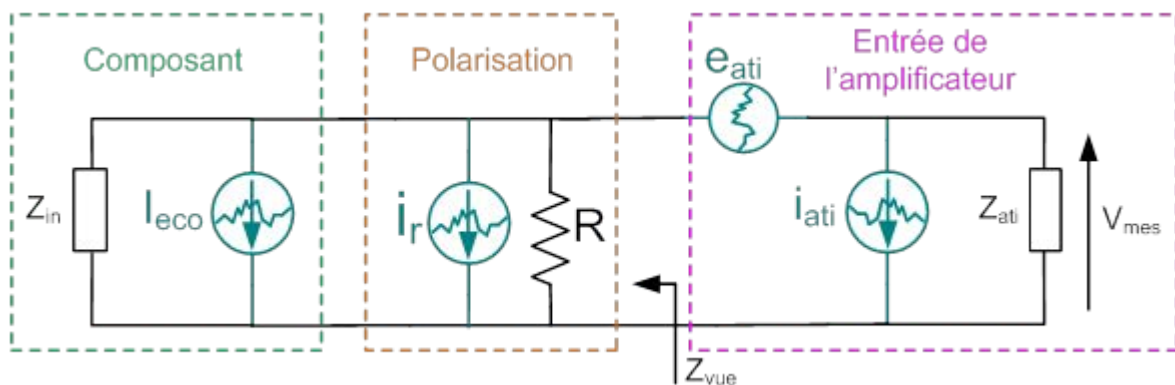


Figure III-24 : Schéma équivalent de la mesure du bruit BF du transistor



L'impédance  $Z_{in}$  représente l'impédance mesurée côté base du transistor avec la source de courant  $I_{eco}$ . La résistance de mesure  $R$  est associée à son générateur de bruit  $i_r$ . L'amplificateur est représenté par ses sources de bruit en tension  $e_{ati}$  et courant  $i_{ati}$  et par son impédance d'entrée  $Z_{ati}$ .

La tension  $V_{mes}$  est amplifiée avec un gain  $G$  de l'amplificateur de tension, pour être mesurée sur l'analyseur FFT. Ainsi la relation permettant de calculer l'expression de  $S_{I_{eco}}$ , qui est la densité spectrale de  $I_{eco}$  s'écrit :

$$S_{I_{eco}} = S_{V_{mes}} \cdot \left| \frac{Z_{vue} + Z_{ati}}{Z_{vue} \cdot Z_{ati}} \right|^2 - \frac{S_{e_{ati}}}{|Z_{vue}|^2} - 2 \cdot \Re \left\{ \frac{e_{ati} \cdot i_{ati}^*}{Z_{vue}} \right\} - S_{i_{ati}} - S_{i_r} \quad \text{III-121}$$

avec  $S_{V_{mes}} = S_{V_{mes-s}}/G$

et  $S_{V_{mes-s}}$  est la densité spectrale mesurée par l'analyseur FFT.

$Z_{vue} = Z_{in}/R$  est l'impédance vue par l'amplificateur

et  $S_{i_r} = 4KT/R$  est la densité spectrale de courant de bruit thermique associé à la résistance  $R$ .

Pour extraire la source, l'impédance d'entrée du transistor est mesurée à l'aide d'un analyseur d'impédance HP4194. Les éléments présents dans cette mesure, tels que les tés de polarisation, les résistances de mesure et les câbles sont pris en compte lors de la mesure à l'aide d'une calibration de type SOL (Short Open Load).

### **III.4.3.2 Mesures du bruit BF**

Les mesures de bruit BF de la jonction émetteur-base en montage collecteur ouvert du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS, ont été effectuées dans la bande de fréquence [100Hz-1MHz] pour six points de polarisation correspondants à des densités de courant de 1, 2, 5, 10, 15, 20 (kA/cm<sup>2</sup>), couvrant les régimes de faible, moyenne, et forte injection [14], [91].

La Figure III-25, montre les mesures des différents points de polarisation choisis pour l'analyse du bruit BF, comparés aux caractéristiques I(V) obtenus en simulation physique (avec une résistance série de 6.5 ohm) du transistor de dimension 1x2x30. Ces points sont mesurés directement avec un milliampèremètre avant chaque mesure de bruit.

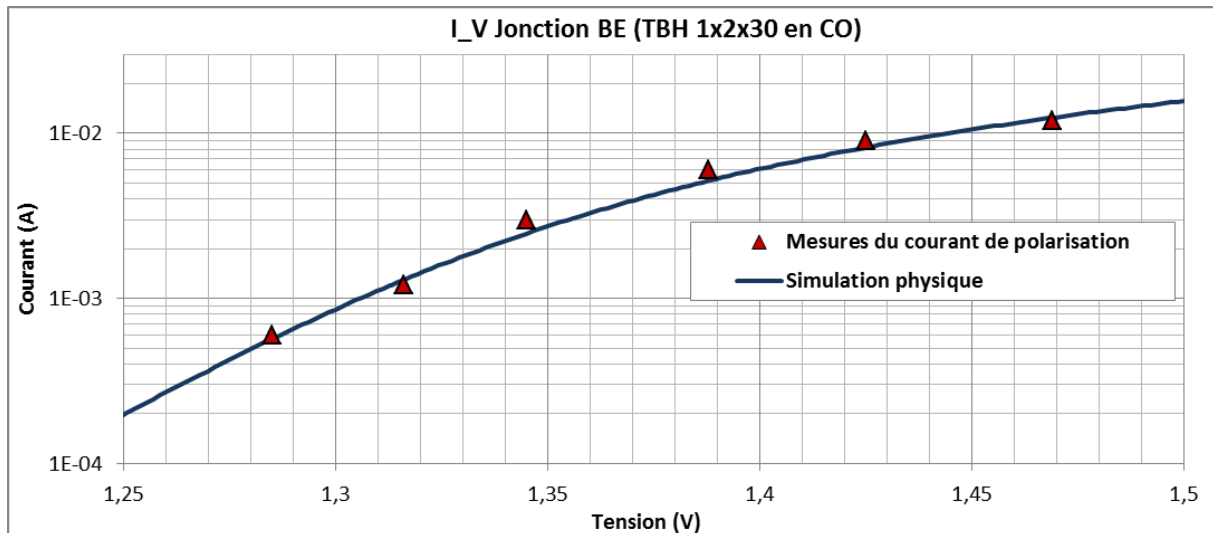


Figure III-25 : Comparaison des courants de polarisation mesurés, avec les résultats de simulations des caractéristiques I(V), de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30  $\mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert

Les valeurs mesurées des caractéristiques I(V), ainsi que le niveau du bruit Shot [92], correspondant à chaque point, sont représentés dans le Tableau III-3:

| <b>J (kA/cm<sup>2</sup>)</b> | <b>I<sub>b</sub> (mA)</b> | <b>V<sub>be</sub> (V)</b> | <b>Bruit Shot (A<sup>2</sup>/Hz)</b> |
|------------------------------|---------------------------|---------------------------|--------------------------------------|
| 1                            | 0,6                       | 1,285                     | 1,92E-22                             |
| 2                            | 1,2                       | 1,316                     | 3,84E-22                             |
| 5                            | 3                         | 1,345                     | 9,6E-22                              |
| 10                           | 6                         | 1,388                     | 1,92E-21                             |
| 15                           | 9                         | 1,425                     | 2,88E-21                             |
| 20                           | 12                        | 1,469                     | 3,84E-21                             |

Tableau III-3 : Points de polarisation et valeur du bruit Shot correspondant, de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30  $\mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert

En suivant la même démarche, La Figure III-26 montre les mesures des différents points de polarisation choisis pour l'analyse du bruit BF, comparés aux caractéristiques I(V) obtenues en simulation physique (avec une résistance série de 2 ohm) du transistor de dimension 1x2x40.

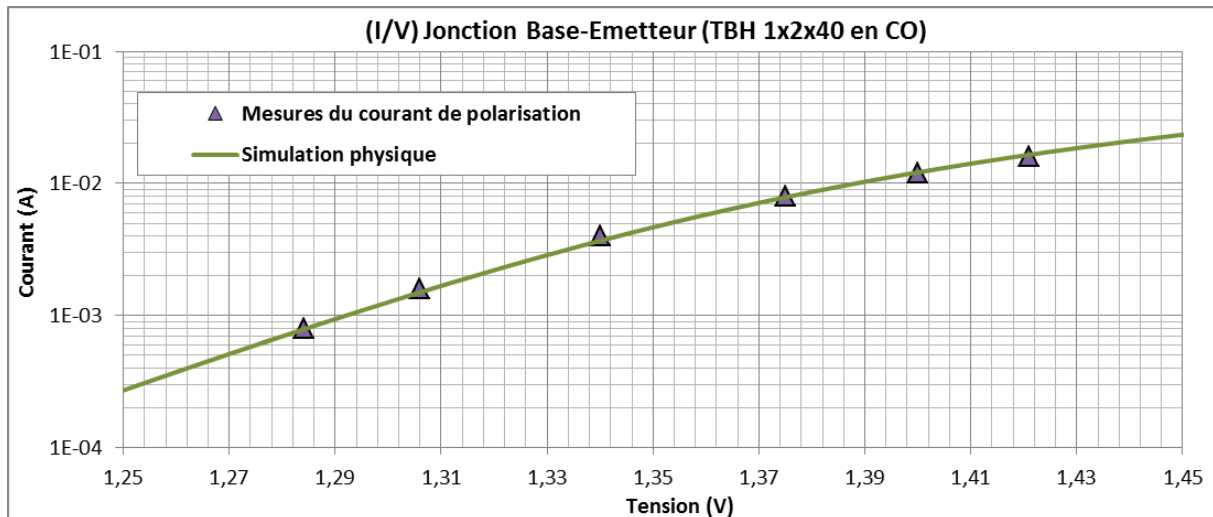


Figure III-26 : Comparaison des courants de polarisation mesurés, avec les résultats de simulations des caractéristiques I(V), de la jonction émetteur-base du TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x40  $\mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert

Les valeurs mesurées des caractéristiques I(V), ainsi que le niveau du bruit Shot, correspondant à chaque point, sont représentés dans le Tableau III-4:

| <b>J (kA/cm<sup>2</sup>)</b> | <b>I<sub>b</sub> (mA)</b> | <b>V<sub>be</sub> (V)</b> | <b>Bruit Shot (A<sup>2</sup>/Hz)</b> |
|------------------------------|---------------------------|---------------------------|--------------------------------------|
| 1                            | 0,8                       | 1,284                     | 2.56E-22                             |
| 2                            | 1,6                       | 1,306                     | 5.12E-22                             |
| 5                            | 4                         | 1,34                      | 1.28E-21                             |
| 10                           | 8                         | 1,375                     | 2.56E-21                             |
| 15                           | 12                        | 1,4                       | 3.84E-21                             |
| 20                           | 16                        | 1,421                     | 5.12E-21                             |

Tableau III-4 : Points de polarisation et valeur du bruit Shot correspondant, de la jonction émetteur-base du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x40  $\mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert

La Figure III-27 présente pour chaque point de polarisation, les mesures de la partie réelle de l'impédance  $Z_{in}$  vue aux bornes de la jonction émetteur-base (Transistor en collecteur ouvert) en fonction de la fréquence. Les parties imaginaires sont très faibles et ne seront pas prises en considération pour la suite du travail.

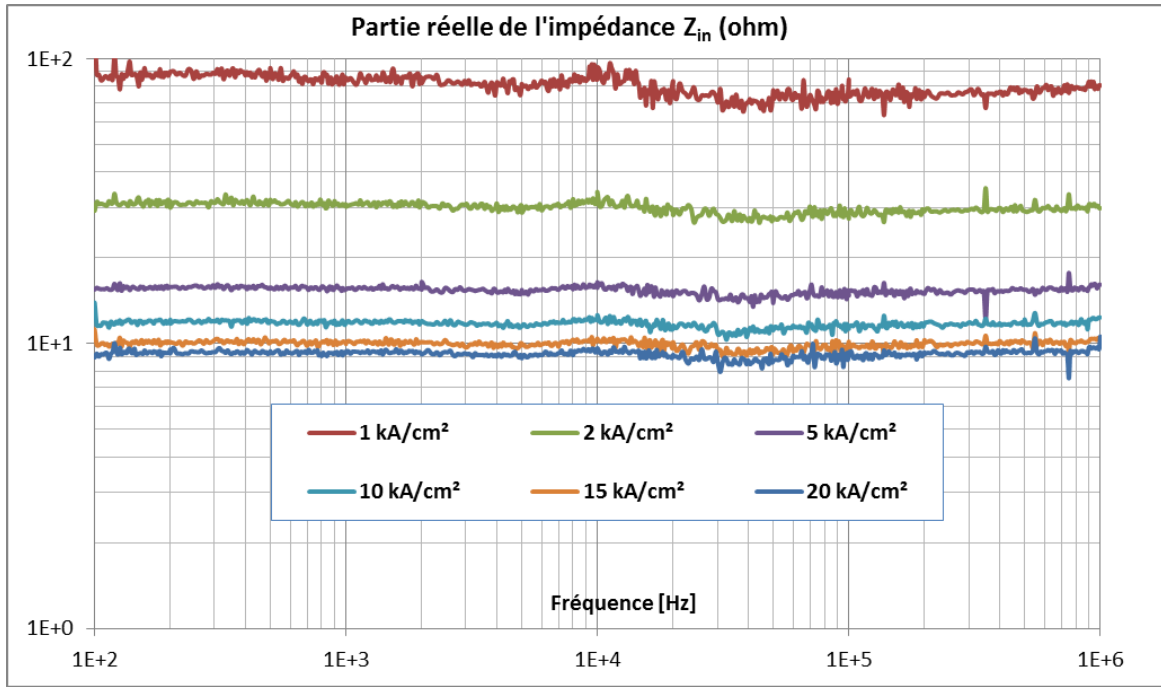


Figure III-27 : Mesures de la partie réelle des impédances d'entrée de la jonction émetteur-base du transistor TBH en collecteur ouvert.

La Figure III-28 présente pour les mêmes points de polarisation, les résultats de la tension  $V_{mes-s}$  de bruit BF mesurée par l'analyseur FFT.

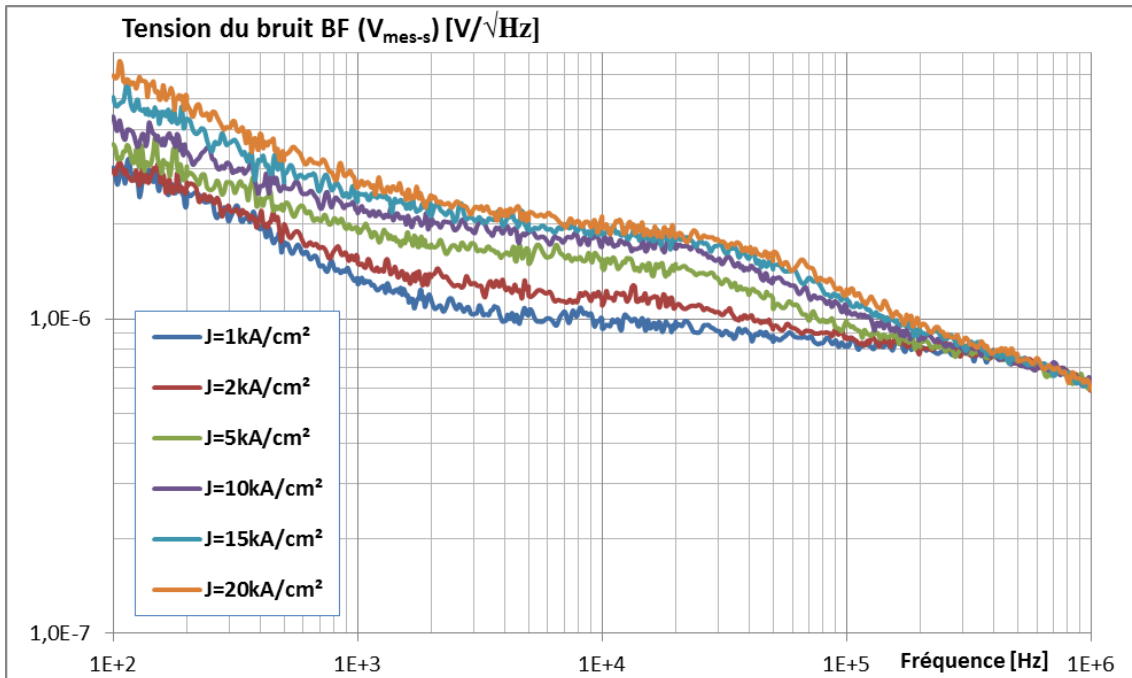


Figure III-28 : Mesures de la tension du bruit de la jonction émetteur-base du transistor TBH en collecteur ouvert.

En appliquant la méthode d'extraction de la densité spectrale du bruit en courant (III-121), la source de courant de bruit de court-circuit aux bornes de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) du transistor TBH de la technologie HB20M peut être calculée.

La Figure III-29 présente les résultats de l'extraction de la densité spectrale de courant de bruit du transistor TBH de 1 doigt d'émetteur de 30  $\mu\text{m}$  de longueur (1x2x30) de la technologie HB20M, pour les mêmes densités de courants.

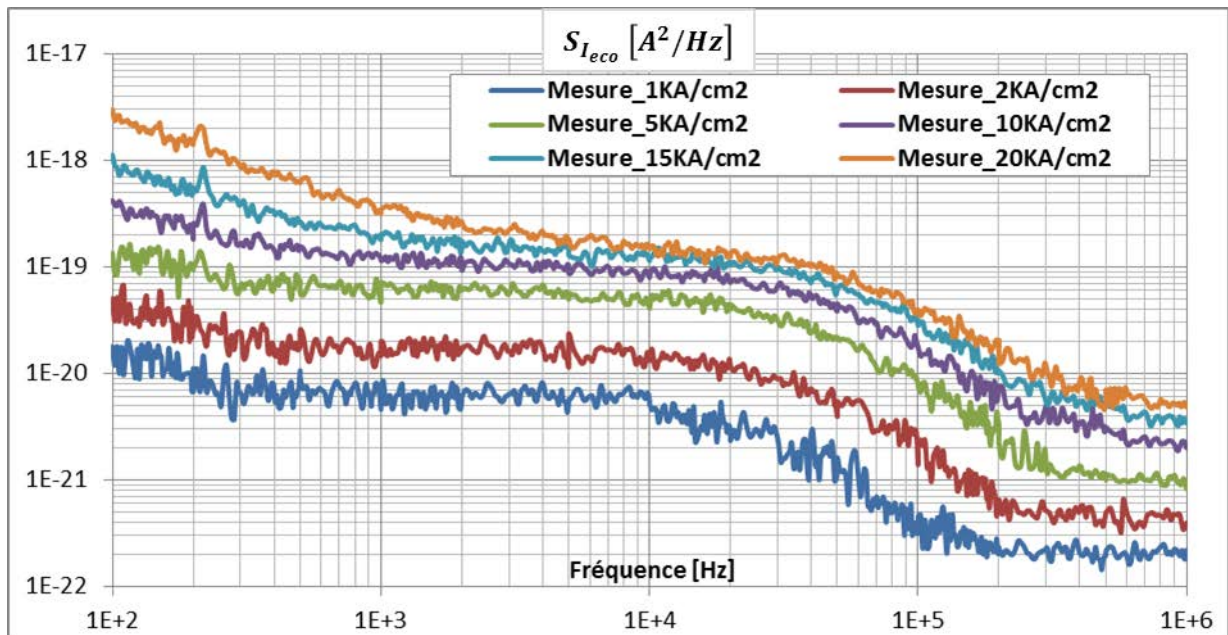


Figure III-29 : Mesures de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor (1x2x30) en collecteur ouvert.

Pour distinguer entre le bruit  $1/f$ , le bruit GR et le bruit blanc, la densité spectrale  $S_{I_{eco}}$  est multipliée par la fréquence d'analyse, et tracée en fonction de cette fréquence pour chaque point de polarisation (Figure III-30).

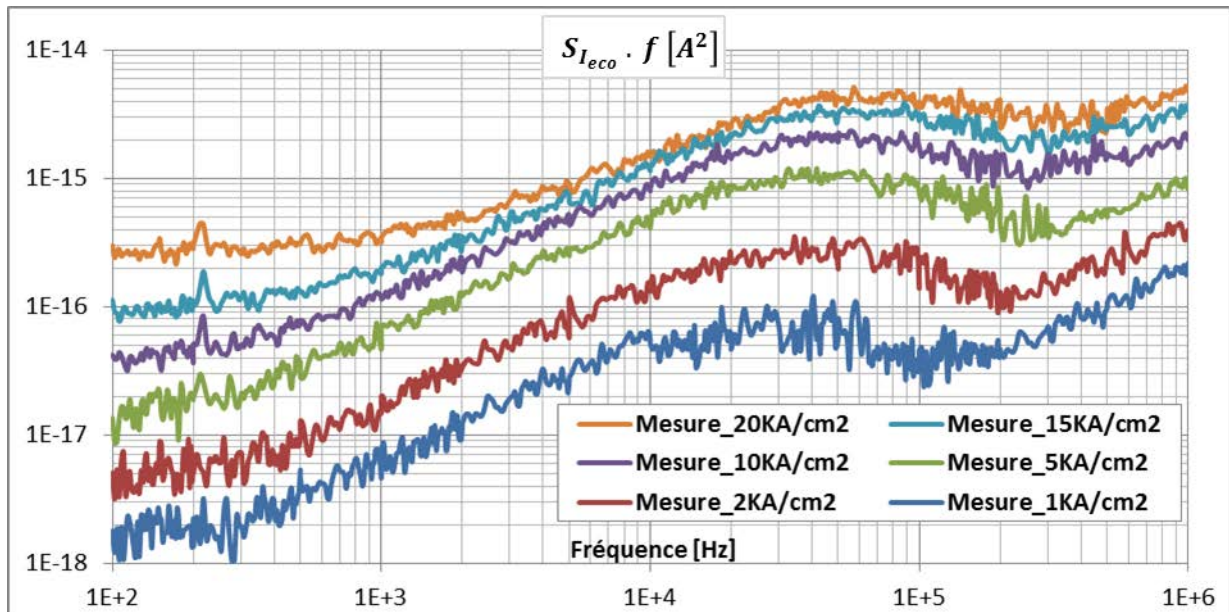


Figure III-30 :  $(S_{I_{eco}} \cdot f)$  de la jonction BE du transistor (1x2x30) en collecteur ouvert.

Dans cette figure, le bruit  $1/f$  peut être distingué par une forme plate à très basses fréquences, le bruit GR est localisé en fréquence sous forme des « Bumps », et le bruit blanc est caractérisé par une droite à partir de 300 kHz.

La figure (III-30) montre que dans cette bande de mesure, et dans une telle jonction, nous avons du bruit  $1/f$ , du bruit GR due à un seul niveau des pièges, et bien sûr du bruit de diffusion à partir de 300 kHz. Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus par simulation numérique.

### III.4.3.1 Comparaison mesures-simulation

La simulation numérique du bruit BF aux accès d'un composant se fait en trois parties :

- Le bruit GR dû aux pièges : en appliquant la méthode proposée dans ce manuscrit.
- le bruit de diffusion : en utilisant seulement le logiciel SENTAURUS.
- le bruit  $1/f$  : calculé à partir d'un modèle empirique.

En se basant sur les résultats de caractérisation des pièges dans les TBH de la technologie HB20M en GaInP/GaAs [84], la simulation de bruit GR dû aux pièges est réalisée avec les caractéristiques des pièges données dans le Tableau III-5 :

| VARIABLES   | UNITES    | VALEURS             | Grandeur                         |
|-------------|-----------|---------------------|----------------------------------|
| Type        | -         | EL3 : Accepteurs    |                                  |
| $E_C - E_T$ | eV        | 0.87                | Energie d'activation             |
| $N_T$       | $cm^{-3}$ | $3.7 \cdot 10^{16}$ | Densité des pièges               |
| $\sigma_n$  | $cm^2$    | 1e-19               | Section de capture des électrons |
| $\sigma_p$  | $cm^2$    | 3e-14               | Section de capture des trous     |
| $V_{thn}$   | cm/s      | $3.54 \cdot 10^7$   | Vitesse thermique des électrons  |
| $V_{thp}$   | cm/s      | $1.65 \cdot 10^7$   | Vitesse thermique des trous      |

Tableau III-5 : Caractéristiques du niveau de pièges EL3 existant dans la région émetteur en GaInP du transistor TBH de la technologie HB20M

Les bandes d'énergie, ainsi que la probabilité d'occupation des pièges, obtenues par la simulation physique déterministe avec SENTAURUS, pour un courant de densité 5 kA/cm<sup>2</sup> et en présence du niveau EL3 des pièges, sont tracées Figure III-31-a en tenant compte de l'effet thermoionique.

La position du maximum de transition qui correspond à l'intersection du niveau des pièges  $E_T$  avec le quasi-niveau de Fermi des électrons piégés  $E_{FT}$ , se localise dans notre cas dans la région émetteur GaInP, ce qui confirme que l'effet des pièges provient principalement de la région émetteur GaInP de l'hétérojonction émetteur/base.

Le maximum de transition qui a lieu pour une probabilité d'occupation des pièges  $f_t=0.5$  correspond bien à  $y_0$ , l'intersection de  $E_T$  avec  $E_{FT}$  (Figure III-31).

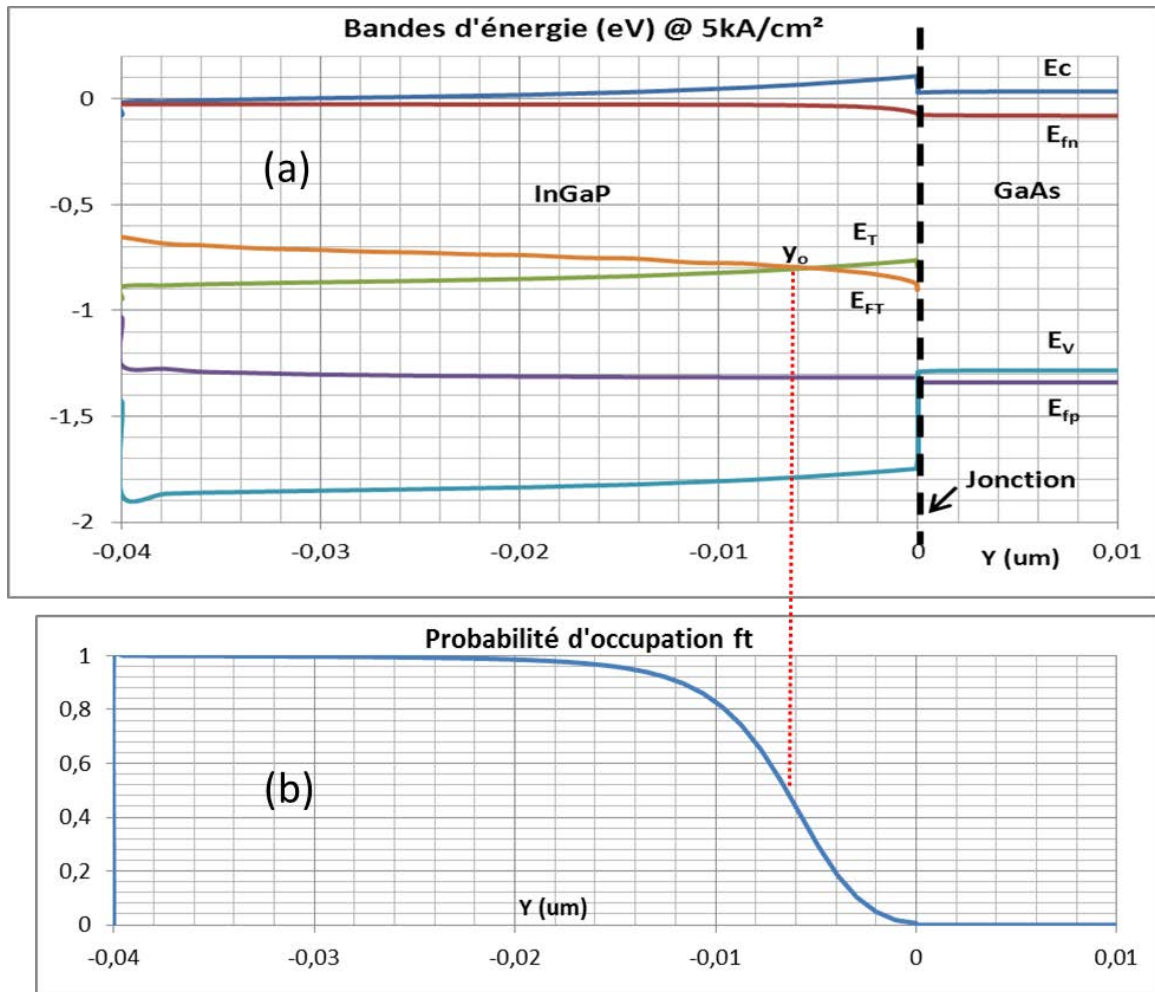


Figure III-31 : (a) : Bandes d'énergie au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm²; (b) : Probabilité d'occupation des pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm²

Les figures III-32 à III-38 représentent les variations en 3D des grandeurs physiques microscopiques, utiles pour la simulation du bruit GR dû aux pièges avec notre méthode. Cette présentation est effectuée pour une densité de courant de 5 kA/cm².

La Figure III-32 présente l'évolution de la densité des électrons dans la structure autour de la jonction émetteur-base située à  $y=0\mu\text{m}$ . La présence de l'hétérojonction GaInP/GaAs se traduit par une désertion d'électrons côté émetteur de l'hétérojonction et une accumulation de ceux-ci côté base. La Figure III-33 présente l'évolution de la densité de trous dans la structure.



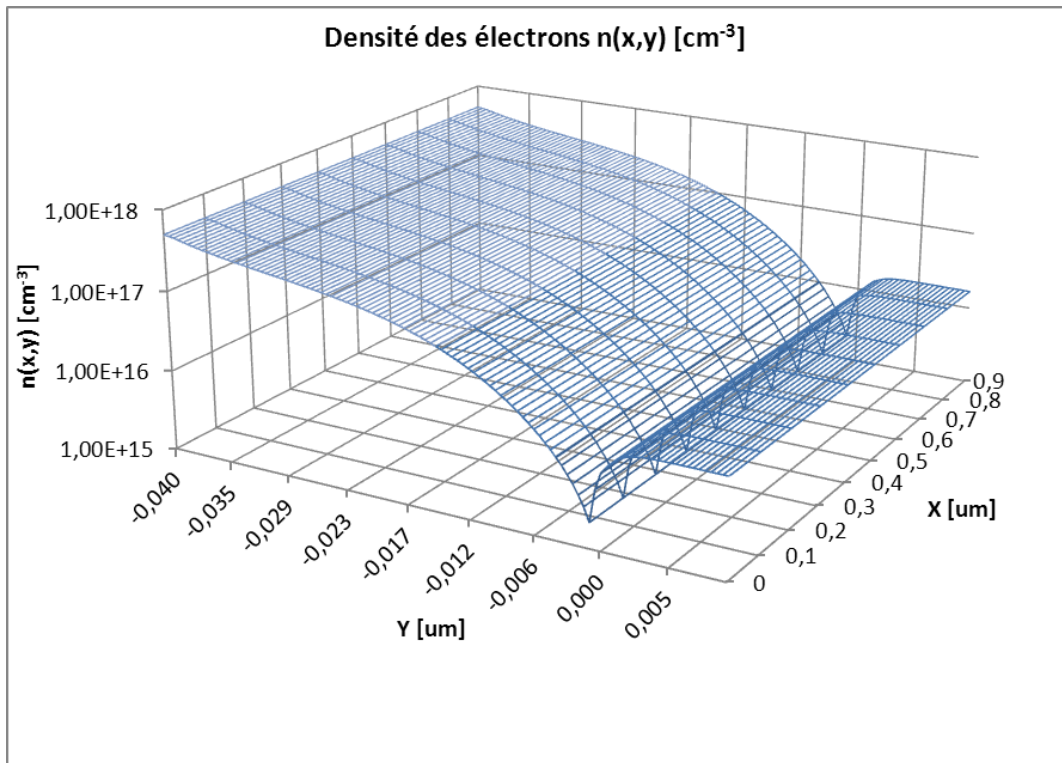


Figure III-32 : Représentation 3D de la densité des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant  $5 \text{ kA/cm}^2$

L'hétérojonction GaInP/GaAs favorise le passage des électrons de l'émetteur vers la base et tend à bloquer le passage des trous vers la base comme nous le voyons Figure III-33. En effet, la barrière de potentiel vue par les électrons est faible vis-à-vis de celle vue par les trous (Figure III-31-a). Nous pouvons constater que la densité de trous dans l'émetteur est nettement plus faible que celle des électrons dans la base, même si la densité de trous dans la base est beaucoup plus importante que celle de l'émetteur. Ceci est dû à la plus forte barrière de potentiel de la bande de valence vue par les trous à l'hétérojonction émetteur-base.

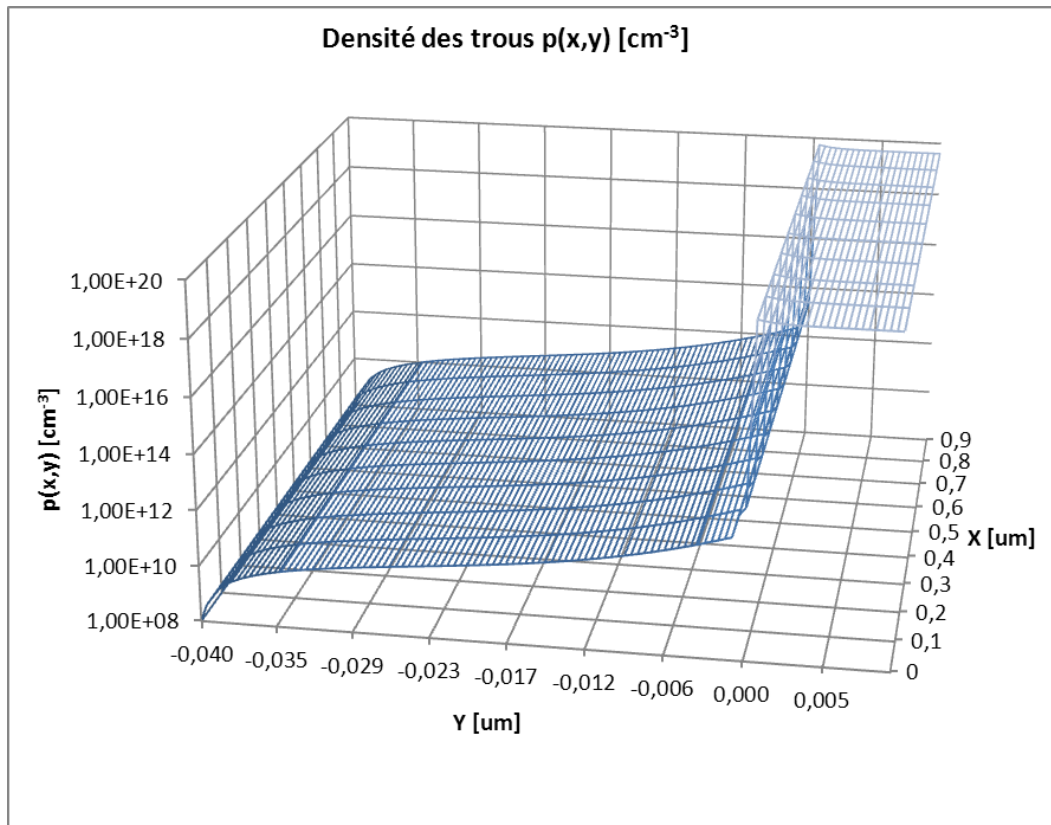


Figure III-33 : Représentation 3D de la densité des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

Les figures III-34 à III-37 présentent respectivement l'évolution de la fonction de Green scalaire (partie réelle et partie imaginaire) en tension simulée provenant de l'équation de continuité des électrons  $\tilde{G}_n^V(x, y)$  et celle provenant de l'équation de continuité des trous  $\tilde{G}_p^V(x, y)$ , dans la structure pour le même point de polarisation et pour une fréquence de 10 kHz (équation III-104).

La partie réelle et la partie imaginaire de la fonction  $\tilde{G}_p^V(x, y)$  sont présentées Figure III-38 et III-39. En basses fréquences et jusqu'à 1MHz, on peut négliger l'effet de la partie imaginaire devant celle de la partie réelle.

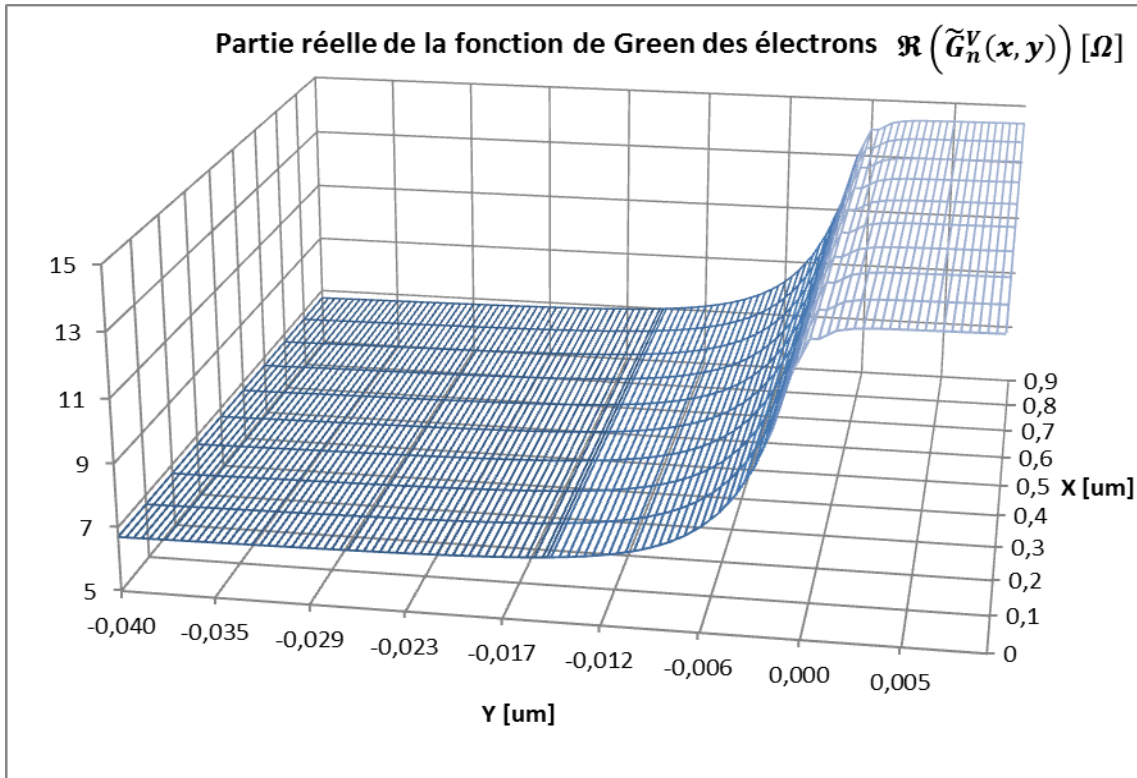


Figure III-34 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

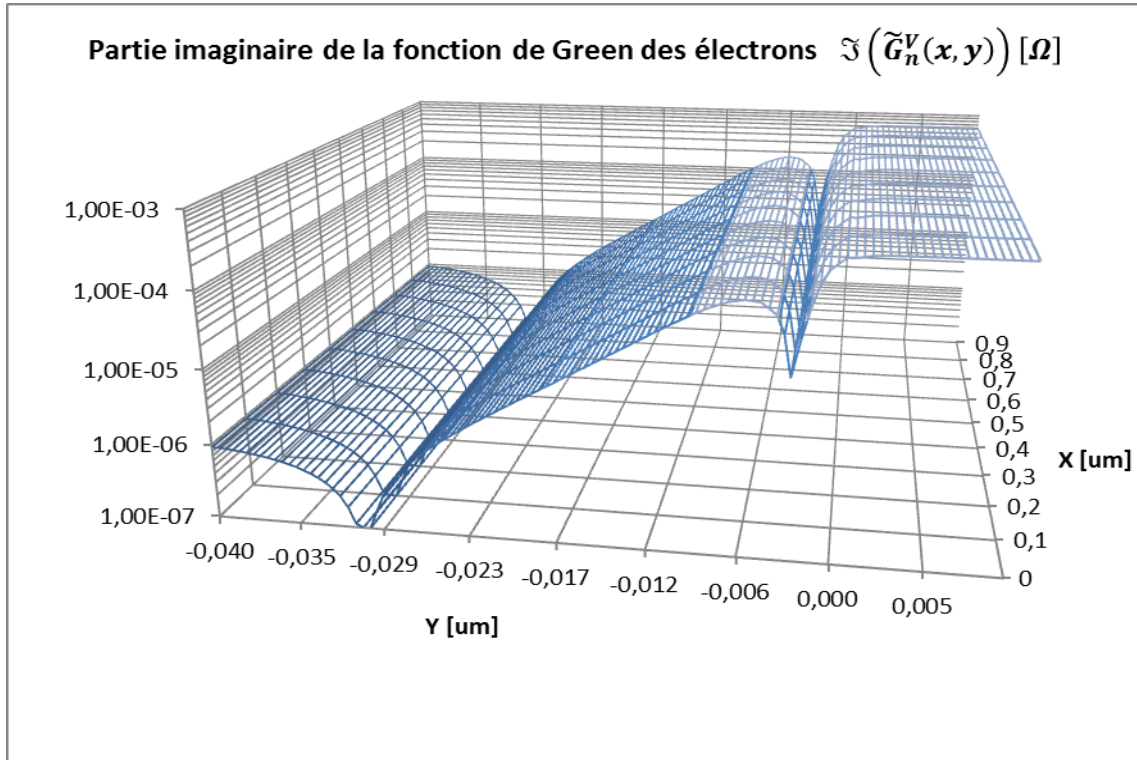


Figure III-35 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

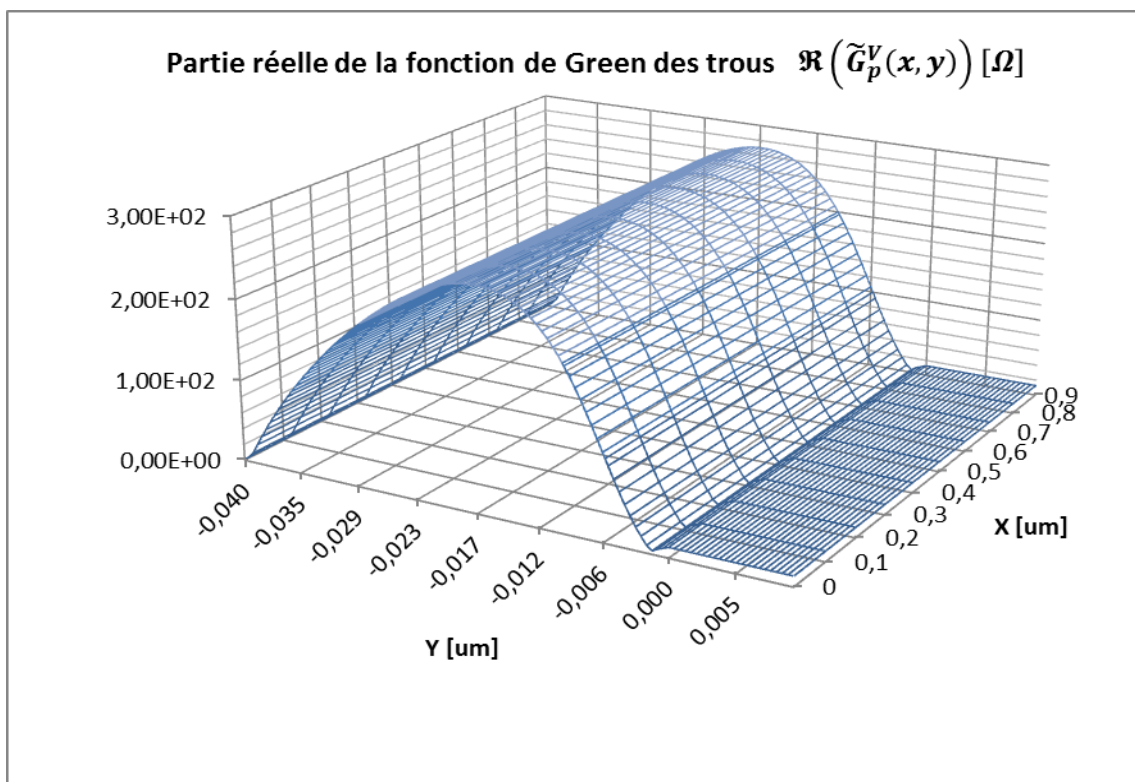


Figure III-36 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

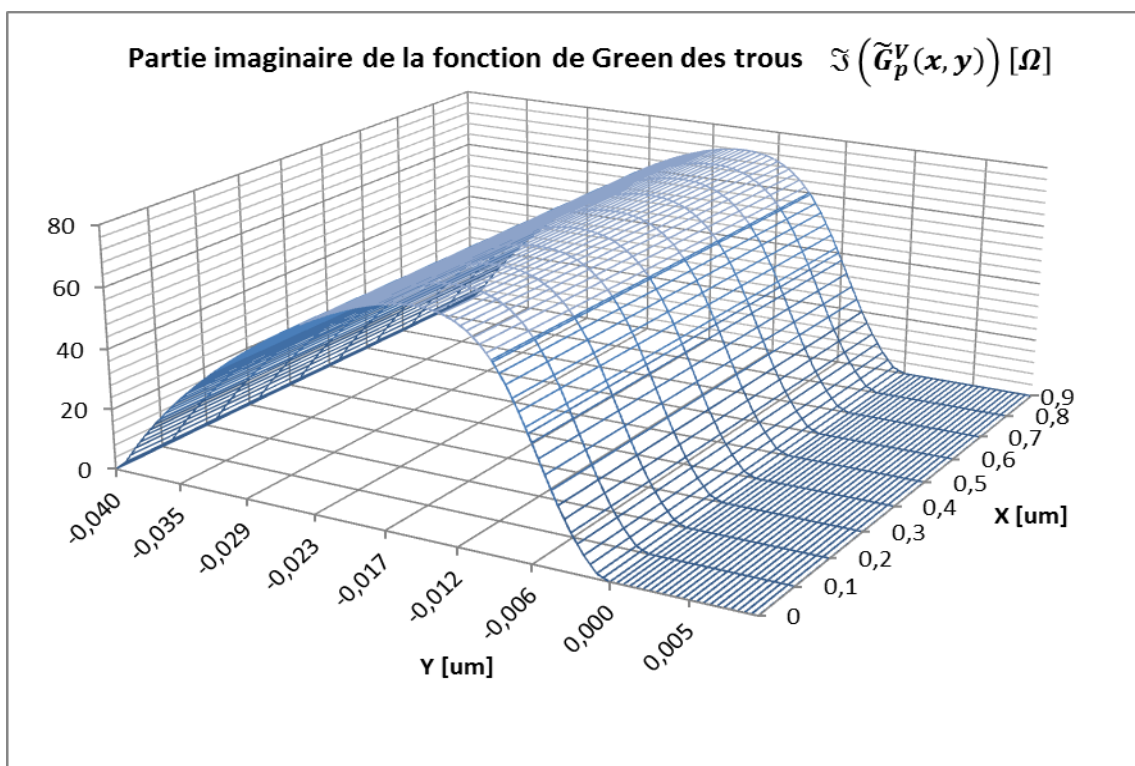


Figure III-37 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

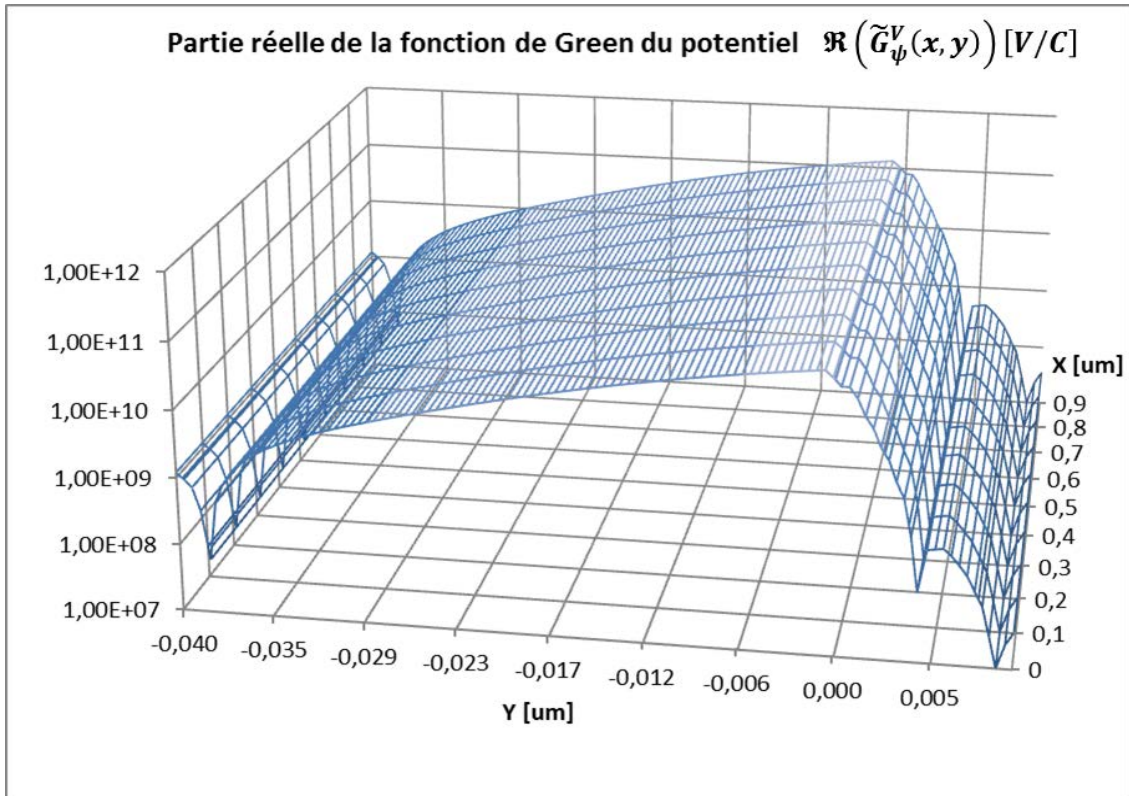


Figure III-38 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

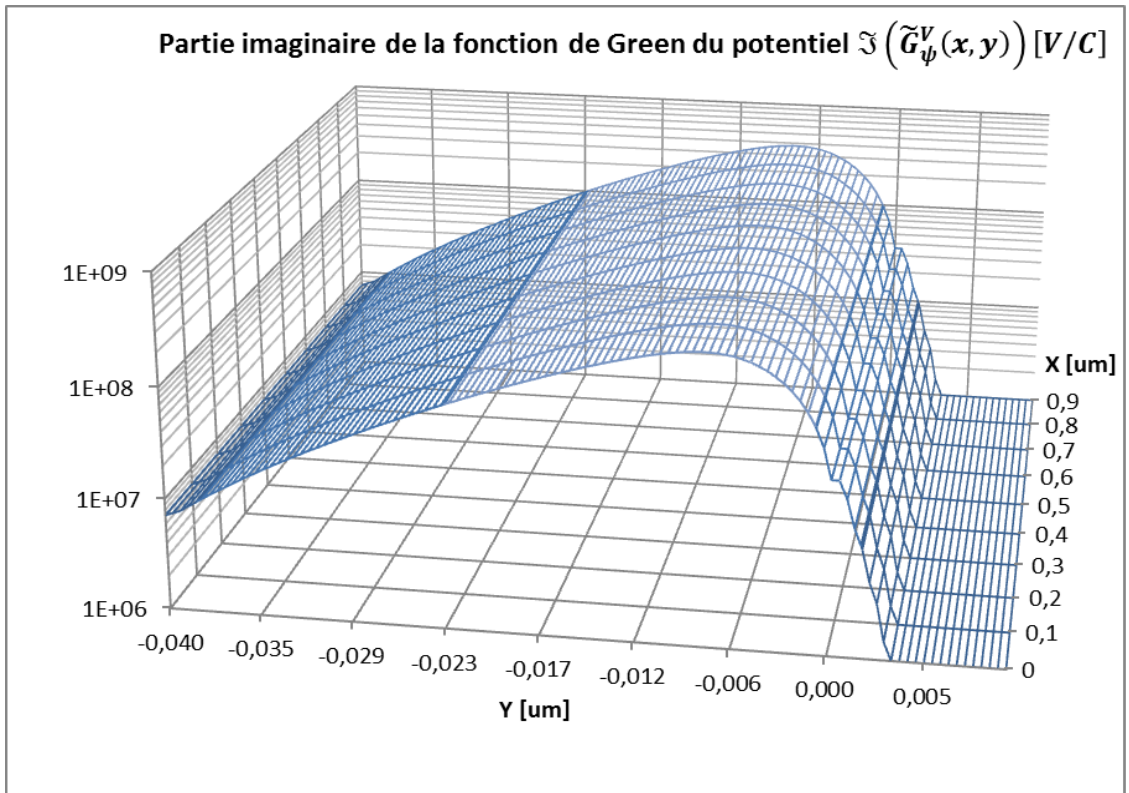


Figure III-39 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

D'autre part, les trois derniers termes de l'équation III-104 qui représentent les corrélations croisées des sources de bruit, sont ici négligeables devant les trois premiers, liés aux densités spectrales des sources de bruit locales de Langevin dus aux pièges :  $K_{\tilde{s}_\psi\tilde{s}_\psi}$ ,  $K_{\tilde{s}_n\tilde{s}_n}$ ,  $K_{\tilde{s}_p\tilde{s}_p}$ .

Dans ce cas, les sources de bruit de Langevin dues aux pièges :  $K_{\tilde{s}_\psi\tilde{s}_\psi}(x, y)$  liée à la fonction de Green scalaire en tension  $\tilde{G}_\psi^V(x, y)$ , la source  $K_{\tilde{s}_n\tilde{s}_n}(x, y)$ , liée à la fonction de Green scalaire en tension  $\tilde{G}_n^V(x, y)$ , et la source  $K_{\tilde{s}_p\tilde{s}_p}(x, y)$ , liée à la fonction de Green scalaire en tension  $\tilde{G}_p^V(x, y)$ , sont représentées respectivement, dans les figures III-40 à III-42.

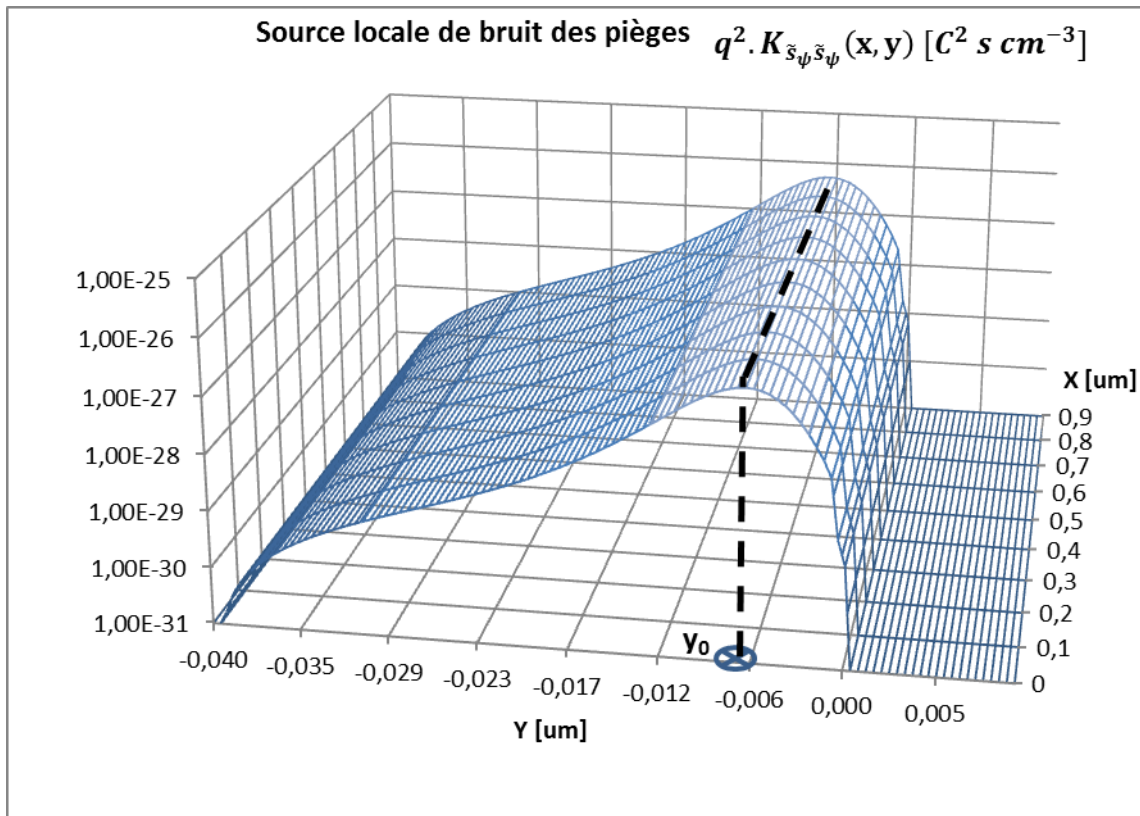


Figure III-40 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

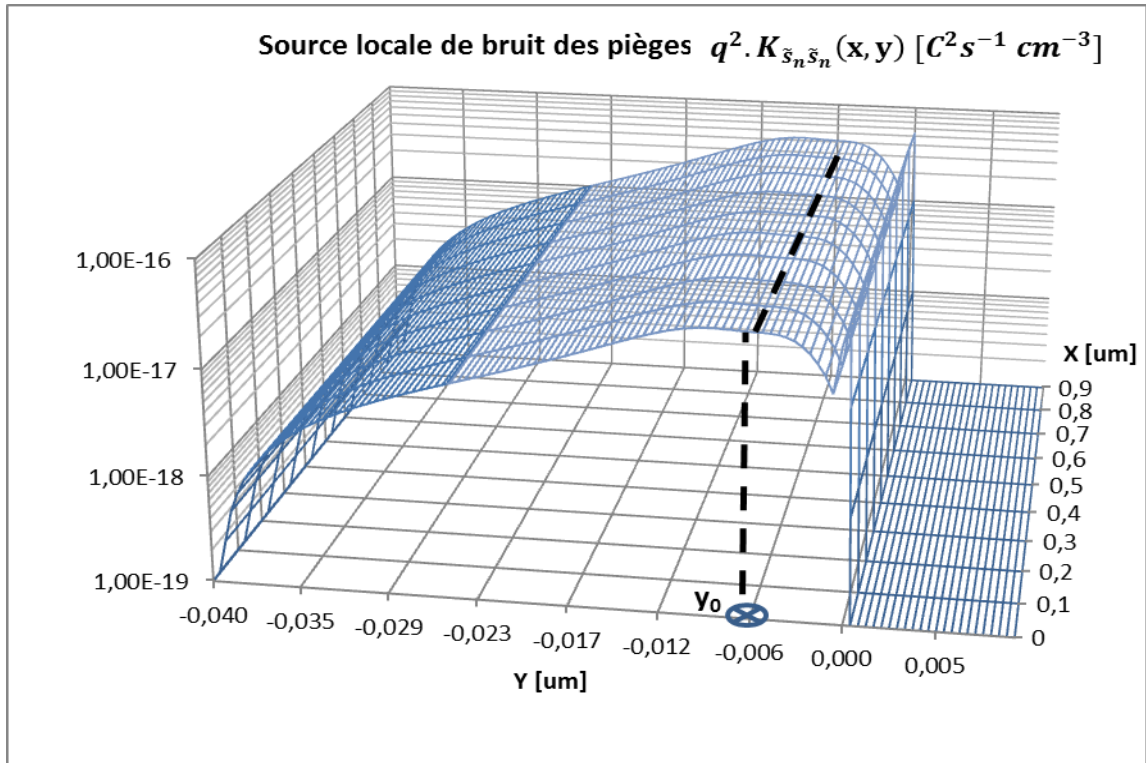


Figure III-41 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

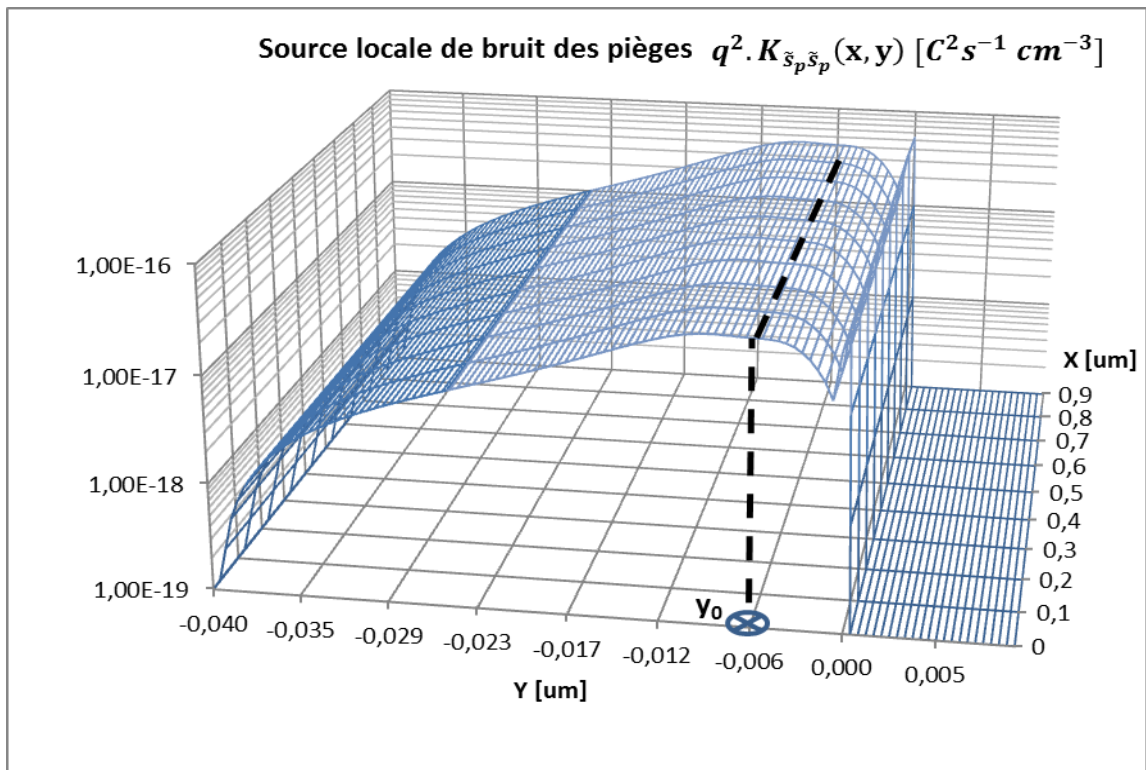


Figure III-42 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

On trouvera dans l'annexe, les résultats obtenus à 100kHz et à 1MHz pour la même densité de courant 5kA/cm<sup>2</sup>.

Tous nos calculs ont montré que pour la structure analysée, et les conditions de polarisation utilisées, et ceci pour des fréquences d'analyse allant jusqu'à 1MHz au moins, les différentes composantes provenant des produits de la fonction de Green par l'amplitude complexe des sources de bruit dans chacune des équations de continuité n et p :  $\tilde{G}_n^V \cdot K_{\tilde{s}_n, \tilde{s}_n} \cdot \tilde{G}_n^{V*T}$  et  $\tilde{G}_p^V \cdot K_{\tilde{s}_p, \tilde{s}_p} \cdot \tilde{G}_p^{V*T}$  sont négligeables, vis-à-vis de celles que l'on obtient provenant de l'équation de Poisson :  $\tilde{G}_\psi^V \cdot K_{\tilde{s}_\psi, \tilde{s}_\psi} \cdot \tilde{G}_\psi^{V*T}$ , pour les mêmes conditions d'analyse.

Nous constatons également, que le maximum de fluctuation des pièges se localise toujours au niveau du point  $y_0$  : c'est-à-dire au croisement du pseudo-niveau de Fermi du piège, et de son niveau d'énergie  $E_T$ , pour chacune des polarisations analysées.

Afin de comparer les résultats de simulation numérique du bruit avec les mesures de bruit BF, la densité spectrale du courant de bruit de la jonction émetteur-base doit être calculée (Figure III-43).

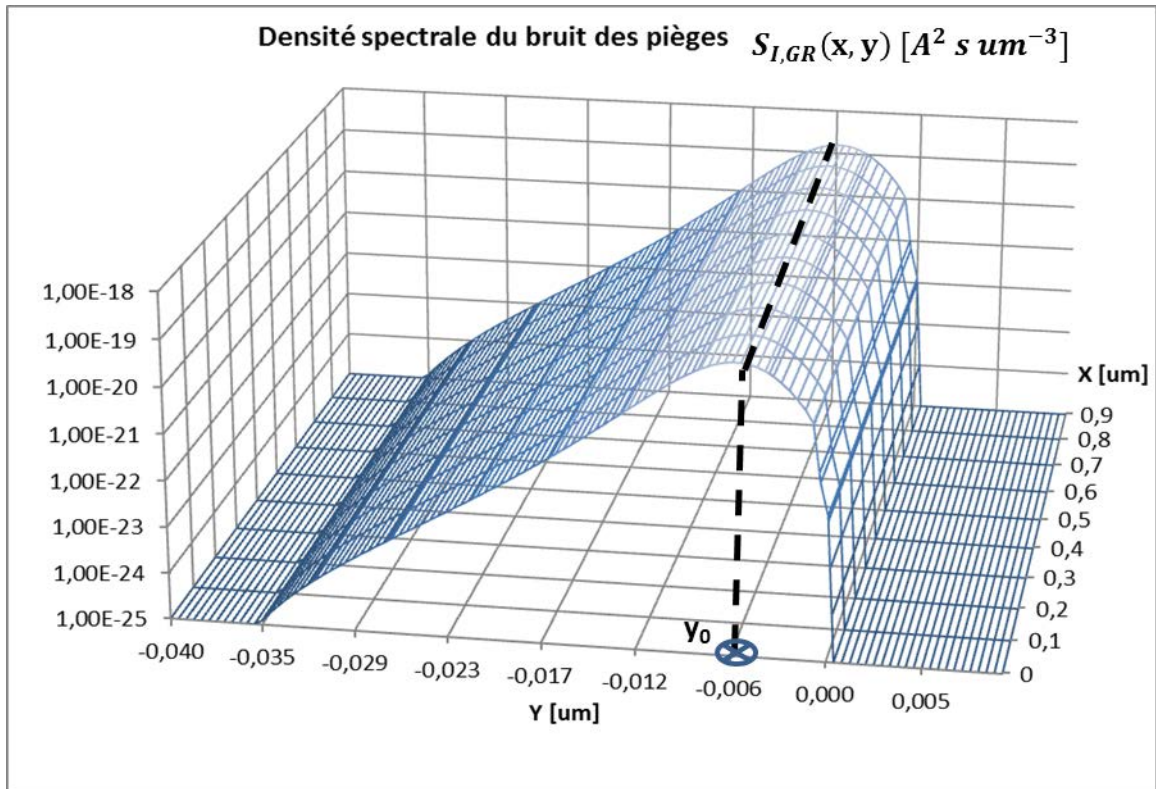


Figure III-43 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>



Pour avoir la densité spectrale totale du courant de bruit GR assisté par piège aux bornes de la jonction, il suffit d'intégrer la densité spectrale locale de courant de bruit  $S_{I,GR}(x,y)$  dans le volume du composant suivant x, y et z.

Comme la variation de la densité spectrale locale de courant de bruit est uniforme suivant x et z, l'intégration peut s'effectuer suivant y tout le long de la région émetteur en multipliant le résultat par un facteur A correspondant à la section  $A=X*Z$ .

La Figure III-44 représente la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège, pour une coupe en  $x=0\mu\text{m}$  au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) pour trois fréquences, et pour une densité de courant de  $5\text{ kA/cm}^2$ .

Pour une coupe en  $x=0\mu\text{m}$  de la jonction émetteur-base, nous constatons que le maximum du bruit GR se situe au même endroit que le maximum de transition à  $(y=y_0)$  (Figure III-44).

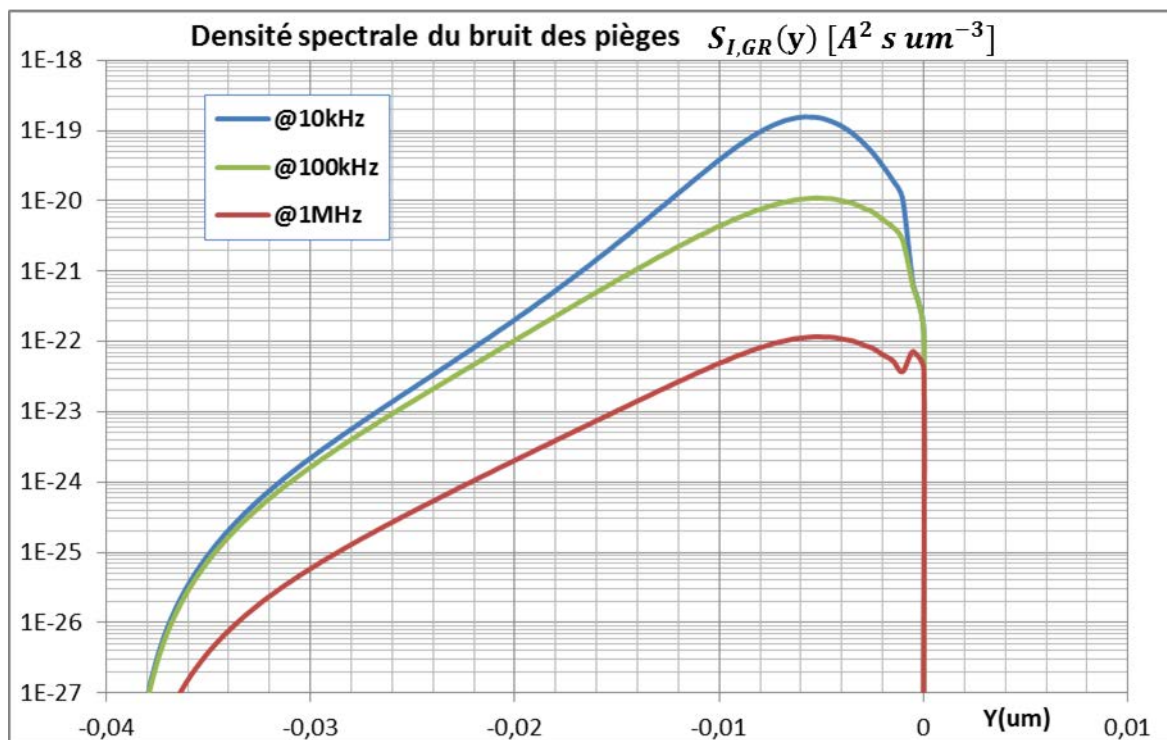


Figure III-44 : Coupe 1D en  $x=0$  de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 10 kHz, 100kHz et à 1MHz et pour une densité de courant de  $5\text{ kA/cm}^2$

En ajoutant le résultat de la simulation physique du bruit de diffusion, obtenu lui aussi par fonction de Green, directement calculé avec le logiciel SENTAURUS, la comparaison des résultats de simulations avec ceux obtenus en mesure présente une excellente concordance pour une densité des pièges  $N_T=3.7 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ .

Notons que nous trouvons le même résultat en utilisant pour le calcul du bruit de diffusion notre propre algorithme, en introduisant les fonctions de Green vectorielles (voir chapitre 2).

Cependant, le calcul du bruit de diffusion pouvant être correctement effectué par le simulateur SENTAURUS, l'intérêt de son ajout dans notre algorithme reste minime.

La Figure III-45 présente la comparaison des mesures et des résultats de simulation de bruit GR dû aux pièges ajoutés à ceux du bruit de diffusion pour le transistor 1x2x30 dans la bande de fréquence [100Hz-1MHz] et pour les différents points de polarisation correspondant à des densités de courants de 1, 2, 5, 10, 15 et 20 (kA/cm<sup>2</sup>).

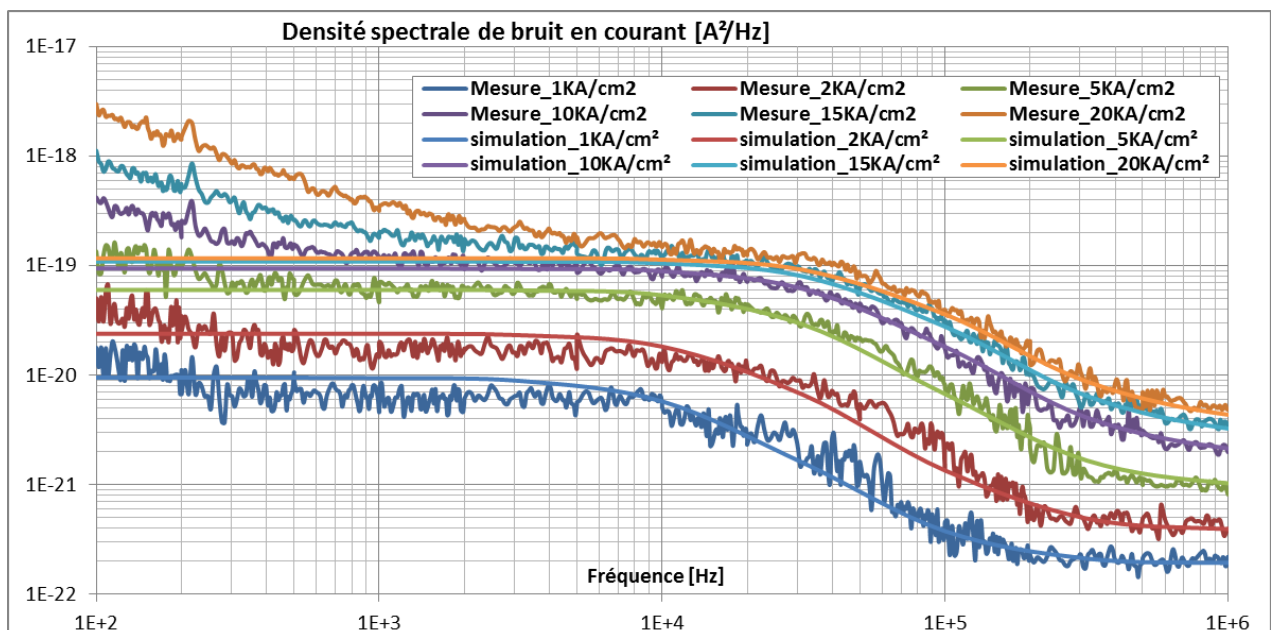


Figure III-45 : Comparaison des résultats des mesures de la densité spectrale de bruit en courant aux résultats de simulation de bruit GR dû aux pièges (notre méthode) et de bruit de diffusion (SENTAURUS) de la jonction BE du transistor 1x2x30 en collecteur ouvert.

En ajoutant maintenant dans la simulation le bruit en 1/f à partir du modèle empirique de Hooge [93], [4], la comparaison finale des résultats de mesures aux résultats de simulation de bruit du transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension 1x2x30  $\mu\text{m}^2$ , est montrée Figure III-46:

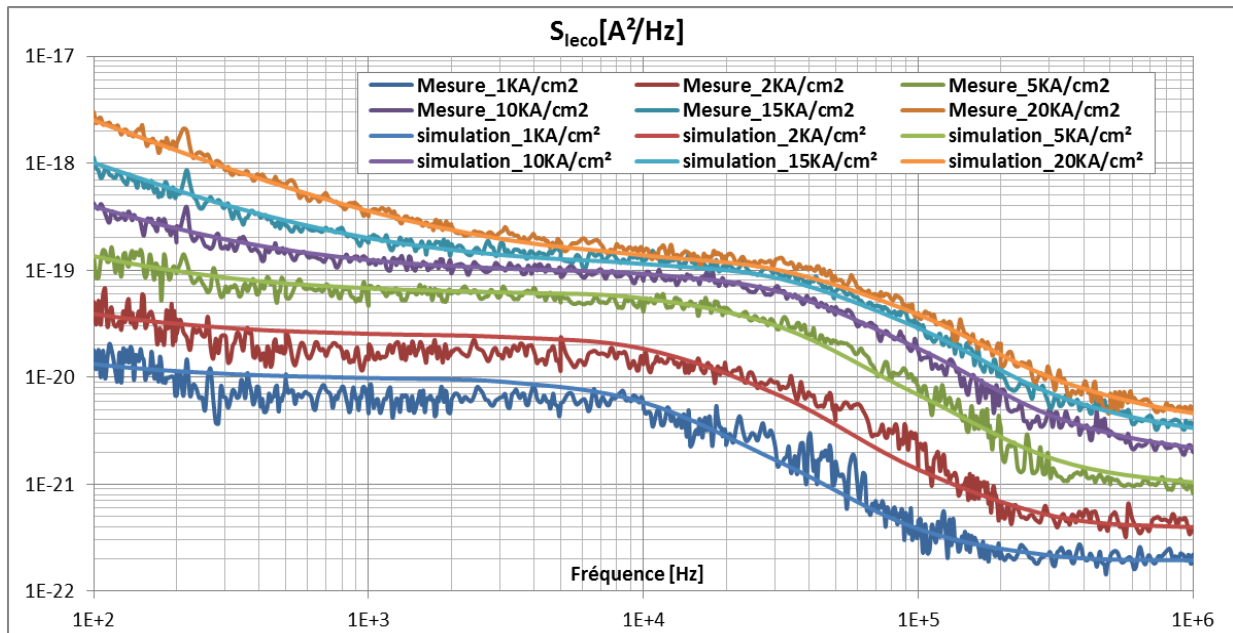


Figure III-46 : Comparaison des résultats des mesures et de simulation de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension  $1 \times 2 \times 30 \mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert.

La comparaison finale des résultats des mesures et des résultats de simulation de bruit pour le transistor TBH de la technologie HB20M d'UMS de dimension  $1 \times 2 \times 40 \mu\text{m}^2$ , est montrée Figure III-47 :

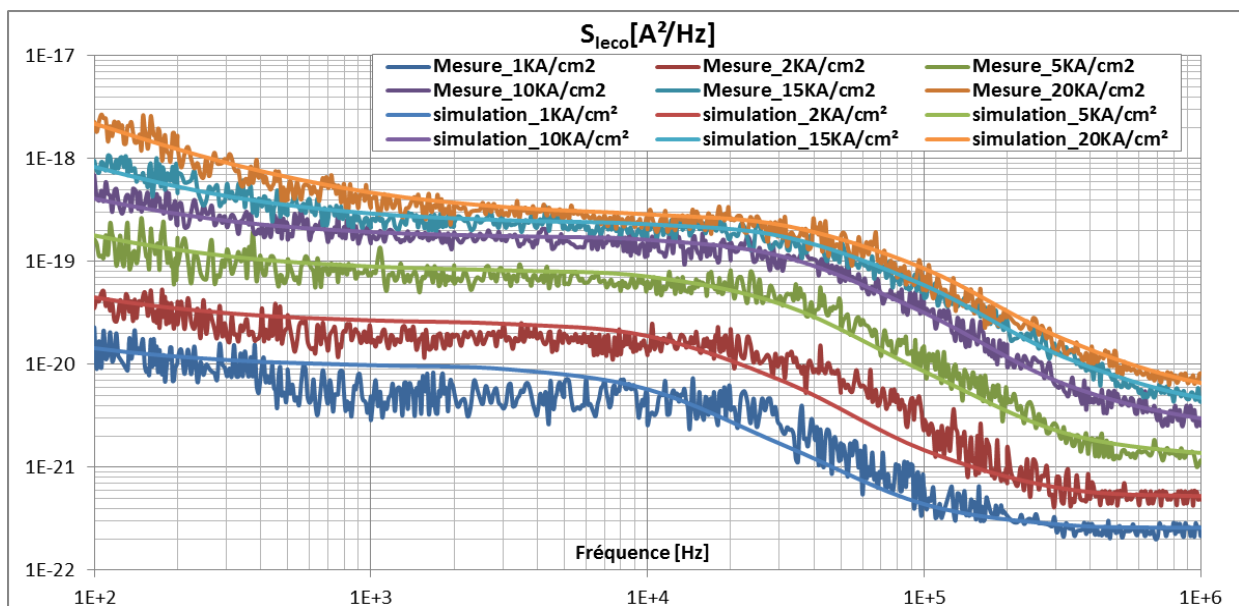


Figure III-47 : Comparaison des résultats des mesures et de simulation de la densité spectrale de bruit en courant de la jonction BE du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension  $1 \times 2 \times 40 \mu\text{m}^2$  en collecteur ouvert.

Ces résultats montrent un bon niveau de précision de la simulation physique du bruit BF, et plus précisément une bonne précision due à l'algorithme que nous avons développé.

Afin de montrer la sensibilité des résultats de simulation du bruit GR due à notre méthode, par rapport aux caractéristiques des pièges, la Figure III-48 présente le pourcentage de variation de la valeur de la densité spectrale du bruit GR dû aux pièges, calculée avec notre méthode, à une fréquence de 10 kHz, en fonction d'une fluctuation de 5% des paramètres caractéristiques des pièges (densités des pièges  $N_T$ , les deux sections efficaces de capture  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  et de la valeur de l'énergie d'activation  $E_C-E_T$ ) :

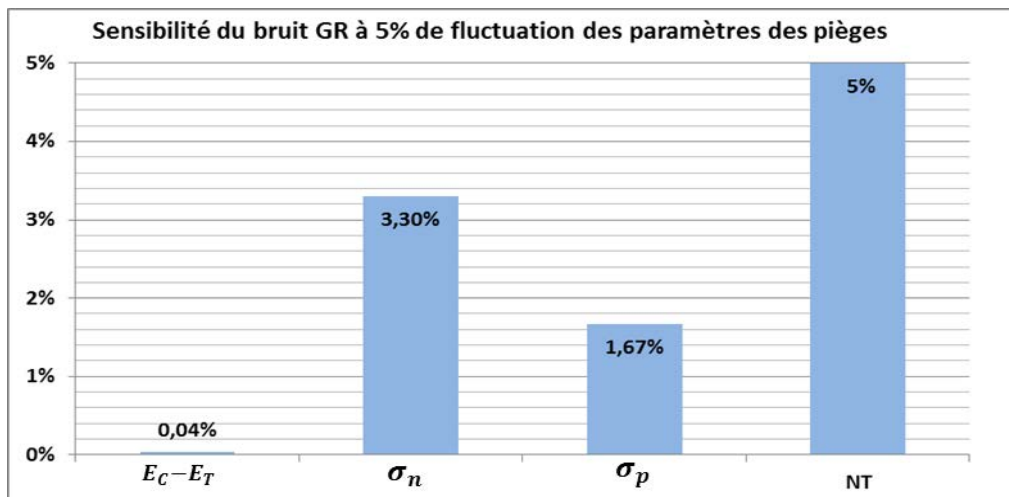


Figure III-48 : pourcentage de sensibilité des résultats de notre méthode de simulation en paramètres caractéristiques des pièges

Comme attendu, bien que la valeur du bruit GR calculée varie de 5% avec une variation identique de  $N_T$ , la forme fréquentielle du bruit GR n'est pas affectée. La forme fréquentielle peut être, elle, par contre affectée par des variations des sections efficaces de capture.

### III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé différentes méthodes de calcul analytiques développées par de nombreux auteurs, dans le but de calculer le bruit GR assisté par pièges dans les composants semi-conducteurs. Cependant, ces calculs supposent des approximations particulières à chaque auteur.

Dans le but de développer un simulateur d'usage général, nous avons présenté dans ce chapitre, une méthode rigoureuse de simulation du bruit GR assisté par piège dans les composants semi-conducteurs. Cette méthode fournit une simulation du bruit à partir de la résolution numérique des équations du modèle de transport, dans notre cas de dérive-diffusion. Elle utilise la méthode des fonctions de Green scalaires, en présence des sources de Langevin.

La démarche suivie pour réaliser cette simulation se décompose en deux parties principales :

- Simulation physique déterministe incluant la dynamique des pièges pour calculer notamment les fonctions de Green scalaires avec le logiciel SENTAURUS.
- Simulation du bruit avec notre outil logiciel développé avec la plateforme SCILAB.

Le transfert des données de SENTAURUS vers notre outil est rendu possible grâce aux applicatifs Inspect et tecplot fournis par SYNOPSIS.

La simulation du bruit GR assisté par pièges a été réalisée pour des transistors TBH de la technologie HB20M en GaInP/GaAs de la fonderie UMS. Nous avons débuté par la simulation de la diode émetteur-base à hétérojonction (GaInP/GaAs) afin de l'appliquer dans le futur au transistor complet.

D'une part, à partir de la fourniture par la société UMS, des caractéristiques physiques précises de la structure des composants et d'une caractérisation expérimentale en DLTS des pièges dans ces composants, nous avons pu définir dans le simulateur SENTAURUS une structure de ces transistors et donc effectuer la démarche complète de simulation présentée ci-dessus. De plus, nous avons rajouté la contribution du bruit en  $1/f$  à partir d'un modèle empirique. D'autre part, des mesures du bruit BF ont été effectuées sur le banc du laboratoire XLIM, et nous avons obtenu une excellente concordance avec les résultats de simulation du bruit GR assisté par pièges et en  $1/f$ . Il faut noter que cette comparaison entre la simulation du bruit GR assisté par pièges et en  $1/f$  dans des composants semi-conducteurs réels et les mêmes mesurés, n'a jamais encore été publiée dans la littérature.

Ces résultats montrent à la fois une excellente précision des outils de simulation et des modèles physiques utilisés mais aussi des mesures du bruit BF. D'autre part, la caractérisation du bruit dans ce type d'hétéro-structure, démontre que le bruit GR assisté par pièges provient plus particulièrement de la région dite zone déserte d'émetteur (coté GaInP) de la jonction émetteur-base du transistor TBH.

Afin de pouvoir analyser le bruit dans de tels composants avec des outils de CAO, une autre méthode va être proposée dans le chapitre suivant basée sur la représentation du circuit équivalent en ligne de transmission, du modèle physique des équations du transport. L'objectif à terme est de pouvoir paramétrer directement dans le logiciel ADS ces modèles représentant les équations physiques, afin d'éviter d'avoir à coupler, pour une structure donnée, un simulateur physique.



**IV. CHAPITRE 4 : SIMULATION DU BRUIT DANS LES  
COMPOSANTS SEMI-CONDUCTEURS A L'AIDE DE LA  
REPRESENTATION ELECTRIQUE DISTRIBUEE DES  
EQUATIONS PHYSIQUES DE DERIVE-DIFFUSION**

## IV.1 Introduction

On propose dans ce chapitre un nouvel outil de simulation du bruit dans les composants semi-conducteurs.

La méthode originale que nous proposons consiste à introduire les sources locales de bruit de Langevin dans le modèle du circuit équivalent des équations fondamentales de transport proposé par SAH [32], [33], [34], dit modèle équivalent de la ligne de transmission.

Dans ce chapitre nous nous limiterons à décrire les sources de bruit de diffusion et de génération-recombinaison assisté par piège. L'extension de la méthode de simulation de bruit à d'autres sources de bruit est immédiate. L'étude du bruit de diffusion et de génération-recombinaison (GR), engendré par la présence de pièges dans un semi-conducteur, nécessite de linéariser les équations de transport autour du point de polarisation DC.

La correspondance entre le formalisme des équations de transport unidimensionnel (1D) et celui d'une ligne de transmission équivalente en présence des pièges et des sources locales de bruit de Langevin sera exposée dans ce chapitre.

La simulation physique est effectuée à l'aide d'un simulateur commercial SENTAURUS. A partir de la description physique et géométrique du composant semi-conducteur, nous obtenons les densités de porteurs, la probabilité d'occupation des pièges, les densités de courant et les mobilités des porteurs. Ces grandeurs sont utilisées pour calculer les éléments du schéma électrique équivalent de chaque cellule de la ligne de transmission avec ses sources de bruit.

Le comportement déterministe et les densités spectrales des courants de bruit aux accès du composant seront déterminés au moyen d'une analyse linéaire à l'aide du simulateur circuit ADS.

Le synoptique suivant synthétise la démarche de simulation du bruit avec le modèle de ligne de transmission équivalente.



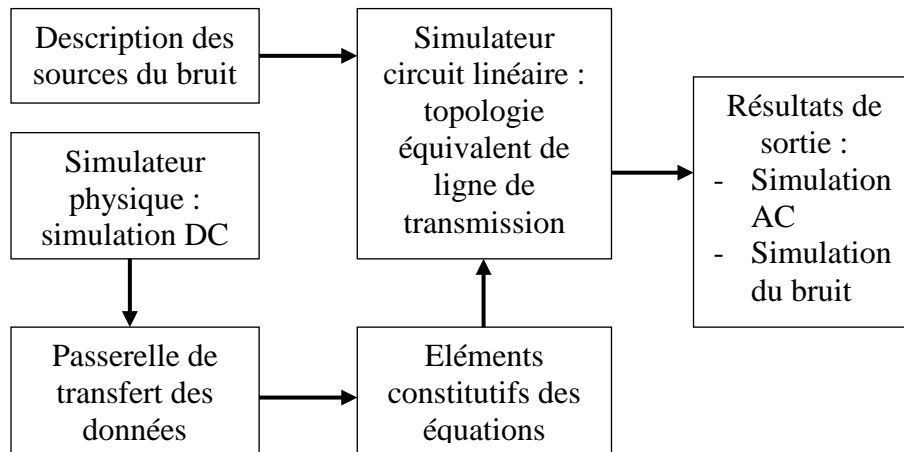


Figure IV-1 : Organigramme de la méthode d'analyse de bruit

Enfin cette méthode sera validée sur deux composants semi-conducteurs tels qu'un barreau homogène de type n et une jonction  $n^+n^+$  en présence des pièges. Les résultats de simulation seront comparés avec ceux publiés [39], [40] permettant ainsi la validation de cette méthode.

## IV.2 Modélisation petit-signal de la représentation équivalente des équations des semi-conducteurs par une ligne de transmission

L'étude physique du bruit de génération-recombinaison (G-R) engendré par la présence de pièges dans un semi-conducteur, nécessite de poser et de résoudre les équations décrivant la dynamique des porteurs et des pièges dans le semi-conducteur considéré.

Nous n'aborderons ici qu'une description unidimensionnelle (1D) avec un modèle de transport de dérive-diffusion comme nous l'avons justifié dans le chapitre 2.

### IV.2.1 Modèle de transport de dérive-diffusion en présence des sources de Langevin

Les équations de transport du modèle de dérive-diffusion dans les semi-conducteurs en présence des sources de Langevin de bruit de diffusion et de bruit GR assisté par piège, sont données ci-dessous, dans le domaine 1D [62].

Equation de Poisson (avec pièges accepteurs) :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^- - n_t) \quad \text{IV-1}$$

Equation de Poisson (avec pièges donneurs) :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^- + N_T - n_t) \quad \text{IV-2}$$

Equation de continuité des électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -(R_n - G_n) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \gamma_n \quad \text{IV-3}$$

Equation de continuité des trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(R_p - G_p) - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \gamma_p \quad \text{IV-4}$$

Equation de continuité des électrons piégés :

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = (R_n - G_n) - (R_p - G_p) + \gamma_t \quad \text{IV-5}$$

Equation de densité de courant des électrons :

$$J_n = -q \cdot \mu_n \cdot n \frac{\partial V_{fn}}{\partial x} + \gamma_{jn} \quad \text{IV-6}$$

Equation de densité de courant des trous :

$$J_p = -q \cdot \mu_p \cdot p \frac{\partial V_{fp}}{\partial x} + \gamma_{jp} \quad \text{IV-7}$$

La densité totale de courant y compris le courant de déplacement, est solénoïdale et vérifie l'équation suivante :

$$\frac{\partial J_{tot}}{\partial x} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{\partial J_p}{\partial x} + \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t \cdot \partial x} = 0 \quad \text{IV-8}$$

Dans ces équations  $p$  représente la densité des trous libres,  $n$  la densité des électrons libres,  $N_d^+$  la densité des atomes donneurs ionisés,  $N_a^-$  la densité des atomes accepteurs ionisés,  $R_n$  le taux de recombinaison des électrons,  $G_n$  le taux de génération des électrons,  $R_p$  le taux de recombinaison des trous,  $G_p$  le taux de génération des trous,  $N_T$  la densité des pièges,  $n_t$  la densité des électrons piégés,  $V_{fn}$  le potentiel de quasi niveau de Fermi des électrons,  $V_{fp}$  le potentiel de quasi niveau de Fermi des trous.

$\gamma_n, \gamma_p, \gamma_t$  représentent les sources de Langevin du bruit GR assisté par pièges. Par définition elles sont blanches et leurs équations aux dimensions représentent un taux de génération-recombinaison. Ces sources de Langevin vérifient la relation suivante [18]:

$$\gamma_n + \gamma_p + \gamma_t = 0 \quad \text{IV-9}$$

Enfin  $\gamma_{jn}$  et  $\gamma_{jp}$  représentent les sources de bruit de courant de Langevin dues aux variations aléatoires de vitesse des porteurs. Elles génèrent du bruit de diffusion. Ces sources  $\gamma_{jn}$  et  $\gamma_{jp}$  ne sont pas corrélées [62].

Les densités spectrales des sources de bruit  $S_\gamma$  peuvent s'écrire en fonction des sources locales de bruit  $K_\gamma$  [55] .

$$S_{\gamma_{jn}} = 4 \cdot q^2 \cdot D_n \cdot n(x) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = K_{\gamma_{jn}} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-10}$$

$$S_{\gamma_{jp}} = 4 \cdot q^2 \cdot D_p \cdot p(x) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = K_{\gamma_{jp}} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-11}$$

$$S_{\gamma_{jn}\gamma_{jp}} = 0 \quad \text{IV-12}$$

Les densités spectrales du bruit GR assisté par pièges sont données ci-dessous :

$$S_{\gamma_n} = 2(G_n + R_n) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = K_{\gamma_n} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-13}$$

$$S_{\gamma_p} = 2(G_p + R_p) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = K_{\gamma_p} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-14}$$

$$S_{\gamma_t} = 2(G_n + R_n + G_p + R_p) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = K_{\gamma_t} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-15}$$

$$S_{\gamma_n \gamma_t} = -2(G_n + R_n) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = -K_{\gamma_n} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-16}$$

$$S_{\gamma_p \gamma_t} = -2(G_p + R_p) \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} = -K_{\gamma_p} \cdot \frac{\delta(x-x')}{A} \quad \text{IV-17}$$

$$S_{\gamma_p \gamma_n} = 0 \quad \text{IV-18}$$

où  $\delta(x - x')$  désigne la fonction de Dirac unidimensionnelle suivant  $x$ .

Les expressions des taux de génération-recombinaison des électrons et des trous s'écrivent :

$$G_n = c_n \cdot n_1 \cdot n_t \quad \text{IV-19}$$

$$R_n = c_n \cdot (N_T - n_t) \cdot n \quad \text{IV-20}$$

$$G_p = c_p \cdot p_1 \cdot (N_T - n_t) \quad \text{IV-21}$$

$$R_p = c_p \cdot p \cdot n_t \quad \text{IV-22}$$

où  $c_n, c_p$  sont respectivement les coefficients de capture des électrons et des trous.  $n_1, p_1$  sont respectivement les concentrations en électrons et en trous caractérisant le niveau du piège, données par :

$$n_1 = N_C \cdot e^{\frac{E_T - E_C}{U_T}} \quad \text{IV-23}$$

$$p_1 = N_V \cdot e^{\frac{E_V - E_T}{U_T}} \quad \text{IV-24}$$

Il est important de noter que les expressions  $n_1, p_1$  sont valables aussi bien à l'équilibre que hors équilibre thermodynamique. Notons aussi que les coefficients d'émission des électrons  $e_n = c_n \cdot n_1$  et des trous  $e_p = c_p \cdot p_1$  dépendent de la position énergétique du piège.

La densité des électrons piégés s'écrit :

$$n_t = f_t \cdot N_T = \frac{N_T}{1 + e^{\frac{(E_T - E_{ft})}{kT}}} \quad \text{IV-25}$$

où  $f_t$  est la probabilité d'occupation des pièges,  $E_{ft}$  est le quasi niveau d'énergie de Fermi pour les électrons piégés et  $E_T$ , le niveau d'énergie des pièges.

Elle peut s'écrire aussi sous la forme suivante :

$$n_t = \frac{N_T}{1 + e^{\frac{q(V_{ft} - V_i) + (E_T - E_i)}{kT}}} \quad \text{IV-26}$$

où  $V_{ft} = -\frac{E_{ft}}{q}$  est le potentiel correspondant au quasi niveau de Fermi des électrons piégés.

$V_i$  est le potentiel correspondant au niveau intrinsèque d'énergie dans le semi-conducteur.

Dans un semi-conducteur non-dégénéré et selon l'approximation statistique de Boltzmann, les concentrations des porteurs libres  $n$  et  $p$ , hors équilibre, peuvent s'écrire en fonction des potentiels  $V_{fn}$  et  $V_{fp}$ .

$$n = n_i \cdot e^{\frac{q(V_i - V_{fn})}{kT}} \quad \text{IV-27}$$

$$p = n_i \cdot e^{\frac{q(V_{fp} - V_i)}{kT}} \quad \text{IV-28}$$

où  $V_{fn} = -\frac{E_{fn}}{q}$  et  $V_{fp} = -\frac{E_{fp}}{q}$  sont respectivement les potentiels correspondants aux quasis niveaux de Fermi des électrons et des trous.  $n_i$  est la concentration intrinsèque des porteurs libres.

## IV.2.2 Correspondance en petit signal entre le formalisme physique et la représentation électrique distribuée

Les sources de Langevin sont supposées de faible amplitude. Dans le cadre de la formulation dérive-diffusion, les équations que nous devons linéariser autour du point de polarisations DC sont les équations de Poisson, de continuité des porteurs  $n$ ,  $p$ , des électrons piégés  $n_t$ , ainsi que les équations des courants  $J_n$  et  $J_p$ . Le calcul des variables aux accès se fera en transformant ces équations dans le domaine fréquentiel en tenant compte des conditions aux limites aux bornes du dispositif. Il faut noter que pour les équations de Poisson avec pièges donneurs et accepteurs, l'équation aux perturbations est la même.

Les équations IV-1 à IV-8 linéarisées peuvent donc s'écrire dans le domaine fréquentiel sous la forme de sept équations :

$$\frac{\partial^2 \delta \tilde{\psi}}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (\delta \tilde{p} - \delta \tilde{n} - \delta \tilde{n}_t) \quad \text{IV-29}$$

$$j \cdot \omega \cdot \delta \tilde{n} = -\frac{\partial U_n}{\partial n} \cdot \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_n}{\partial n t} \cdot \delta \tilde{n}_t + \left( \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} + \tilde{\gamma}_n \right) \quad \text{IV-30}$$

$$j \cdot \omega \cdot \delta \tilde{p} = -\frac{\partial U_p}{\partial p} \cdot \delta \tilde{p} - \frac{\partial U_p}{\partial n t} \cdot \delta \tilde{n}_t - \left( \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + \tilde{\gamma}_p \right) \quad \text{IV-31}$$

$$j \cdot \omega \cdot \delta \tilde{n}_t = \frac{\partial U_n}{\partial n} \cdot \delta \tilde{n} - \frac{\partial U_p}{\partial p} \cdot \delta \tilde{p} - \left( \frac{\partial U_p}{\partial n t} - \frac{\partial U_n}{\partial n t} \right) \delta \tilde{n}_t + \tilde{\gamma}_t \quad \text{IV-32}$$

$$\tilde{J}_n = -q \cdot \mu_n \cdot n \frac{\partial \tilde{v}_{fn}}{\partial x} - q \cdot \mu_n \cdot \delta \tilde{n} \frac{\partial v_{fn}}{\partial x} + \tilde{\gamma}_{jn} \quad \text{IV-33}$$

$$\tilde{J}_p = -q \cdot \mu_p \cdot p \frac{\partial \tilde{v}_{fp}}{\partial x} - q \cdot \mu_p \cdot \delta \tilde{p} \frac{\partial v_{fp}}{\partial x} + \tilde{\gamma}_{jp} \quad \text{IV-34}$$

$$\frac{\partial \delta \tilde{J}_{tot}}{\partial x} = 0 \quad \text{IV-35}$$

où  $U_n = (R_n - G_n)$  et  $U_p = (R_p - G_p)$  représentent respectivement les taux nets de recombinaison des électrons et des trous, à un point de polarisation donné.

$\delta \tilde{p}, \delta \tilde{n}, \delta \tilde{n}_t$  sont les amplitudes complexes des variables  $p, n, n_t$ . Ces amplitudes étant faibles devant les valeurs des « grands signaux », nous pouvons effectuer un développement limité au premier ordre des variables  $p, n, n_t$  définies par les expressions (IV-26, IV-27, IV-28)

$$\delta \tilde{n} = \left( \frac{\partial n}{\partial v_{fn}} \Big|_{V_{fn0}} \cdot \tilde{v}_{fn} \right) + \left( \frac{\partial n}{\partial v_i} \Big|_{V_{i0}} \cdot \tilde{v}_i \right) \quad \text{IV-36}$$

$$\delta \tilde{p} = \left( \frac{\partial p}{\partial v_{fp}} \Big|_{V_{fp0}} \cdot \tilde{v}_{fp} \right) + \left( \frac{\partial p}{\partial v_i} \Big|_{V_{i0}} \cdot \tilde{v}_i \right) \quad \text{IV-37}$$

$$\delta \tilde{n}_t = \left( \frac{\partial n_t}{\partial v_{ft}} \Big|_{V_{ft0}} \cdot \tilde{v}_{ft} \right) + \left( \frac{\partial n_t}{\partial v_i} \Big|_{V_{i0}} \cdot \tilde{v}_i \right) \quad \text{IV-38}$$

où  $V_{fn0}, V_{fp0}, V_{ft0}, V_{i0}$  représentent respectivement les parties DC des potentiels des quasi-niveaux de Fermi des électrons, des trous et des électrons piégés et le potentiel électrostatique intrinsèque.

Nous allons maintenant exprimer les équations de transport en fonction des potentiels des quasi-niveaux de Fermi ( $\tilde{v}_{fn}, \tilde{v}_{fp}, \tilde{v}_{ft}$ ), du potentiel électrostatique intrinsèque  $\tilde{v}_i$ , et des grandeurs physiques. Pour cela, nous utilisons l'expression de  $\frac{\partial U_x}{\partial x}$  (III-93 à III-96) où  $x$  représente ici respectivement les densités des électrons  $n$ , des trous  $p$  et des électrons piégés  $n_t$ , les relations (IV-36, IV-37, IV-38), et la méthode de calcul originale développée par Sah [68], [35], et Linvill [94] sans les expressions des sources de bruit que nous avons rajoutées. Nous obtenons les équations ci-dessous en fonction des potentiels :

Equation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \tilde{v}_i}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \left( \frac{q \cdot p}{k \cdot T} (\tilde{v}_{fp} - \tilde{v}_i) - \frac{q \cdot n}{k \cdot T} (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{fn}) - \frac{q \cdot n_t \cdot p_t}{k \cdot T \cdot N_T} (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{ft}) \right) \quad \text{IV-39}$$

Equation de continuité des électrons :

$$j \cdot \omega \frac{q}{k \cdot T} n (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{fn}) = -\frac{q}{k \cdot T} c_n \cdot n \cdot p_t (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{fn}) + \frac{q}{k \cdot T} c_n \frac{n_t \cdot p_t}{N_T} (n + n_1) (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{ft}) + \left( \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} + \tilde{Y}_n \right) \quad \text{IV-40}$$

Equation de continuité des trous :

$$j \cdot \omega \frac{q}{k \cdot T} p (\tilde{v}_{fp} - \tilde{v}_i) = -\frac{q}{k \cdot T} c_p \cdot p \cdot n_t (\tilde{v}_{fp} - \tilde{v}_i) - \frac{q}{k \cdot T} c_p \frac{n_t \cdot p_t}{N_T} (p + p_1) (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{ft}) - \left( \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + \tilde{Y}_p \right) \quad \text{IV-41}$$

Equation de continuité des électrons piégés :

$$j \cdot \omega \frac{q}{k \cdot T} \frac{n_t \cdot p_t}{N_T} (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{ft}) = -\frac{q}{k \cdot T} \frac{n_t \cdot p_t}{N_T} \left( c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1) \right) (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{ft}) + \frac{q}{k \cdot T} c_n \cdot n \cdot p_t (\tilde{v}_i - \tilde{v}_{fn}) - \frac{q}{k \cdot T} c_p \cdot p \cdot n_t (\tilde{v}_{fp} - \tilde{v}_i) + \tilde{Y}_t \quad \text{IV-42}$$

Equation de la densité de courant des électrons :

$$\tilde{J}_n = -G_{ni} (\tilde{v}_{fn} - \tilde{v}_i) - \sigma_n \frac{\partial \tilde{v}_{fn}}{\partial x} + \tilde{Y}_{jn} \quad \text{IV-43}$$

Equation de la densité de courant des trous :

$$\tilde{J}_p = G_{pi} (\tilde{v}_{fp} - \tilde{v}_i) - \sigma_p \frac{\partial \tilde{v}_{fp}}{\partial x} + \tilde{Y}_{jp} \quad \text{IV-44}$$

où

$\delta \tilde{\psi}$  désigne la fluctuation petit signal du potentiel électrostatique

$\delta \tilde{p}$  désigne la fluctuation petit signal de la Densité des trous

$\delta \tilde{n}$  désigne la fluctuation petit signal de la Densité des électrons

$\delta \tilde{n}_t$  désigne la fluctuation petit signal de la Densité des électrons piégés

$p$  désigne la densité des trous à un point de polarisation

$n$  désigne la densité des électrons à un point de polarisation

$N_T$  désigne la densité des pièges

$n_t$  désigne la densité des électrons piégés

$p_t = N_T (1 - f_t)$  représente la densité des électrons dépiégés

$\tilde{v}_{fp}$  désigne la fluctuation petit signal du quasi niveau de potentiel de Fermi pour les trous

$\tilde{v}_{fn}$  désigne la fluctuation petit signal du quasi niveau de potentiel de Fermi pour les électrons

$\tilde{v}_{ft}$  désigne la fluctuation petit signal du quasi niveau de potentiel de Fermi pour les électrons piégés

$\tilde{v}_i$  désigne la fluctuation petit signal du potentiel électrostatique intrinsèque

$c_n$  désigne la probabilité de capture des électrons par les pièges

$c_p$  désigne la probabilité de capture des trous par les pièges

Ces potentiels seront assimilés à des tensions électriques aux nœuds du circuit équivalent dont les éléments (conductance, capacités, sources de courant) dépendent des grandeurs physiques du semi-conducteur.

La Figure IV-2 constitue le schéma résultant de la partie déterministe (sans sources de bruit) d'une cellule unitaire représentant une longueur  $\Delta x$  de semi-conducteur. Elle représente le schéma équivalent aux six équations des semi-conducteurs, tel qu'il découle des équations (IV-39 à IV-44).

Ce schéma est encore incomplet : en effet nous n'avons pas encore introduit les sources de bruit de Langevin.

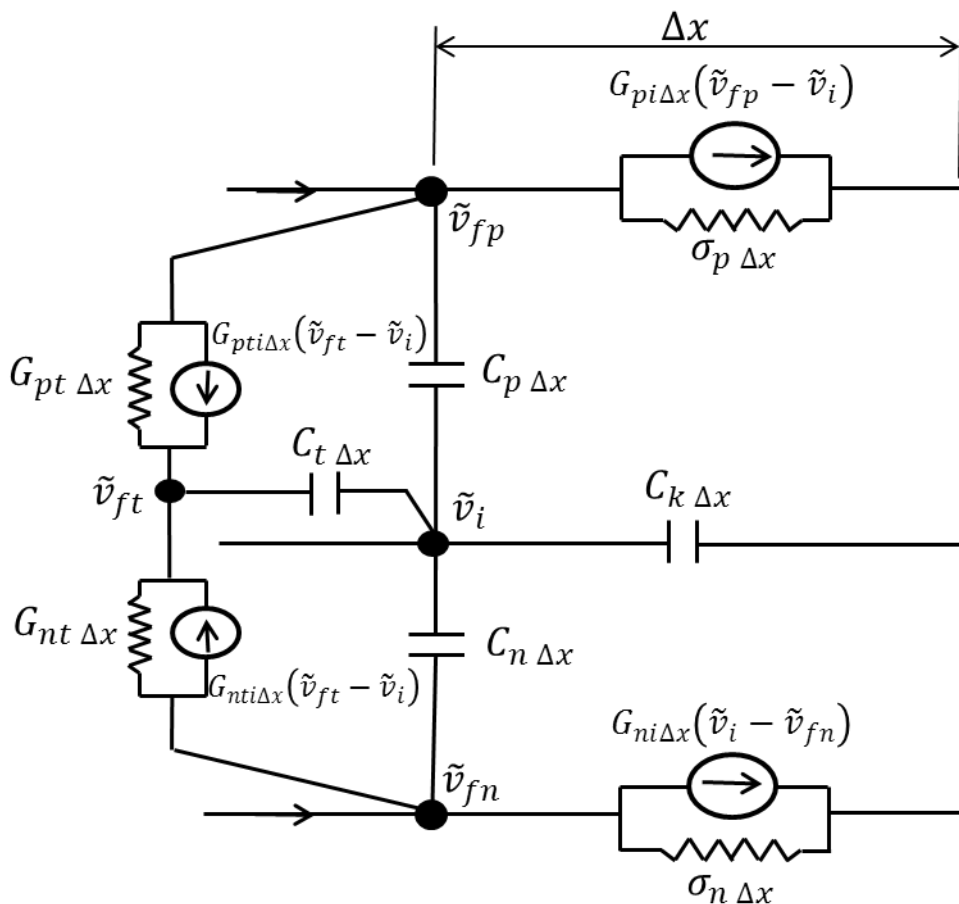


Figure IV-2 : modèle du circuit équivalent d'une cellule de longueur  $\Delta x$

On notera que les équations de la ligne de transmission équivalente doivent vérifier, d'une part les équations fondamentales du modèle de transport, et d'autre part la loi de

Kirchhoff dans le circuit. Les expressions des éléments de la cellule unitaire [68], [35] sont rappelées dans le Tableau IV-1.

| Expression  | unité    |
|---|----------|
| $C_{k\Delta x} = \varepsilon\varepsilon_0/\Delta x$           | $F/cm^2$ |
| $C_{n\Delta x} = \frac{q^2}{kT} n \Delta x$                   | $F/cm^2$ |
| $C_{p\Delta x} = \frac{q^2}{kT} p \Delta x$                   | $F/cm^2$ |
| $C_{t\Delta x} = \frac{q^2}{kT} \frac{p_t n_t}{N_t} \Delta x$ | $F/cm^2$ |
| $G_{ni\Delta x} = \frac{q}{kT} J_n$                           | $S/cm^2$ |
| $G_{pi\Delta x} = \frac{q}{kT} J_p$                           | $S/cm^2$ |
| $\sigma_{n\Delta x} = \frac{q \mu_n n}{\Delta x}$             | $S/cm^2$ |
| $\sigma_{p\Delta x} = \frac{q \mu_p p}{\Delta x}$             | $S/cm^2$ |
| $G_{pt\Delta x} = \frac{q^2}{kT} c_p p n_t \Delta x$          | $S/cm^2$ |
| $G_{nt\Delta x} = \frac{q^2}{kT} c_n n p_t \Delta x$          | $S/cm^2$ |
| $G_{nti\Delta x} = \frac{q}{kT} J_n \frac{p_t}{N_t} \Delta x$ | $S/cm^2$ |
| $G_{pti\Delta x} = \frac{q}{kT} J_p \frac{n_t}{N_t} \Delta x$ | $S/cm^2$ |

Tableau IV-1 : Expressions des éléments d'une cellule unitaire

Cette représentation comprend quatre potentiels :  $\tilde{v}_{fn}$ ,  $\tilde{v}_{fp}$ ,  $\tilde{v}_{ft}$  désignant respectivement les potentiels de quasi niveaux de Fermi des électrons, des trous et des électrons piégés et  $\tilde{v}_i$  le niveau intrinsèque du potentiel électrostatique.

Il est possible de simplifier le modèle de circuit de la Figure IV-2 en éliminant le potentiel de quasi niveau de Fermi des électrons piégés  $V_{ft}$ , afin d'obtenir un modèle du circuit équivalent de ligne de transmission avec seulement trois potentiels [95], [96]. Cette transformation revient à reporter l'expression des électrons piégés, provenant de l'équation de continuité des pièges (IV-42), dans les trois autres équations fondamentales de transport, à savoir équations de Poisson (IV-39), de continuité des électrons (IV-40), et des trous (IV-41).



Cette simplification peut être utile pour la résolution des équations physiques [21], [23] car cela supprime une équation, mais n'influe pas sur la simulation de la ligne de transmission équivalente grâce à la puissance de calcul des simulateurs de circuits.

Nous proposons donc d'étendre au calcul physique du bruit dans un composant semi-conducteur la méthode de la ligne de transmission qui permet de représenter les équations de transport dans les semi-conducteurs.

### IV.3 Description des sources de bruit

#### IV.3.1 Sources de Langevin du bruit de diffusion

Les sources du bruit de diffusion sont dues aux fluctuations aléatoires de la vitesse des porteurs libres [53].

Pour un échantillon de longueur  $\Delta x$  et de surface transverse homogène  $A$ , les densités spectrales, blanches, de ces sources s'écrivent d'une façon générale [54]:

$$S_{\delta I, \delta I} = A^2 \cdot S_{\gamma_j} = A \frac{K_{\gamma_j}}{\Delta x} \quad (A^2/HZ) \quad \text{IV-45}$$

où  $K_{\gamma_j}$  désigne la source locale de bruit.

Les densités spectrales des sources de bruit de diffusion des électrons et des trous sont alors définies respectivement par :

$$S_{\delta I_n, \delta I_n} = A \frac{K_{\gamma_{jn}}}{\Delta x} \quad \text{IV-46}$$

$$S_{\delta I_p, \delta I_p} = A \frac{K_{\gamma_{jp}}}{\Delta x} \quad \text{IV-47}$$

Les sources de bruit de ces deux types de porteurs, ne sont pas corrélées entre elles [62], nous avons alors :

$$S_{\delta I_n, \delta I_p} = 0 \quad \text{IV-48}$$

Les sources locales de bruit correspondantes sont données par :

$$K_{\gamma_{jn}} = 4 q^2 n D_n \quad \text{IV-49}$$

$$K_{\gamma_{jp}} = 4 q^2 p D_p \quad \text{IV-50}$$

où  $n, p$ , sont les densités des électrons et des trous, et  $D_n, D_p$ , les constantes de diffusion correspondantes.

Dans la représentation de ligne de transmission équivalente, une source de bruit de diffusion est rajoutée dans chaque cellule unitaire de longueur  $\Delta x$ , pour chaque type de

porteurs  $n$  et  $p$ . Le schéma électrique équivalent avec ces sources de bruit est montré Figure IV-3.

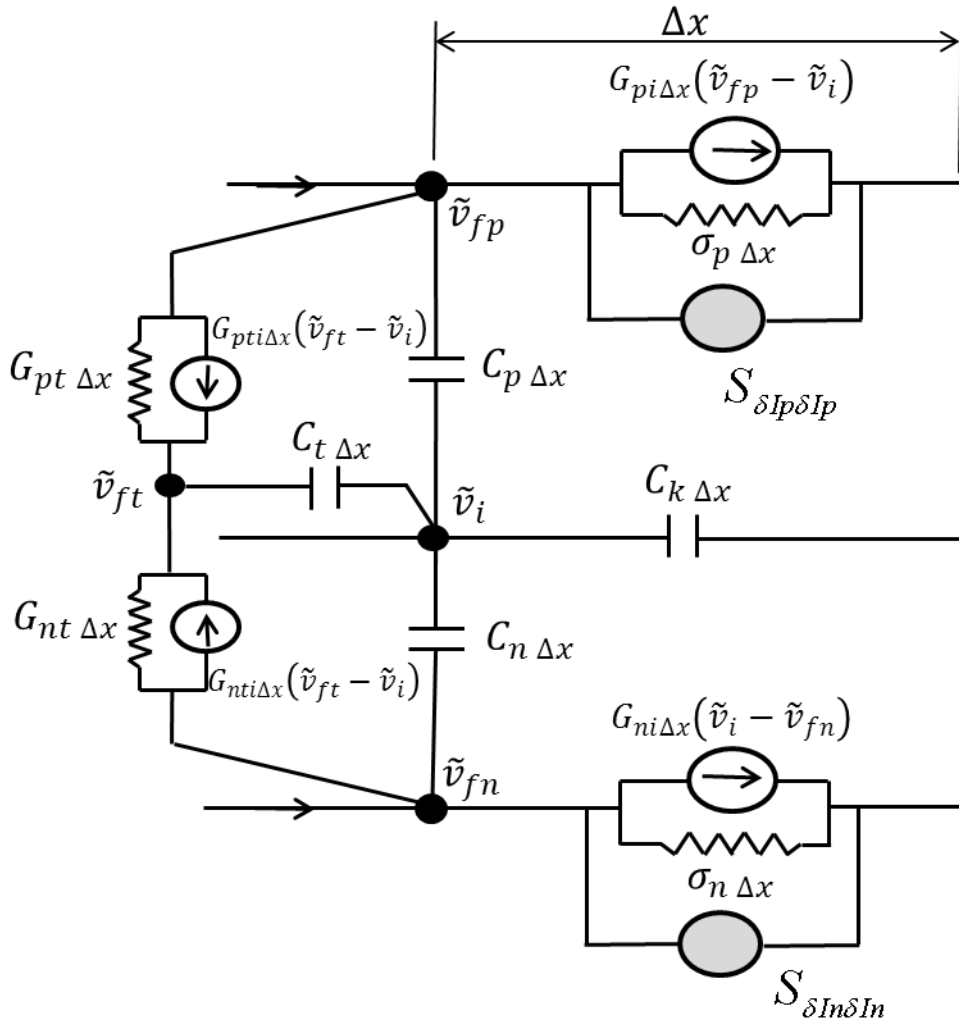


Figure IV-3 : représentation électrique d'une cellule unitaire de longueur  $\Delta x$  en présence des sources du courant de bruit de diffusion.

### IV.3.2 Sources de Langevin du bruit GR assisté par piège

Les sources de Langevin du bruit GR proviennent de la variation aléatoire du nombre de porteurs libres due à la capture aléatoire de ceux-ci par un piège [53].

Pour un échantillon de semi-conducteur de longueur  $\Delta x$ , de surface transverse homogène  $A$ , les densités spectrales des taux de piégeage sont blanches et s'écrivent [18], [23], [28] de façon générale :

$$S_{\gamma\gamma} = \frac{K_{\gamma\gamma}}{A \Delta x} \quad \text{IV-51}$$

où  $K_{\gamma\gamma}$  est la source locale du bruit GR et l'indice  $\gamma$ , représente le type de porteurs considéré  $n$  ou  $p$ .

Dans le cas du bruit GR, les sources de bruit des deux types de porteurs sont aussi non-corrélées entre elles. Nous pouvons donc simplifier la notation en écrivant  $S_\gamma$  et  $K_\gamma$  au lieu de  $S_{\gamma\gamma}$  et  $K_{\gamma\gamma}$  comme défini dans l'équation (IV-51). Ainsi, les densités spectrales des sources de courant de bruit GR pour les porteurs  $n$  et  $p$ , pour une cellule unitaire de longueur  $\Delta x$  et pour une section transverse homogène de surface  $A$ , sont données par :

$$S_{\delta I_{nGR}} = q^2 A \Delta x K_{\gamma_n} \quad \text{IV-52}$$

$$S_{\delta I_{pGR}} = q^2 A \Delta x K_{\gamma_p} \quad \text{IV-53}$$

$$S_{\delta I_{nGR}, \delta I_{pGR}} = 0 \quad \text{IV-54}$$

avec,

$$K_{\gamma_n} = 2 (R_{n0}(x) + G_{n0}(x)) \quad \text{IV-55}$$

$$K_{\gamma_p} = 2 (R_{p0}(x) + G_{p0}(x)) \quad \text{IV-56}$$

où,  $R_{n0}, G_{n0}, R_{p0}, G_{p0}$ , représentent respectivement, les taux de recombinaison et de génération des porteurs considérés au point de polarisation choisi. Leurs expressions (IV-19 à IV-22), peuvent être trouvées dans [23], [28], [60].

Comme nous l'avons souligné précédemment, la topologie électrique de la ligne de transmission équivalente proposée par Sah vérifie la loi de Kirchhoff. Afin de représenter rigoureusement le processus du bruit GR assisté par pièges dans une cellule, la représentation électrique des sources du bruit GR peut être réalisée avec deux sources de courant de bruit non-corrélées,  $\delta I_{nGR}$  et  $\delta I_{pGR}$  situées respectivement entre les nœuds  $\tilde{v}_{fp}$  (potentiel de quasi niveau de Fermi des trous),  $\tilde{v}_{ft}$  (potentiel de quasi niveau de Fermi des électrons piégés) et  $\tilde{v}_{ft}$ ,  $\tilde{v}_{fn}$  (potentiel de quasi niveau de Fermi des électrons).

Il faut noter que cette représentation du bruit GR assisté par piège avec deux sources du bruit a été proposée formellement seulement par Sah [68], sans aucune description ou explication des sources de bruit GR.

La Figure IV-4 est la représentation électrique distribuée des équations physiques de dérive diffusion d'une cellule unitaire de longueur  $\Delta x$  de semi-conducteur, en présence des sources de courant de bruit de diffusion et de bruit GR assisté par piège, pour une surface transverse  $A$ .

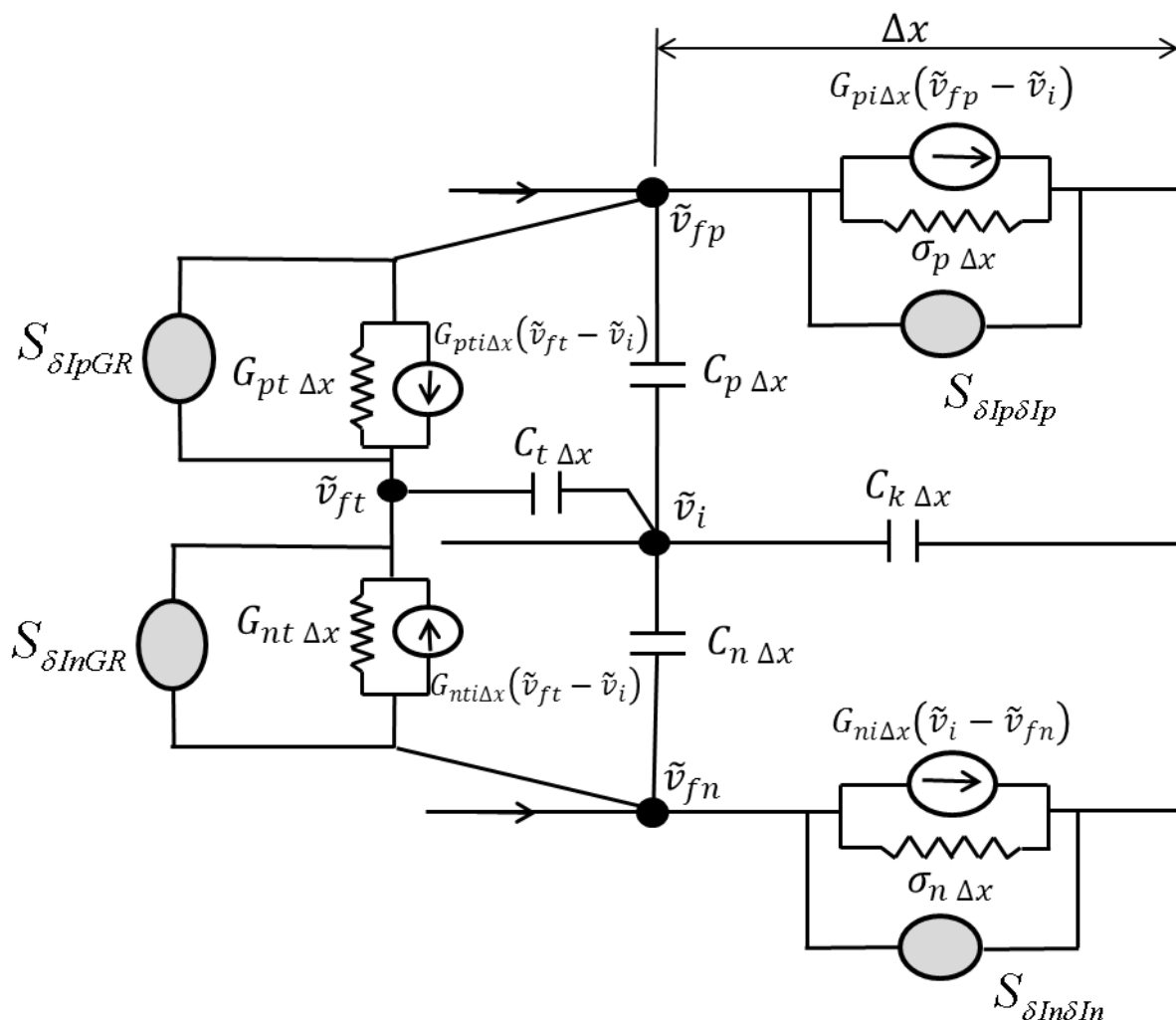


Figure IV-4 : représentation électrique d'une cellule unitaire de longueur  $\Delta x$  en présence des sources du courant de bruit de diffusion et de bruit GR assisté par piège.

## IV.4 Simulation de dispositifs semi-conducteurs

### IV.4.1 Implantation des sources de bruit dans un simulateur de circuit

Dans les simulateurs de circuits, les sources de bruit peuvent être décrites de deux manières :

- Soit, par l'implémentation directe des sources du bruit, exprimées par leurs densités spectrales. C'est le cas dans la plupart des simulateurs de circuits commerciaux.
- Soit, par des pseudo-sinusoides de bruit [91] lorsque le simulateur de circuit ne reconnaît pas la description des sources de bruit par leur densité spectrale. Cette méthode nécessite d'effectuer des simulations AC successives avec chacune des sources de bruit GR non corrélées aux autres. Dans le cas du bruit de diffusion, les sources du bruit de chaque cellule élémentaire, doivent être introduites dans le simulateur par paires, puisqu'elles sont totalement corrélées entre elles.

Nous rappellerons qu'une source de courant de bruit de densité spectrale  $S_I$  peut être décrite par une source pseudo-sinusoidale sous la forme :

$$\delta i(t) = \sqrt{2} \Re\{I_n e^{j\omega_n t}\} \quad \text{IV-57}$$

où,  $S_I = \langle |I_n|^2 \rangle$ , et  $\sqrt{\langle |I_n|^2 \rangle}$ , est la valeur quadratique moyenne du courant de bruit  $\delta i(t)$  centré à  $\omega_n$ , dans une bande de 1Hz.

#### **IV.4.2 Application de la ligne de transmission équivalente au calcul de bruit dans les composants semi-conducteurs**

Notre objectif est d'introduire la ligne de transmission équivalente précédente dans le logiciel de CAO ADS [97] et d'utiliser une simple analyse linéaire pour simuler le bruit stationnaire GR et de diffusion dans les composants semi-conducteurs.

Pour cela il est nécessaire de connaître les valeurs des densités de porteurs libres  $n(x)$  et  $p(x)$  au point de polarisation considéré. A cet effet, une simulation physique DC doit être effectuée avec un simulateur physique (TCAD) disponible dans le domaine public ou commercial tel que SENTAURUS (SYNOPSYS) [30] ou ATLAS (SILVACO) [29].

Cette simulation permet d'extraire à chaque nœud du maillage la valeur des densités des électrons  $n(x)$  et des trous  $p(x)$  ainsi que la probabilité d'occupation des pièges  $f_{t0}(x)$  au point de polarisation choisi. Ces valeurs sont transférées dans le simulateur de circuits linéaires dans lequel a été introduit le schéma de la Figure IV-4 dupliqué N fois, N étant le nombre des nœuds du maillage utilisé dans la simulation physique du composant semi-conducteur.

Pour simuler le bruit GR assisté par piège et le bruit de diffusion aux accès nous adopterons une représentation équivalente de la ligne formée de la mise en cascade de N quadripôles, dans laquelle chaque quadripôle représente une cellule de la ligne équivalente en petit signal incluant la dynamique des pièges et des sources de Langevin dont la topologie est exposée Figure IV-4. Ceci est explicité Figure IV-5:

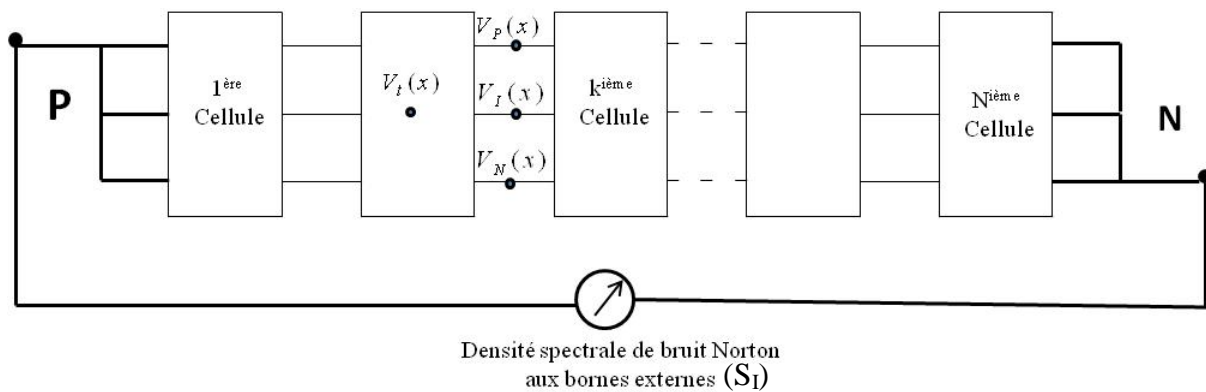


Figure IV-5 : Principe de représentation électrique distribuée des équations physiques d'un composant semi-conducteur

Il est important de souligner que l'on peut réduire le nombre de cellules électriques par rapport au nombre de cellules du maillage physiques en réalisant une intégration locale entre plusieurs mailles physiques [98], [37]. Aujourd'hui, les simulateurs commerciaux des circuits disponibles ADS (Agilent), Microwave Office (AWR), Serenade (Ansoft) peuvent effectuer une simulation très rapide des circuits linéaires possédant des dizaines de milliers d'éléments.

#### IV.4.3 Résultats de simulation

Pour valider notre méthode de simulation de bruit, nous avons comparé sur deux exemples les résultats obtenus par notre méthode avec les calculs analytiques correspondants publiés par d'autres auteurs.

L'étude du calcul analytique du bruit GR, effectuée par Gomila [40], sur un barreau homogène de semi-conducteur de type n, en faible et en forte injection sera comparé aux résultats issus de notre méthode de simulation.

Ensuite la simulation du bruit de diffusion et du bruit GR sera effectuée sur une jonction  $n^+n^+$  étudiée par Hou [39].

##### *IV.4.3.1 Bruit GR assisté par pièges dans un barreau homogène de semi-conducteur*

Comme premier exemple, considérons un barreau homogène de semi-conducteur avec la présence d'un niveau de pièges dans la bande interdite. Cette résistance homogène est réalisée avec un barreau semi-conducteur en silicium de section constante, homogène et dont on suppose la mobilité constante. Le barreau est limité par deux contacts ohmiques idéaux (électrodes) à ses extrémités. La longueur de la structure est de  $2 \mu\text{m}$ . La surface choisie est 1

$\mu\text{m}^2$ . Dans cet exemple les mobilités des électrons et des trous sont indépendantes du champ électrique.

La structure à une dimension est représentée sur la figure suivante :

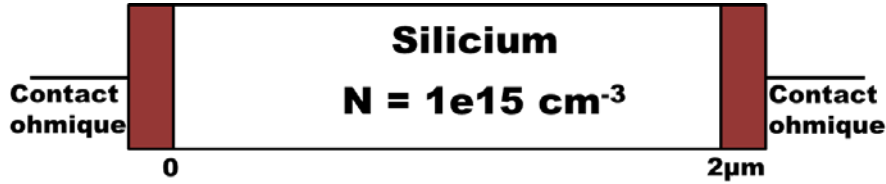


Figure IV-6 : Structure unidimensionnelle de la résistance N d'une longueur totale de  $2\mu\text{m}$

Les données utilisées pour le calcul analytique et la simulation de ce barreau homogène sont données dans le tableau ci-dessous.

| VARIABLES   | UNITES                     | VALEURS              | GRANDEUR                   |
|-------------|----------------------------|----------------------|----------------------------|
| $\epsilon$  | -                          | 11.4                 | Permittivité               |
| $N_c$       | $\text{cm}^{-3}$           | $2.82 \cdot 10^{19}$ | Densité d'état d'électrons |
| $N_v$       | $\text{cm}^{-3}$           | $1.83 \cdot 10^{19}$ | Densité d'état des trous   |
| $\chi$      | eV                         | 4                    | Affinité                   |
| $E_g$       | eV                         | 1.12                 | Bande interdite            |
| $\tau_{p0}$ | s                          | $5 \cdot 10^{-7}$    | Durée de vie des trous     |
| $\tau_{n0}$ | s                          | $5 \cdot 10^{-7}$    | Durée de vie des électrons |
| $\mu_{n0}$  | $\text{cm}^2/(\text{V s})$ | 1400                 | Mobilité $n$               |
| $\mu_{p0}$  | $\text{cm}^2/(\text{V s})$ | 450                  | Mobilité $p$               |

Tableau IV-2 : Paramètres physiques utilisés dans la simulation physique du barreau homogène

On ajoute à ce barreau dopé  $N_d$ , un niveau de pièges  $E_t$  sur toute sa longueur. Ce niveau de piège est un niveau donneur d'énergie  $E_{td}$ , et de densité de pièges  $N_t \ll \frac{1}{10} N_d$  dont on connaît aussi la section efficace.

On trouvera dans le tableau suivant, les valeurs des paramètres du modèle utilisé pour les pièges.

| VARIABLES   | UNITES           | VALEURS           | GRANDEUR                         |
|-------------|------------------|-------------------|----------------------------------|
| Type        | -                | Donneurs          |                                  |
| $N_T$       | $\text{cm}^{-3}$ | $1.10^{12}$       | Densité des pièges               |
| $E_C - E_T$ | eV               | 0.265             | Energie d'activation             |
| $\sigma_n$  | $\text{cm}^2$    | $4.3668.10^{-16}$ | Section de capture des électrons |
| $\sigma_p$  | $\text{cm}^2$    | $1.10^{-30}$      | Section de capture des trous     |
| $v_{thn}$   | cm/s             | $2.29.10^7$       | Vitesse thermique des électrons  |
| $v_{thp}$   | cm/s             | $1.91.10^7$       | Vitesse thermique des trous      |

Tableau IV-3 : Caractéristiques des pièges utilisés dans la simulation physique du barreau homogène

En premier lieu, une simulation physique a été effectuée avec le simulateur SENTAURUS afin de récupérer les données physiques  $n(x)$ ,  $p(x)$ ,  $f_{t0}(x)$ ,  $J_n(x)$ ,  $J_p(x)$ ,  $\Delta x$ ,  $\mu_n(x)$ ,  $\mu_p(x)$ . Cette simulation physique a été réalisée en prenant 33 mailles. Dans notre simulation circuit, nous avons donc mis en cascade 33 quadripôles correspondant aux nombres de mailles utilisées dans le simulateur physique.

Dans notre cas, le champ électrique est constant (Figure IV-7). Il a été obtenu par une simulation physique sur SENTAURUS, et d'après l'équation de Poisson, le nombre de porteurs libres est égal au dopage.

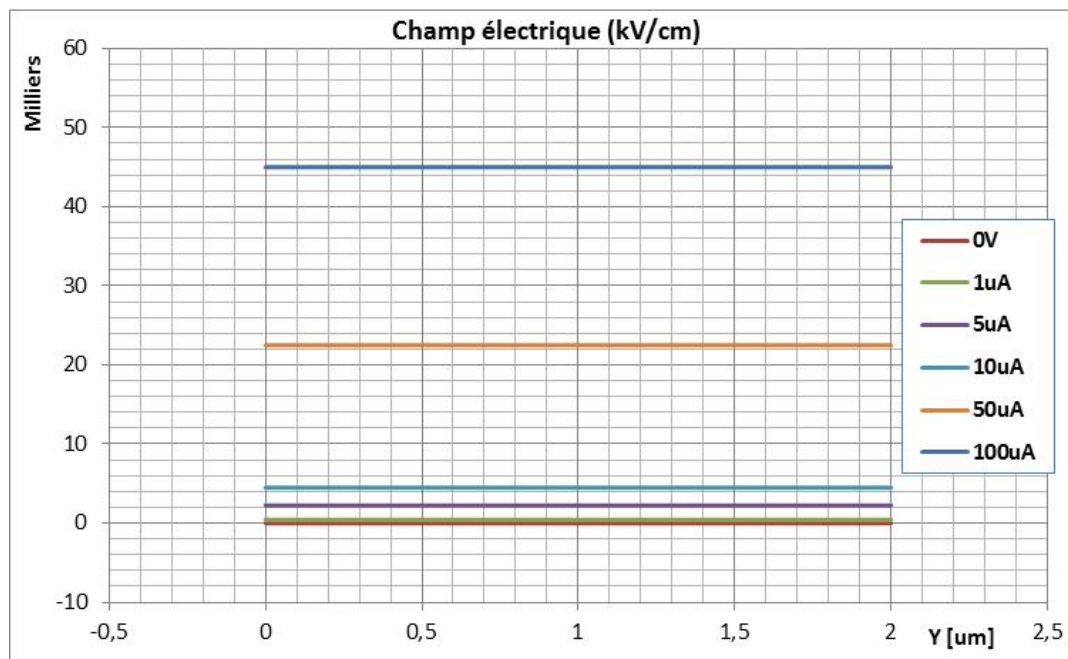


Figure IV-7 : Forme du champ électrique interne le long de la structure, pour 6 valeurs de courants appliqués.



Ainsi le courant traversant la structure de longueur  $L$ , de surface transverse  $A$ , soumise à une tension  $V$  est donné ci-dessous :

$$I = A q n_0 \mu_n E = A q n_0 \mu_n \frac{V}{L} \quad \text{IV-58}$$

Par ailleurs en régime ohmique (résistance) :  $\text{div } J_n = 0$

La Figure IV-8 montre la caractéristique  $I(V)$  bien connue dans un barreau homogène simulée avec SENTAURUS, montrant ainsi la région ohmique de pente  $g_o = I/R_o$ .

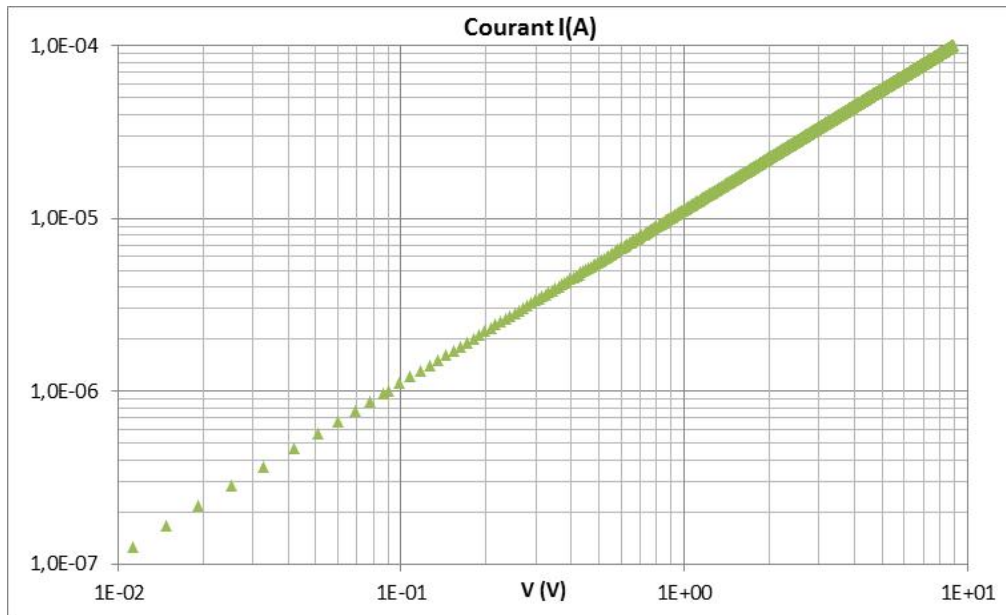


Figure IV-8: Simulation physique de la caractéristique  $I(V)$  du barreau homogène.

La simulation indique un régime ohmique sans charge d'espace avec un champ électrique constant.

La simulation déterministe réalisée avec une analyse en régime linéaire sur ADS et le calcul analytique des caractéristiques électriques du composant donnent des résultats parfaitement identiques comme indiqués Tableau IV-4.

| Grandeur électrique     | Calcul analytique   | Simulation sur ADS |
|-------------------------|---|--------------------|
| Resistance [ $\Omega$ ] | $R = \frac{L}{q N_d \mu_n S} = 89163$                       | R=89163            |
| Conductance [S]         | $G \cong \frac{1}{R} = 1.1215 \cdot 10^{-5}$                | G=1.1215 $10^{-5}$ |
| Capacité [F]            | $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{L} = 5.05 \cdot 10^{-17}$ | C=5.05 $10^{-17}$  |

Tableau IV-4 : Caractéristiques électriques calculées et simulées dans le barreau homogène

Pour assurer la neutralité de charge dans une telle structure, la densité des porteurs  $n(x)$  reste constante tout le long de la structure et quelle que soit la tension appliquée.

Puisqu'il s'agit d'un barreau semi-conducteur homogène, en régime linéaire, dopé  $N_d$  avec un niveau de piège  $E_t$  donneur, on peut, dans un calcul analytique négliger les trous et calculer analytiquement le bruit GR.

La simulation du bruit de génération-recombinaison de ce barreau homogène avec piège à l'aide d'une modélisation électrique « petit signal » est effectuée sur ADS et comparée avec l'expression de la densité spectrale de courant de court-circuit du bruit GR, donnée par :

$$S_{\Delta I} = 4 \frac{q \cdot I_0}{\tau_1 \cdot t_n} \frac{\tau_t^2}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2} \quad \text{IV-59}$$

Le calcul de l'expression (IV-59), basé sur les travaux de Hou [39] et Dreidonks [15], est détaillé dans l'annexe.

La fréquence de coupure s'exprime comme :

$$\frac{1}{2\pi \cdot \tau_t} = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_e} + \frac{1}{2\pi \cdot \tau_c} \cong 10 \text{ MHz} \quad \text{IV-60}$$

Les constantes de temps d'émission  $\tau_e$  et de capture  $\tau_c$  s'écrivent :

$$\frac{1}{\tau_e} = c_n \cdot n_1 \quad ; \quad \frac{1}{\tau_c} = c_n \cdot n_0 \quad \text{IV-61}$$

Le taux de capture d'un électron par un piège est donné par :

$$c_n = \sigma_n \cdot v_{thn} \quad \text{IV-62}$$

où  $\sigma_n$  est la section efficace de capture, et  $v_{thn}$  la vitesse thermique des électrons.

La Figure IV-9 montre la comparaison de nos résultats de simulation en régime linéaire avec ADS, de la densité spectrale du courant de court-circuit  $S_I$  du bruit GR assisté par pièges, avec celles calculées analytiquement. La droite correspond au calcul analytique approché publié dans [15]. Les résultats obtenus dans les références [40], [28], [41], montrent par une analyse approfondie que, bien que la mobilité des porteurs soit ici constante, la diffusion de la perturbation aléatoire des porteurs le long du barreau est responsable de la saturation du bruit GR. Nous observons une très bonne cohérence entre les résultats obtenus à l'aide d'une modélisation électrique petit signal et ceux obtenus dans [40] par la méthode analytique rigoureuse. En effet, les deux courbes se superposent.

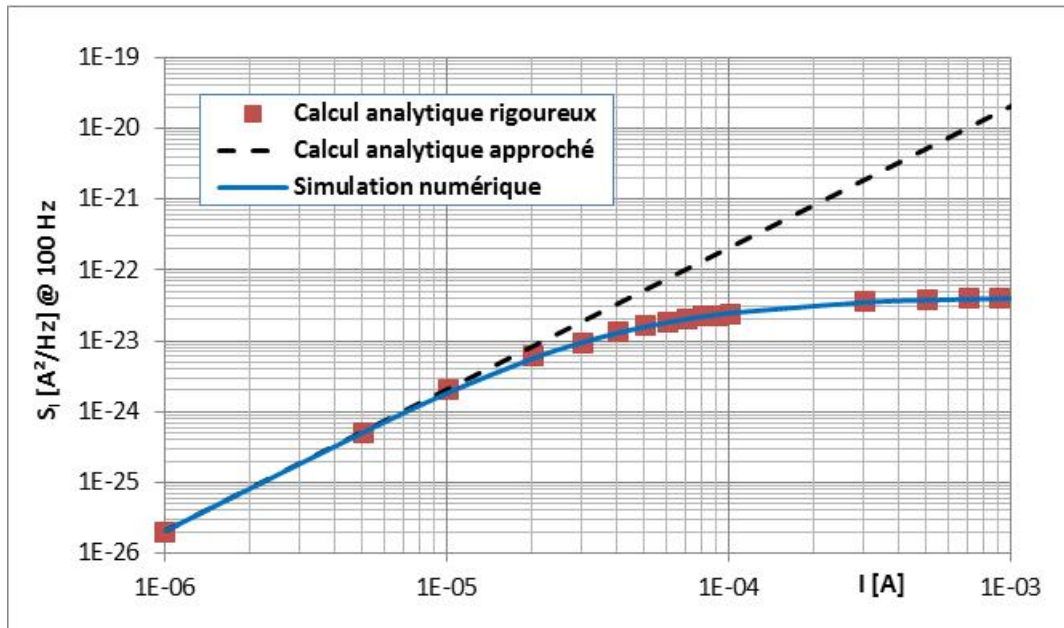


Figure IV-9 : Comparaison des résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec ceux obtenus analytiquement de façon approchée et rigoureuse.

Le but principal de cette simulation numérique sur ce dispositif qui est le plus simple qu'on puisse imaginer sur le plan théorique, est de démontrer la saturation de la densité spectrale du courant de court-circuit  $S_I$ , du bruit GR assisté par piège à fort courant pour une longueur donnée d'un barreau homogène de semi-conducteur, et une mobilité constante, indépendante du champ électrique. Ceci démontre que la ligne de transmission équivalente est un excellent candidat pour vérifier une telle propagation le long de la structure.

La Figure IV-10 montre les résultats de simulation de la densité spectrale du courant de court-circuit  $S_I$ , du bruit GR assisté par piège, avec la ligne de transmission équivalente, en fonction de la fréquence pour cinq valeurs du courant appliqué. La fréquence de coupure correspond à celle calculée par l'expression IV-60.

La Figure IV-11 montre la densité spectrale en courant ramenée à l'accès du barreau, à une fréquence donnée (100 Hz), pour chaque cellule de la structure, représentée par chaque point de la courbe.

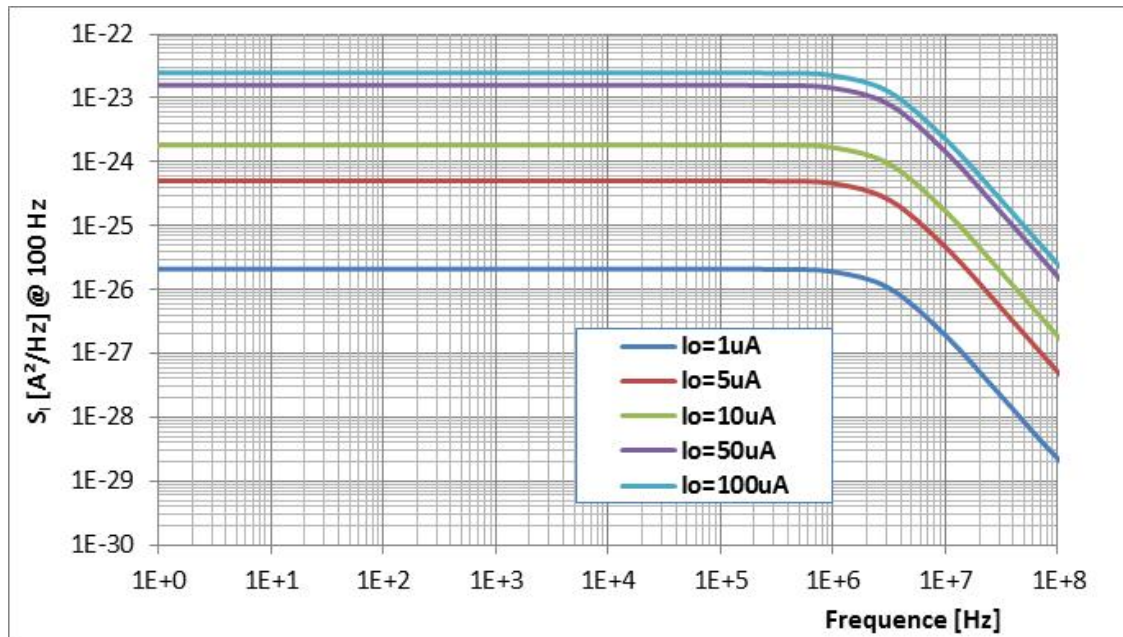


Figure IV-10 : Résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec notre méthode en fonction de la fréquence pour les courants de 1, 5, 10, 50, 100  $\mu\text{A}$ .

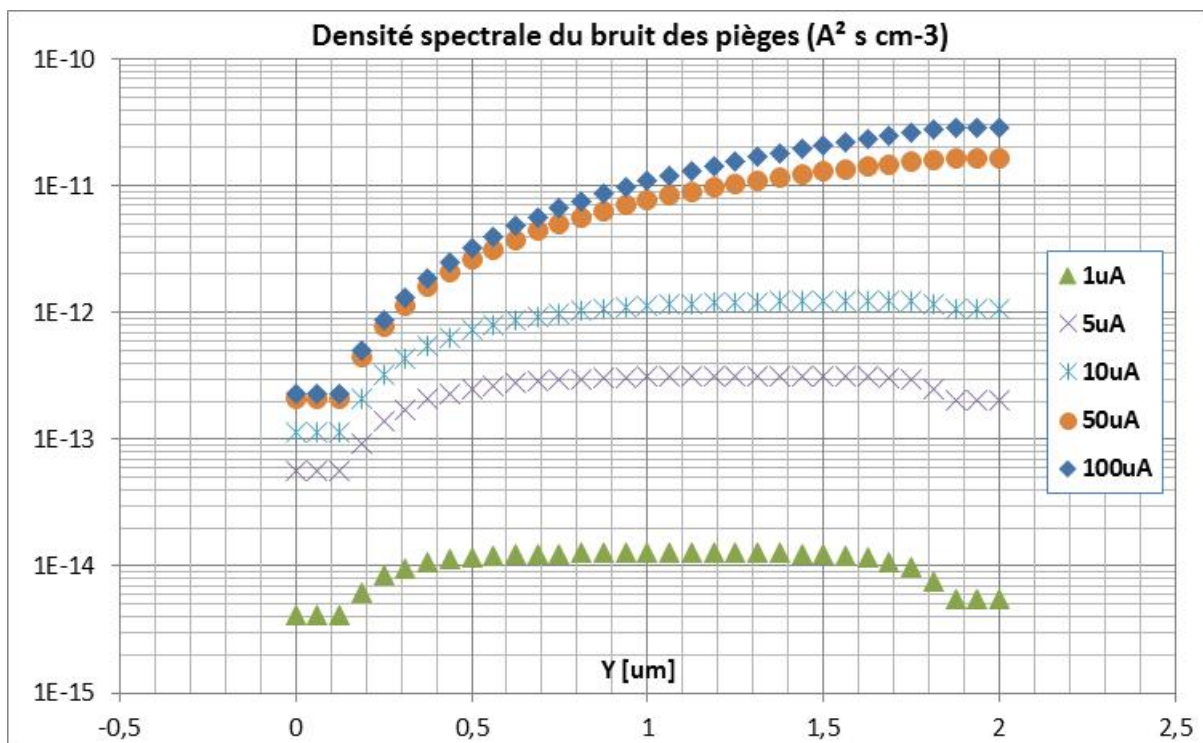


Figure IV-11 : résultats de simulation du bruit GR assisté par piège avec notre méthode pour les courants de 1, 5, 10, 50, 100  $\mu\text{A}$  à chaque cellule tout le long de la structure à 100 Hz.

À partir de ces résultats obtenus dans un barreau homogène en présence des pièges, on peut conclure que la simulation du bruit GR assisté aux pièges, avec le modèle de circuit de ligne de transmission équivalente, donne des résultats rigoureux.

### IV.4.3.2 Bruit de diffusion dans une homojonction

$n^+nn^+$

La structure de base utilisée pour la validation de notre méthode sur des jonctions est constituée de deux homojonctions abruptes.

Cette structure est constituée d'un barreau homogène de type n, entourée de deux zones de type n+ fortement dopée de densité  $N_d=1e18cm^{-3}$ , limité par deux contacts ohmiques idéaux (électrodes) à ses extrémités.

Les caractéristiques physiques (Tableau IV-2) et celles des pièges (Tableau IV-3) sont identiques à celles utilisées précédemment.

La structure à une dimension est représentée sur la figure suivante :

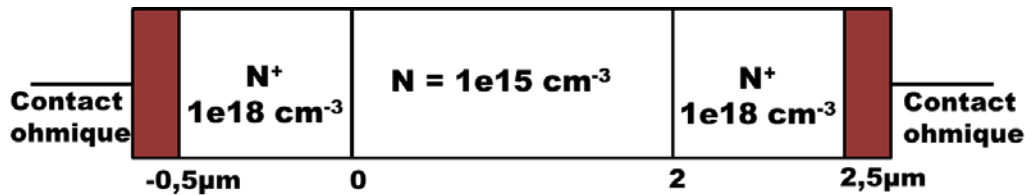


Figure IV-12 : Structure unidimensionnelle du composant  $n^+nn^+$

Pour cette simulation et comme il s'agit du silicium, nous avons utilisé la variation de la mobilité en fonction du champ électrique décrite par le modèle de Canali [66] pour les deux types des porteurs libres  $n$  et  $p$  :

$$\mu(E) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_{sat}}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad \text{IV-63}$$

où  $E$  est le champ d'entraînement,  $\mu_0$  et  $v_{sat}$  sont respectivement la mobilité à champ électrique faible et la vitesse de saturation ;  $\beta$  est le coefficient de l'exposant.

Le Tableau IV-5 indique les paramètres utilisés pour le modèle de Canali :

| VARIABLES             | UNITES | VALEURS |
|-----------------------|--------|---------|
| $v_{sat(n,p)}$        | $cm/s$ | $10^7$  |
| $\beta_n$ (électrons) | -      | 2       |
| $\beta_p$ (trous)     | -      | 1       |

Tableau IV-5 : Paramètres utilisés pour le modèle de Canali

L'allure de la courbe  $\mu(E)$  à  $T=300$  K est donnée Figure IV-13 :

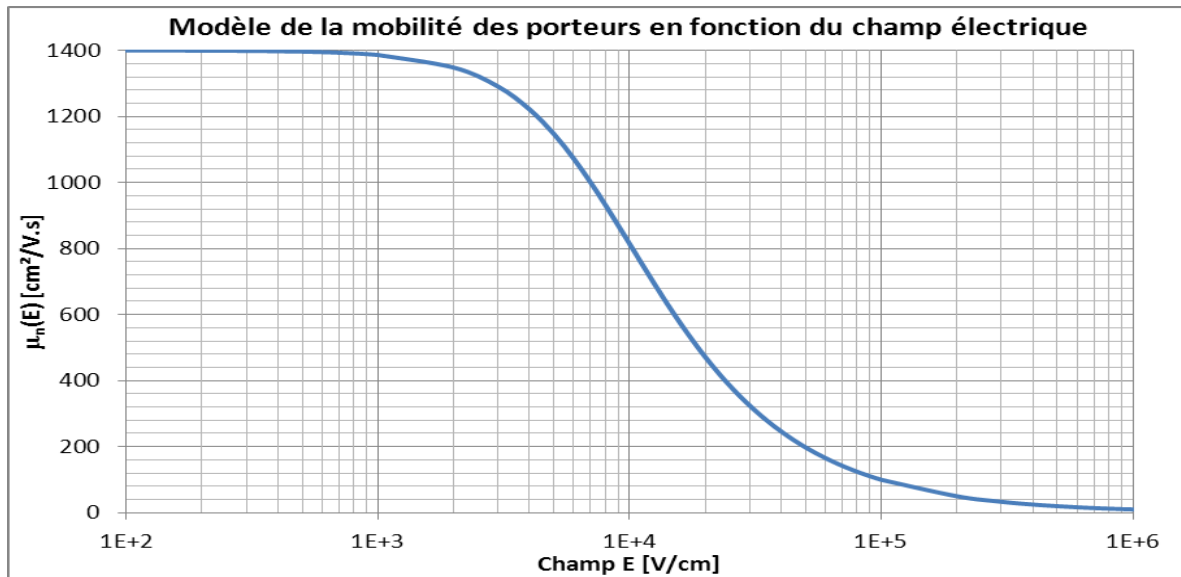


Figure IV-13 : Variation de la mobilité avec le champ électrique pour du silicium de type n

Nous procédons de la même manière que précédemment en ramenant les résultats déterministes  $n(x)$ ,  $p(x)$ ,  $f_{t0}(x)$ ,  $J_n(x)$ ,  $J_p(x)$ ,  $\Delta x$ ,  $\mu_n(x)$ ,  $\mu_p(x)$ , obtenus lors de la simulation physique avec le simulateur SENTAURUS. Ces résultats sont donc transférés par l'intermédiaire d'un DAC (Data Access Component) au simulateur circuit pour chaque point de polarisation. Cette simulation physique a été réalisée en prenant 55 mailles. Dans notre simulation circuit, nous avons donc mis en cascade 55 quadripôles.

La Figure IV-14 présente la caractéristique I(V) du composant  $n^+nn^+$  obtenue avec le simulateur SENTAURUS.

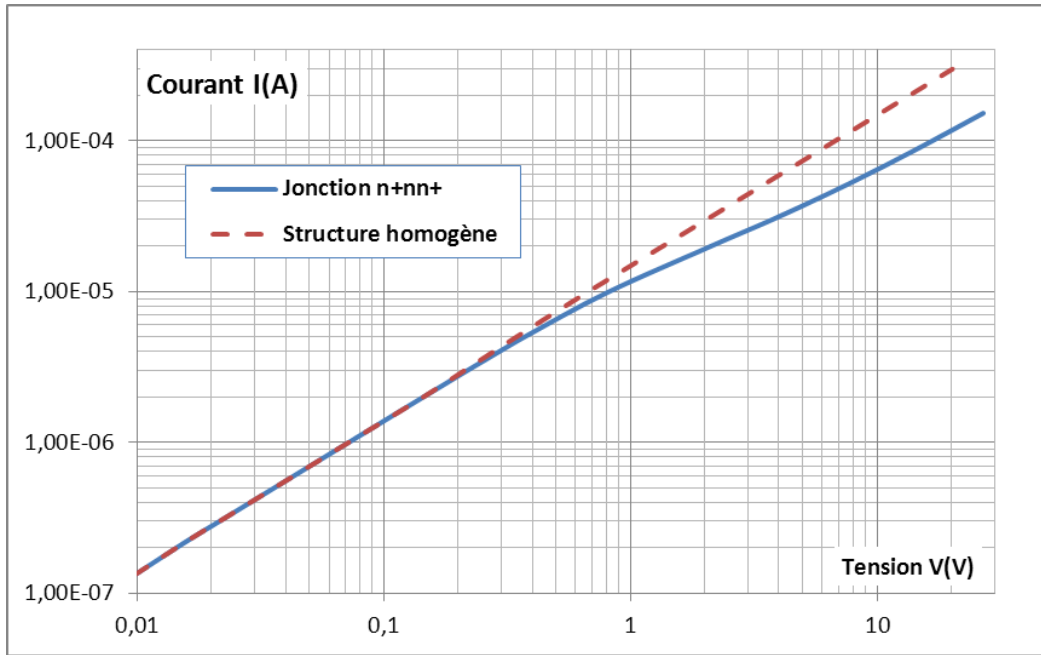


Figure IV-14 : Caractéristique I(V) du composant n<sup>+</sup>nn<sup>+</sup>

La simulation indique que la structure n'est plus en régime ohmique à partir d'une tension DC de 0.1V ce qui correspond à un courant de 1.2μA, indiquant un régime de forte injection. Ceci corrobore bien le tracé de la conductance dynamique en fonction du courant de polarisation représenté dans la Figure IV-15:

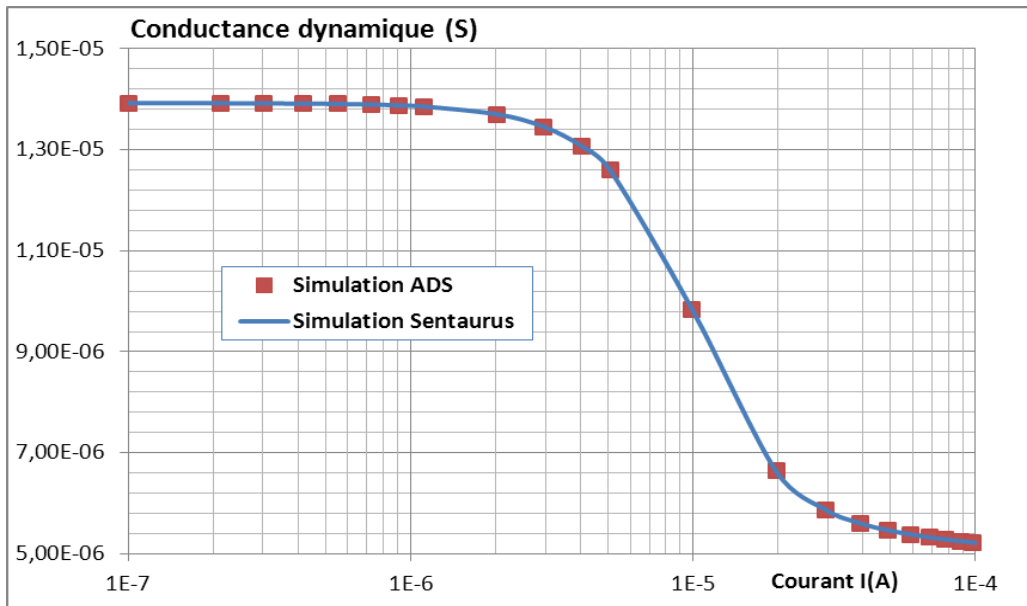


Figure IV-15 : Résultat de la conductance dynamique en fonction du courant de polarisation.

Ces résultats permettent de mettre en évidence les rôles respectifs de la saturation de la vitesse des porteurs et de la charge d'espace. L'allure de la courbe  $v(E)$  à  $T=300^{\circ}\text{K}$  est donnée (Figure IV-16)

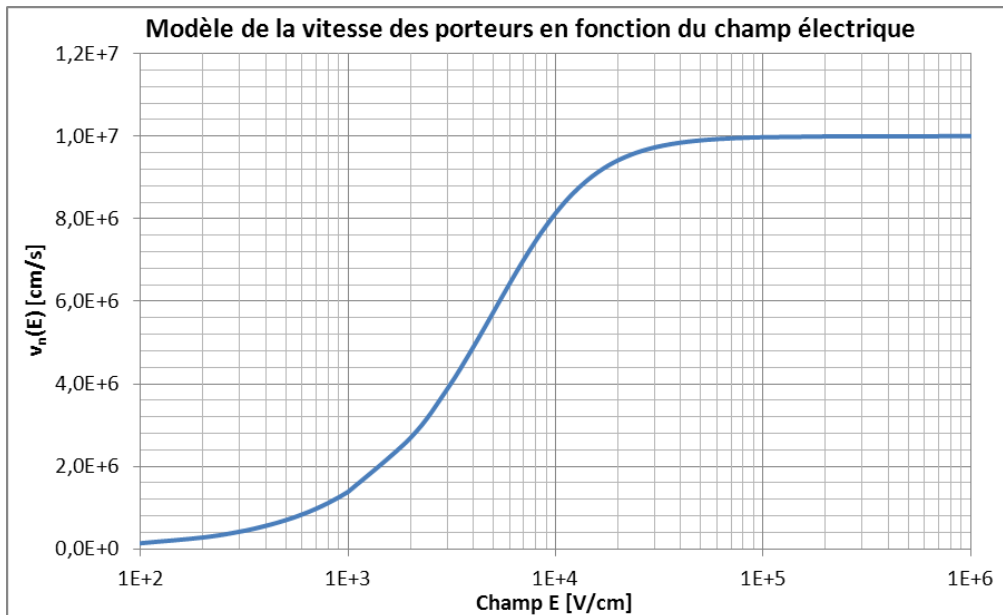


Figure IV-16 : Variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour du silicium de type n

Avant d'analyser le comportement en bruit du composant  $n^+nn^+$ , nous présenterons dans un premier temps les caractéristiques statiques issues de SENTAURUS présentés figures IV-17, IV-18, IV-19, IV-20.

La Figure IV-17 représente les profils des champs électriques du composant  $n^+nn^+$  tout le long de la structure pour différents courants de polarisation. Les pics présents au niveau des jonctions sont liés à la zone de charge d'espace au voisinage des jonctions abruptes.

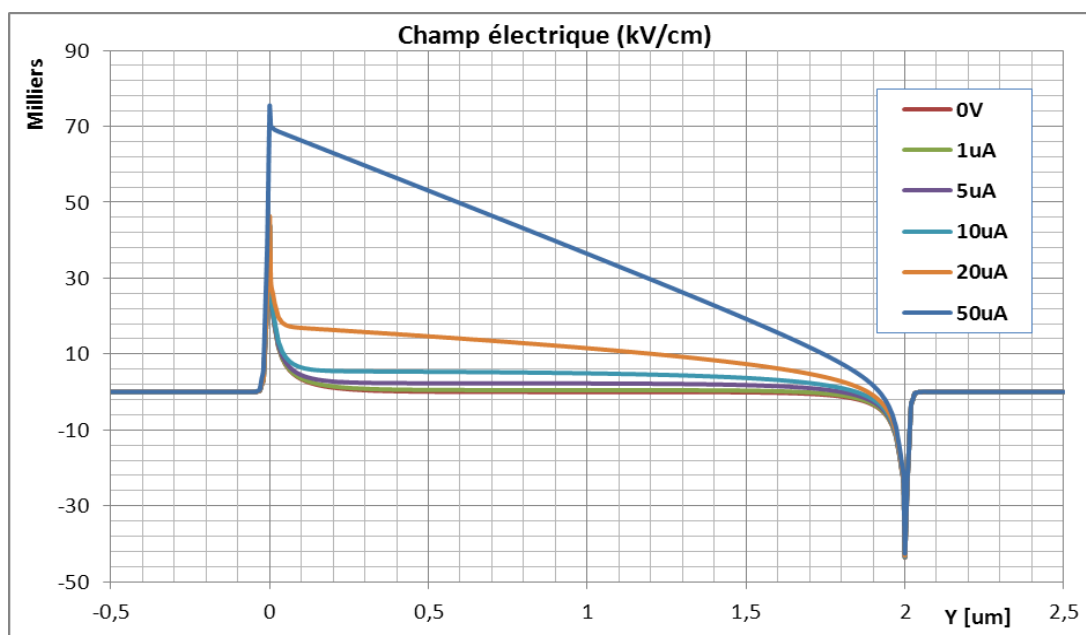


Figure IV-17 : Profils des champs électriques dans le composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection



La variation de la mobilité dépendant du champ électrique tout le long de la structure est représentée dans la Figure IV-18 pour les mêmes points de polarisation.

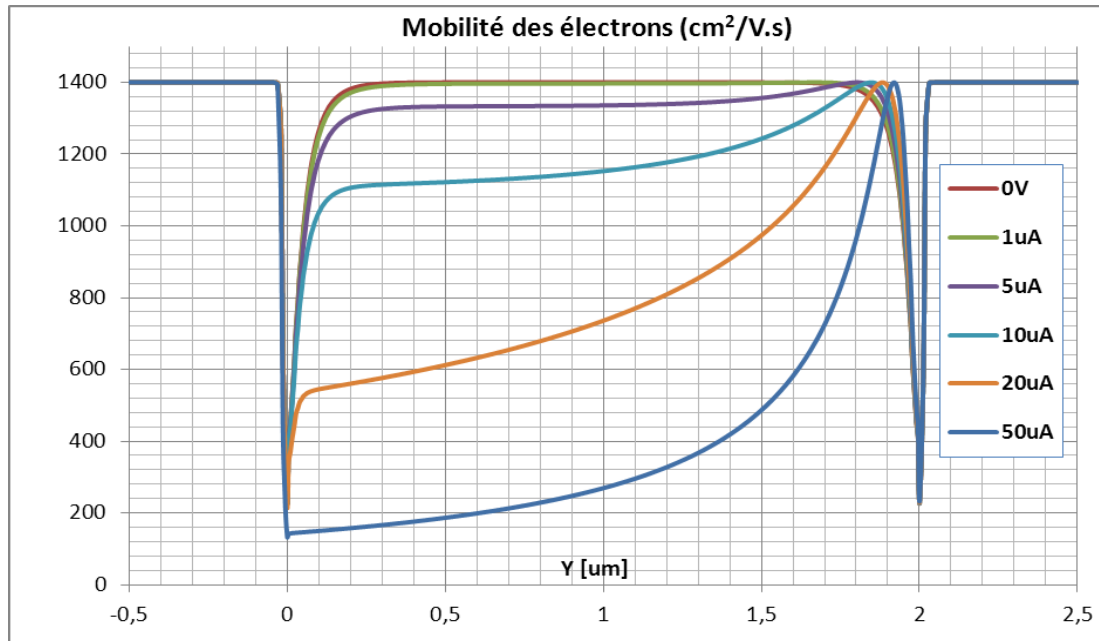


Figure IV-18 : Variation de la mobilité des électrons sous l'effet du champ électrique dans le composant n<sup>+</sup>nn<sup>+</sup> pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection

La densité des électrons (Figure IV-19) dans un tel composant doit suivre les phénomènes de dérive-diffusion basés dans ce cas sur un calcul de la mobilité dépendant du champ électrique et du phénomène de diffusion des porteurs. Ceci se traduit par une variation de la densité des porteurs entre les deux régions ayant des dopages différents afin d'équilibrer les quasi-niveaux de Fermi et assurer ainsi la continuité du courant.

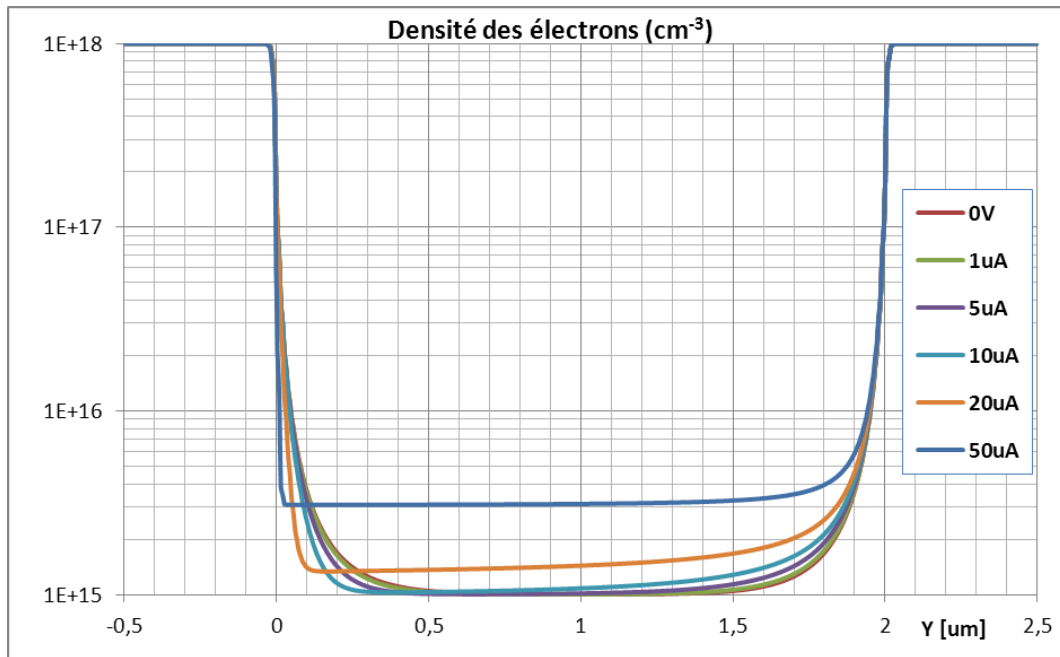


Figure IV-19 : Densité des électrons dans le composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de polarisations de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection

La variation du potentiel électrostatique tout le long de la structure est représentée dans la Figure IV-20 pour les différents points de polarisation.

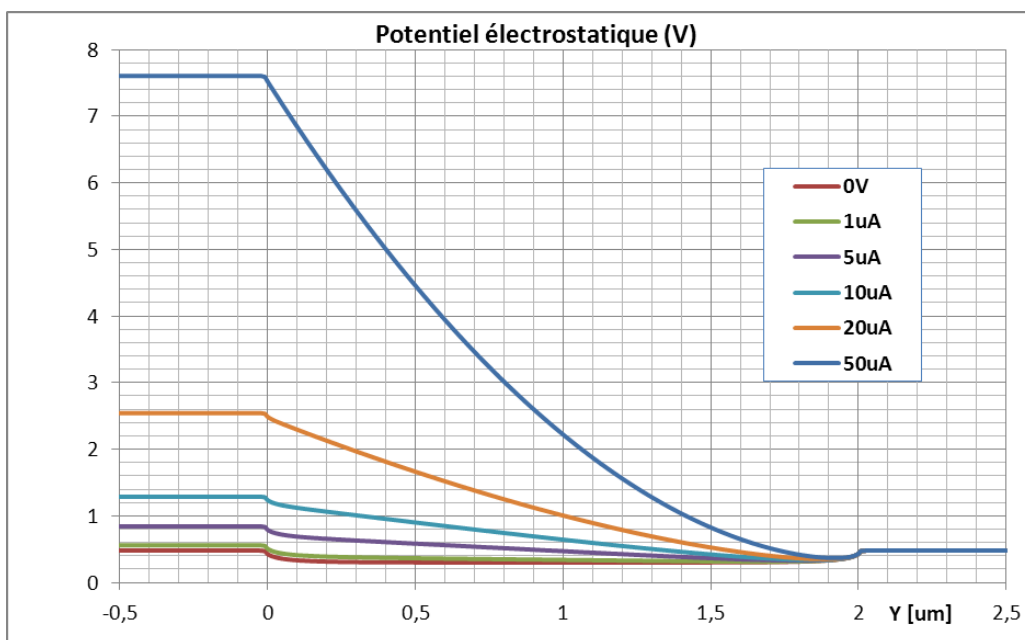


Figure IV-20 : Potentiel électrostatique dans le composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de l'équilibre thermodynamique jusqu'à forte injection

Par application de la méthode du modèle de la ligne de transmission équivalente décrite précédemment la simulation du bruit de diffusion et du bruit GR assisté par piège dans ce composant peut être entreprise à l'aide du simulateur circuit ADS.

La Figure IV-21 montre la comparaison des résultats de simulation de la densité spectrale du courant de court-circuit  $S_I$ , du bruit de diffusion et du bruit GR assisté par pièges, obtenues avec notre méthode, à celles obtenues par d'autres auteurs en utilisant la méthode de résolution des équations de transport [39].

La comparaison des résultats montre une excellente concordance entre les deux méthodes complètement différentes.

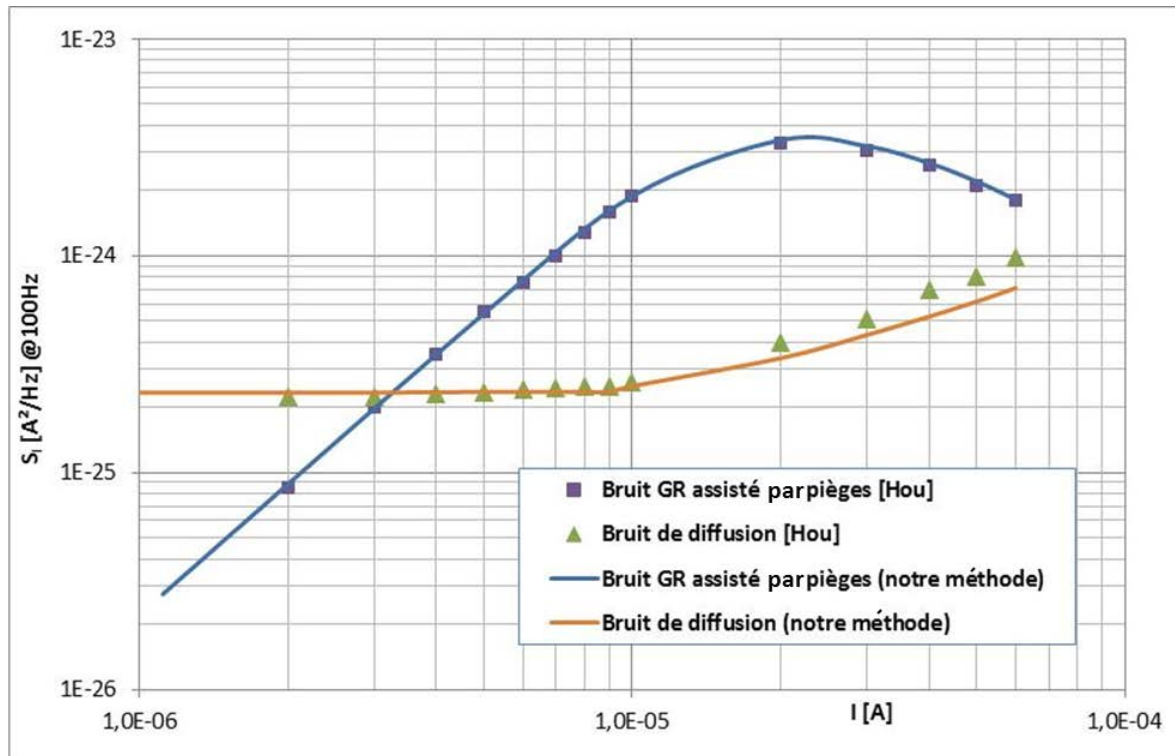


Figure IV-21 : Résultats de simulation du bruit de diffusion et du bruit GR assisté par piège du composant  $n^+nn^+$

Les valeurs de la densité spectrale du bruit de diffusion sont constantes quel que soit la fréquence dans notre bande d'analyse. Les valeurs de la densité spectrale en courant de bruit de diffusion ramené à l'accès du composant, à une fréquence donnée (100 Hz), provenant de chaque cellule de la structure, représentées par chaque point de la courbe, sont montrées dans la Figure IV-22:

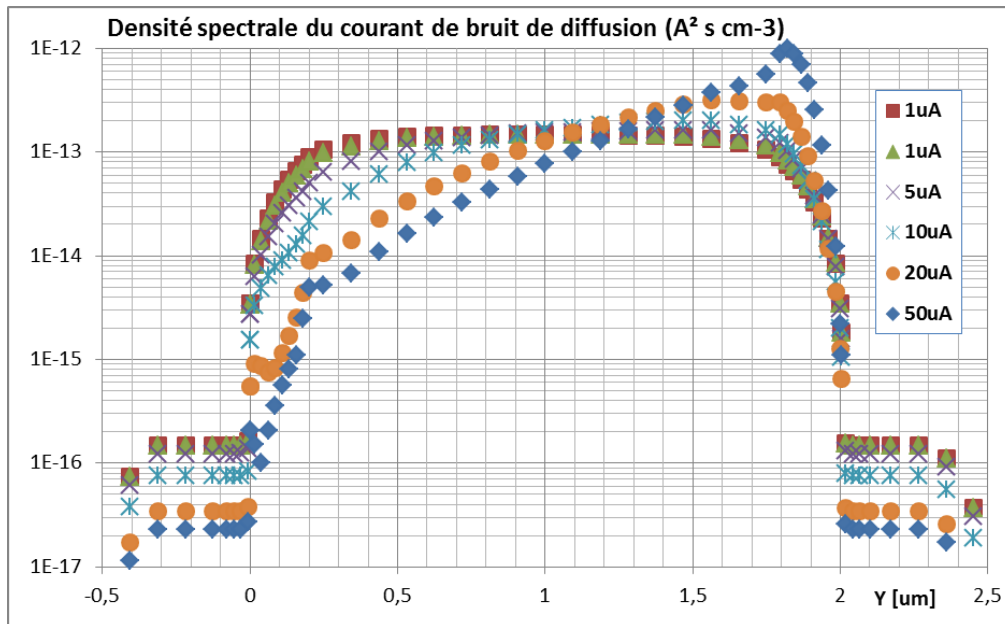


Figure IV-22 : Densité spectrale du courant de bruit de diffusion du composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de polarisations de 0V jusqu'à forte injection ( $V=7.3V$  ;  $I=50\mu A$ )

Les valeurs de la densité spectrale en courant du bruit GR assisté par piège ramené à l'accès du composant, à une fréquence donnée (100 Hz), provenant de chaque cellule de la structure, représentées par chaque point de la courbe, sont montrées dans la Figure IV-23:

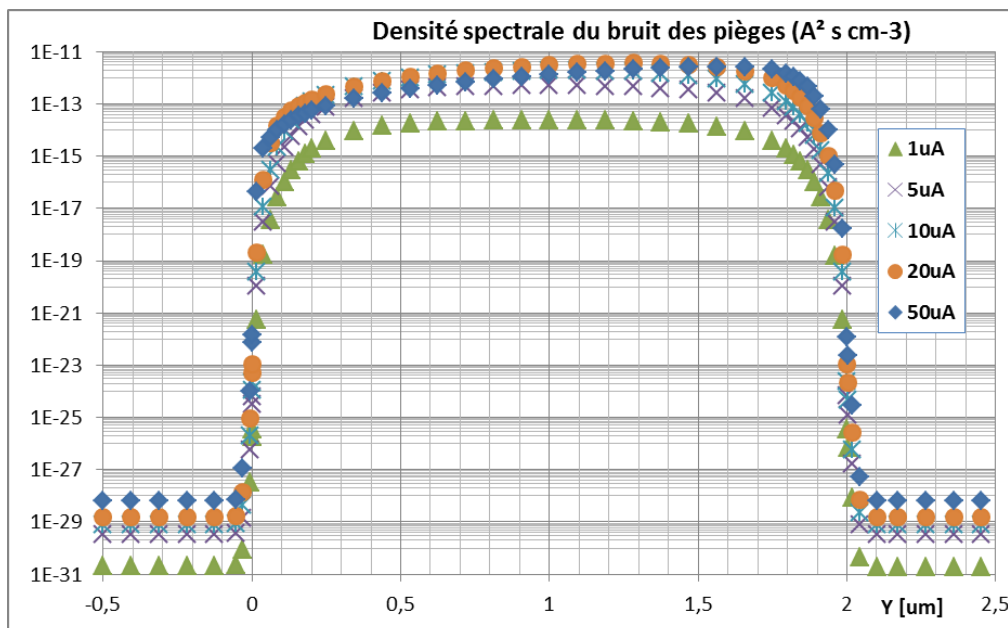


Figure IV-23 : Densité spectrale du courant de bruit GR assisté par piège du composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de polarisations de bas niveau jusqu'à forte injection ( $V=7.3V$  ;  $I=50\mu A$ )

Enfin la Figure IV-24 montre les résultats de simulation de la densité spectrale du courant de court-circuit  $S_I$ , du bruit GR assisté par piège, issu d'une modélisation électrique petit signal, en fonction de la fréquence, pour plusieurs valeurs du courant appliqué.

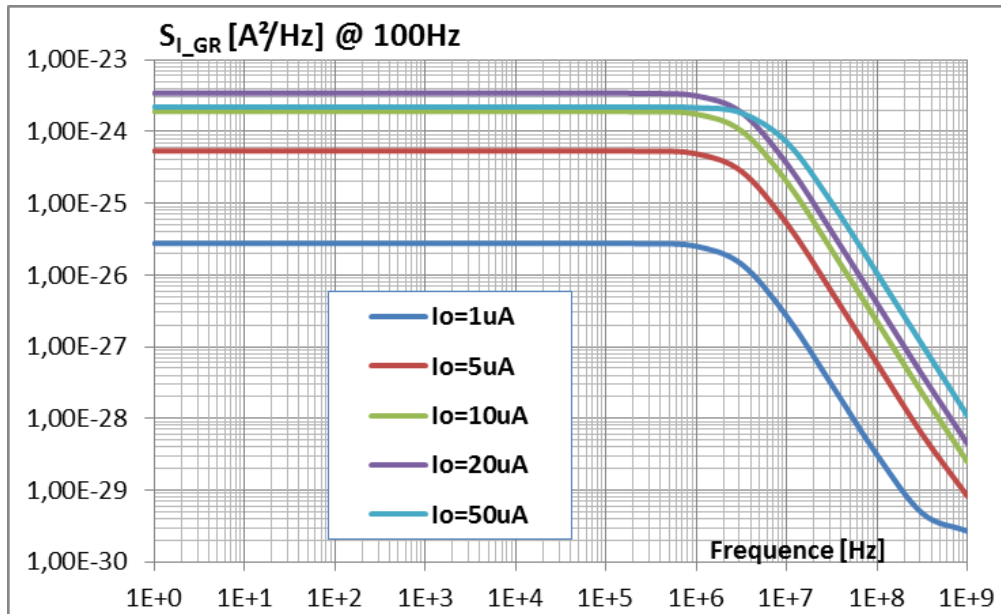


Figure IV-24 : Résultats de simulation du bruit GR assisté par piège du composant  $n^+nn^+$  pour plusieurs points de polarisations de bas niveau jusqu'à forte injection

A partir de ces résultats obtenus dans le composant  $n^+nn^+$  en présence des pièges, on peut conclure que la simulation du bruit GR assisté par pièges, avec le modèle de la ligne de transmission équivalente, donnent des résultats parfaitement identiques à ceux obtenus analytiquement et rapportés par d'autres auteurs.

## IV.5 Conclusion

Nous proposons d'appliquer au calcul du bruit dans les composants semi-conducteurs la méthode des sources de bruit de Langevin associée à la ligne de transmission équivalente initialement développée par Linvill [94], puis améliorée successivement par Sah [32], Kwok [96] et Luryi [37].

Cette méthode nous semble particulièrement intéressante pour l'étude physique du bruit de génération-recombinaison dû aux pièges dans un composant.

Le calcul du bruit en régime stationnaire sera réalisé par cette méthode sur un simulateur de circuits linéaires, après une analyse DC effectuée sur un simulateur physique tel que ceux de SILVACO ou de SYNOPSIS.

Une des caractéristiques importantes de cette méthode est l'intégration d'un simulateur physique des composants et d'un simulateur de circuits électriques dans un seul environnement de simulation. Cette approche est facile à réaliser maintenant grâce aux simulateurs de circuits en constante évolution.

La mise en œuvre de cette méthode reste généralement simple. Elle fournit des résultats précis et offre une analyse approfondie sur la description et la compréhension de la génération du bruit dans les composants semi-conducteurs.

En outre, l'utilisateur peut suivre la distribution des courants et tensions de bruit à l'intérieur du composant, distribution produite par l'introduction, la modification ou l'élimination d'une source de bruit à un endroit quelconque défini par l'utilisateur.

Les problèmes abordés dans ce chapitre ont été analysés en une dimension en considérant l'uniformité dans le sens transversal des phénomènes étudiés.

La comparaison des résultats du bruit obtenus par la méthode proposée, avec les résultats analytiques sur des exemples de barreaux semi-conducteurs homogènes et de jonctions semi-conductrices nous a permis de montrer la précision des résultats obtenus aussi bien pour le bruit de diffusion que pour le bruit GR assisté par piège.

Il est également possible d'ajouter dans le modèle de la ligne de transmission équivalente, les modèles physiques permettant l'étude des phénomènes de transport et d'injection des porteurs chauds [35]. Une équation du flux de chaleur [99] peut aussi être incluse dans la simulation, aussi bien pour des homojonctions que pour des hétérojonctions [100]. Une extension à d'autres dimensions (2D et 3D) a déjà été proposée [101] et elle pourra être intégrée dans notre modèle.

Enfin, le calcul du bruit en régime cyclo-stationnaire pourra être réalisé aussi par la méthode de la ligne de transmission équivalente représentant les équations des semi-conducteurs, sur un simulateur de circuits non linéaires.

## CONCLUSION GENERALE

Dans nos travaux nous nous sommes principalement intéressés à la simulation du bruit de génération-recombinaison dû aux transitions aléatoires des porteurs libres en présence d'un défaut, à un niveau actif dans la bande interdite d'un semi-conducteur. En d'autres termes nous nous sommes intéressés au bruit de génération-recombinaison assisté par piège dans les composants semi-conducteurs.

Après avoir remarqué qu'il n'existait aucune publication décrivant des comparaisons associant : d'une part des simulations physiques, déterministes, couplées à celles de bruit basse fréquence, d'un composant « réel », à des niveaux de polarisation opérationnels, et d'autre part les mesures de caractérisation correspondantes, nous avons entrepris de prendre en main, puis de comparer méticuleusement, et systématiquement, deux des simulateurs de composants semi-conducteurs les plus connus, possédant un module de simulation de bruit, et disponibles dans le domaine public : les logiciels ATLAS et SENTAURUS.

Après un long travail, délicat, de comparaison entre simulateurs, nous avons conclu à l'impossibilité d'une simulation numérique fiable du bruit GR assisté par piège avec ces simulateurs.

Compte tenu du fonctionnement défectueux de ces modules de bruit, nous nous sommes trouvés dans l'obligation de changer la direction de nos travaux pour finalement nous orienter vers la conception d'un programme de simulation de bruit GR, pour pallier le manque d'outils disponibles dans les simulateurs du commerce.

Nous avons développé, dans l'environnement SCILAB, notre propre programme de calcul de bruit de diffusion et de bruit GR assisté par piège, dans le formalisme le plus rigoureux et général, au niveau macroscopique, qui est celui des sources de bruit de Langevin associées aux fonctions de Green du composant.

Après une étude exhaustive des différentes grandeurs de sortie proposées par les deux simulateurs, nous avons décidé d'utiliser certaines grandeurs déterministes calculées par le logiciel SENTAURUS comme données d'entrée de notre propre programme de calcul de bruit.

Nous pouvons ainsi profiter des simulations déterministes de SENTAURUS qui intègrent une grande quantité d'effets physiques que pratiquement aucun simulateur développé dans un laboratoire ne peut prendre en compte dans sa totalité. On profite aussi de

la puissante banque de données de SENTAURUS concernant les différents matériaux et composés semi-conducteurs.

Après les nécessaires comparaisons et vérifications des premiers résultats issus de notre simulateur et de ceux issus de calculs rigoureux, analytiques, publiés par d'autres auteurs sur des exemples simples, nous nous sommes penchés sur la simulation d'un composant réel : une jonction émetteur-base de TBH InGaP-GaAs, et ceci aussi bien à faible injection qu'à forte injection. La comparaison avec les mesures a été elle aussi tout à fait concluante. Cette simulation en bruit GR assisté par piège d'une hétérojonction, et plus généralement d'un composant réel, à des polarisations opérationnelles, constitue, à notre connaissance, une première. Ainsi nous avons abouti à la mise en œuvre d'un ensemble complet, fiable et robuste, permettant une simulation physique en 1, 2, et 3D : déterministe + bruit, dans les composants semi-conducteurs.

Indépendamment de ce travail, nous avons aussi réfléchi à la mise en œuvre d'une méthode « orientée circuit » de calcul physique du bruit dans les composants semi-conducteurs : Sah ayant développé une équivalence rigoureuse entre les équations de transport dans les semi-conducteurs suivant le modèle de dérive-diffusion, avec un schéma électrique distribué représentant celles-ci dans le formalisme des équations aux différences finies, nous avons pensé à inclure dans cette équivalence des sources de bruit de Langevin distribuées représentant le bruit physique de diffusion et le bruit GR assisté par piège.

L'extension à la simulation du bruit dans les composants semi-conducteurs de la méthode de simulation physique par schéma électrique équivalent a été menée à son premier terme, pour le moment dans une description à une seule dimension.

Elle a cependant porté ses premiers fruits. La comparaison de nos premiers résultats de simulations avec des calculs analytiques publiés par d'autres auteurs a été elle aussi tout à fait concluante.

L'extension future des travaux que nous avons initiés à XLIM nous semble toute tracée dans une perspective à proche et moyen terme.

En premier lieu il s'agit d'utiliser le simulateur que nous avons développé, que nous appellerons « par fonctions de Green », pour simuler des composants récents, microondes, provenant des fonderies industrielles. Dans un premier temps il s'agira de compléter la simulation des transistors TBH InGaP-GaAs et de tenter d'extraire des lignes d'amélioration technologiques de ces composants en termes de bruit basse fréquence.



Deuxièmement nous souhaitons utiliser notre simulateur pour la caractérisation des composants GaN microondes de puissance, et plus particulièrement des transistors HEMTs, dans lesquels les pièges jouent non seulement un grand rôle, mais sont, dans les structures actuelles, indispensables à leur bon fonctionnement.

Il s'agirait dans nos futurs travaux de comparer les résultats obtenus par simulation physique, avec des mesures déterministes DC, pulsées, mais aussi avec des mesures de bruit réalisées dans notre propre laboratoire. L'ensemble de ces travaux de simulation et de mesures devant servir à optimiser les composants en phase de développement dans une fonderie européenne.

Après ces travaux sur les composants GaN, qui permettront par ailleurs de calibrer le simulateur SENTAURUS pour ces technologies, cet outil sera transféré au laboratoire III-V Lab de Thales, laboratoire avec lequel nous avons collaboré tout au long de cette thèse.

D'autre part nous souhaitons poursuivre le travail commencé sur la méthode de simulation « orientée circuit », en étoffant ses possibilités de simulation :

- Par une extension de simulation « grand-signal ».
- Par une extension de simulation à deux dimensions.
- Par l'introduction de modèles d'hétérojonctions.

Enfin, ce qui constituerait un premier aboutissement important serait de pouvoir introduire dans ce simulateur orienté circuit, la possibilité de simulations cyclo stationnaires des composants. Ces simulations pourraient alors être directement couplées à un simulateur circuit du type ADS.

Ainsi nous obtiendrions un ensemble complet de simulation allant de la simulation physique par équations de transport en y associant SENTAURUS, jusqu'à la simulation du circuit dans lequel serait inséré le composant simulé lui-même, physiquement. Cet ensemble pourrait avantageusement être couplé à notre banc de mesure de bruit BF ainsi qu'à un banc de caractérisation DLTS.

Finalement nous observons que l'implication du travail de simulation du bruit GR associé à la simulation physique, dans la conception de futurs composants microondes réels, ne fait que commencer.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. P. Nougier, «Origine du bruit dans les dispositifs à semiconducteurs,» *Revue Phys. Appl.*, vol. 22, pp. 803-819, Aout 1987.
- [2] A. Van Der Ziel, «Noise : sources, caracterisation, measurement,» *Prentice Hall, Englewood cliffs, NJ 1970.*
- [3] A. Van der Ziel, *Noise in Solid State Devices and Circuits*, NY: Wiley, 1986.
- [4] F. N. Hooge, «1/f noise sources,» *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 41, pp. 1926-1935, Nov. 1994.
- [5] J. B. Johnson, «Thermal Agitation of Electricity in Conductors,» *The American Physical Society*, 1928.
- [6] H. Nyquist, «Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors,» *Phys. Rev.*, vol. 32, p. 110, 1928.
- [7] A. Van Der Ziel, «Theory of shot noise in junction diodes and junction transistors,» *Proceedings of the IRE*, pp. 1639-1646, Nov. 1955.
- [8] A. L. McWhorter, 1/f noise and germanium surface properties. In: *Semiconductor Surface Physics*, Philadelphia: R.H. Kingston, Univ. of Philadelphia Press, 1957.
- [9] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Paris: DUNOD, 2004.
- [10] N. Ashcroft et N. Mermin, *Solid State Physics*, Brooks Cole, 1976.
- [11] W. Shockley et W. T. Read, «Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons,» *Physical Review*, vol. 87, n° 5, p. 835–842, sept.1952.
- [12] S. Machlup, «Noise in semiconductor: spectrum of a two-parameter random signal,» *J. Appl. Phys.*, vol. 25, pp. 341-343, March 1954.
- [13] M. J. Deen, J. Ilowski et P. Yang, «Low frequency noise in polysilicon-emitter bipolar junction transistors,» *Journal od Applied physics*, vol. 77, pp. 6278-6288, June 1995.
- [14] J. Nallatamby et al., «An advanced low-frequency noise model of GaInP-GaAs HBT for accurate prediction of phase noise in oscillators,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, n° 5, pp. 1601-1612, May 2005.
- [15] F. Driedonks et R. J. J. Zijlstra, «Theory of Trapping Noise of Solid State Single

- Injection Diodes,» *Physica (North-Holland Publishing Co.)*, vol. 50, pp. 331-347, 1970.
- [16] C. T. Sah, «Theory of Low-Frequency Generation Noise in Junction-Gate Field-Effect Transistors,» *Proceedings of the IEEE*, pp. 795-814, July 1964.
- [17] P. O. Lauritzen, «Noise Due to Generation and Recombination of Carriers in p-n Junction Transition Regions,» *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 15, n° 10, pp. 770-776, Oct. 1968.
- [18] K. Van Vliet, «Noise and Admittance of the Generation-Recombination Current Involving SRH Centers in the Space-Charge Region of Junction Devices,» *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 23, n° 11, pp. 1236-1246, Nov. 1976.
- [19] F.-C. Hou et G. Bosman, «Bulk Defect Induced Low-Frequency Noise in n+p Silicon Diodes,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45, n° 12, pp. 2528-2536, Dec 1998.
- [20] J. A. J. Tejada, A. Godoy, A. Palma et P. Cartujo, «Contribution of injection in current noise due to generation and recombination of carriers in p-n junctions,» *Journal of applied Physics*, vol. 90, n° 8, pp. 3998-4006, oct. 2001.
- [21] F. Bonani et G. Ghione, «Generation-recombination noise modelling in semiconductor devices through population or approximate equivalent current density fluctuations,» *Solid-State Electronics*, vol. 43, n° 2, pp. 285-295, Feb. 1999.
- [22] M. Sandén, O. Marinov, M. Deen et M. Ostling, «A new model for the low frequency noise and the noise level variation in polysilicon emitter BJTs,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, pp. 514-520, Mar. 2002.
- [23] F.-C. Hou, G. Bosman et M. Law, «Characterisation of generation-recombination noise using a physics based device noise simulator,» *Microelectronics reliability*, vol. 40, n° 11, pp. 1883-1886, Nov. 2000.
- [24] A. Rigaud, M.-A. Nicolet et M. Savelli, «Noise calculation by the impedance-field method: Application to single injection,» *physica status solidi*, vol. 18, p. 531-543, August 1973.
- [25] F. Bonani, G. Ghione, M. Pinto et R. K. Smith, «An efficient approach to noise analysis through multidimensional physics-based models,» *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 45, pp. 261-269, Jan. 1998.
- [26] L. Varani, L. Reggiani, T. Kuhn, T. Gonzalez et D. Pardo, «Microscopic simulation of electronic noise in semiconductor materials and devices,» *IEEE Trans. Electron.*

- Devices*, vol. 41, p. 1916, 1994.
- [27] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, T. González, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, L. Varani et J. C. Vaissière, «Transfer-field methods for electronic noise in submicron semiconductor structures,» *Rivista del Nuovo Cimento*, vol. 24, n° 9, pp. 1-72, 2001.
- [28] F. Bonani et G. Ghione, *Noise in Semiconductor Devices. Modeling and Simulation*, Heidelberg: Springer-Verlag, 2001.
- [29] SILVACO, «TCAD ATLAS,» 2010. [En ligne]. Available: [http://www.silvaco.com/products/device\\_simulation/atlas.html](http://www.silvaco.com/products/device_simulation/atlas.html).
- [30] SYNOPSYS, «TCAD SENTAURUS,» 2010. [En ligne]. Available: <http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/DeviceSimulation/Pages/SentaurusDevice.aspx>
- [31] SCILAB, «SCILAB,» 2006. [En ligne]. Available: <http://www.scilab.org/support/documentation/tutorials>.
- [32] C. Sah, «The equivalent circuit model in solid-state electronics: Pt. I- The single energy level defect centers,» *Proc. Inst. Elec. Electron. Eng.*, vol. 55, n° 5, pp. 654-684, May 1967.
- [33] C. Sah, «The equivalent circuit model in solid-state electronics-Part II: The multiple energy level impurity centers,» *Proc. Inst. Elec. Electron. Eng.*, vol. 55, n° 5, pp. 672, 196, May 1967.
- [34] C. Sah, «The equivalent circuit model in solid-state electronics: Pt. III—Conduction and displacement currents,» *Solid-State Electronics*, vol. 13, n° 12, pp. 1547-1575, December 1970.
- [35] C. Sah, «Equivalent circuit models in semiconductor transport for thermal, optical, Auger-impact and tunneling recombination generation-trapping processes,» *Proc. Inst. Elec. Electron. Eng, physica status solidi*, vol. 7, n° 2, pp. 541-559, October 1971.
- [36] A. Pacelli, M. Mastrapasqua, M. A. Alam et S. Luryi, «Automatic generation of equivalent circuits from device simulation,» *International conference on Modeling and simulation of Microsystems, San Diego*, March 2000.
- [37] A. Pacelli, M. Mastrapasqua et S. Luryi, «Generation of equivalent circuits from physics-based device simulation,» *IEEE Transactions on Computer aided design of integrated circuits and systems*, vol. 19, n° 11, pp. 1241-1250, Nov. 2000.
- [38] A. A. L. De Souza, *Caracterisation Experimentale et Modelisation Cyclostationnaire*

des Sources de Bruit BF dans les Composants Semiconducteurs pour la CAO des Circuits MMIC Non Linéaires, Limoges, Juillet 2008.

- [39] F.-C. Hou, G. Bosman et M. E. Law, «Maximum Allowable Bulk Defect Density for Generation-Recombination Noise-Free Device Operation,» *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 49, n° 11, pp. 2080-2082, Nov. 2002.
- [40] G. Gomila et L. Reggiani, «Size effects on generation-recombination noise,» *Applied Physics Letters*, vol. 81, n° 23, pp. 4380 - 4382, Dec 2002.
- [41] F. Zocchi, «Current and voltage noise spectrum due to generation and recombination fluctuations in semiconductors,» *Physical review B-15*, vol. 73, n° 3, pp. 1-8, Jan. 2006.
- [42] J.-P. Nougier et M. Savelli, «Bruit de fond : méthodes de calcul dans les composants électroniques,» *Techniques de l'Ingénieur, traité Électronique*, Vols. %1 sur %2E1-160, pp. 1-18, 1983.
- [43] F. Bonani, G. Ghione, M. R. Pinto et R. K. Smith, «A novel implementation of noise analysis in general-purpose PDE-based semiconductor device simulators,» *IEEE IEDM Tech. Dig.*, pp. 777-780, 1995.
- [44] P. Langevin, «On the Theory of Brownian Motion,» *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, vol. 146, pp. 530-533, 1908.
- [45] A. N. Kolmogoroff, *Foundations of the theory of probability*, 1950.
- [46] A. Papoulis, «Probability, Random Variables, and Stochastic Processes,» *New York: McGraw Hill, 3 ed.*, 1991.
- [47] K. M. Van Vliet, «Markov approach to density fluctuations due to transport and scattering. I. Mathematical formalism,» *J. Math. Phys.*, vol. 12, p. 1998, 1971.
- [48] A. Van Der Ziel, «History of Noise Research,» *Advances in Electronics and Electron Physics*, vol. 50, pp. 351-409, 1980.
- [49] M. Lax et P. Mengert, «influence of trapping diffusion and recombination on carrier concentration fluctuations,» *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 14, pp. 248-267, 1960.
- [50] K. M. Van Vliet et J. R. Fasset, «Fluctuation Phenomena in Solids,» *Ch. 7, Ed. R. E. Burgess, Academic Press, New York*, pp. 268-351, 1965.
- [51] W. Shockley, J. A. Copeland et R. P. James, «The impedance Field methode of noise calculation in active semiconductor devices,» in *Quantum Theory of Atoms, Molecules, and Solid-State (P-O Lowdin, ed.)*, NY: Academic, 1966.

- [52] S. Kogan, *Electronic noise and fluctuations in solids*, Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [53] K. Van Vliet, «Macroscopic and microscopic methods for noise in devices,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 41, n° 11, pp. 1902-1915, Nov. 1994.
- [54] J.-P. Nougier, «Fluctuations and noise of hot carriers in semiconductor materials and devices,» *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, pp. 2034 - 2049 , Nov 1994.
- [55] J. Nougier, *III-V Microelectronics*, 2nd éd., Nougier, Éd., Publishers, Amsterdam : Elsevier Science, 1991.
- [56] J. E. Sanchez, F.-C. Hou, G. Bosman et M. E. Law, «Physics based noise simulation implemented in FLOODS,» *TECHON 98, Semiconductor Research Corporation*, 1998.
- [57] A. Vapaille, *Physique des dispositifs à semi-conducteurs, tome 1 : électronique du silicium homogène*, Paris: Masson, 1970.
- [58] R. N. Hall, «Electron-hole recombination in germanium,» *Phys. Rev.*, vol. 87, p. 387, July 1952.
- [59] W. G. Oldham et S. S. Naik, «Admittance of p-n Junctions Containing Traps,» *Solid-State Electronics*, vol. 15, pp. 1085-1096, 1972.
- [60] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*, New York: Springer-Verlag, 1984.
- [61] S. E. Laux, «Techniques for Small-Signal Analysis of Semiconductor Devices,» *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 32, n° 10, pp. 2028-2037, oct. 1985.
- [62] K. M. Van Vliet, «Noise Sources in transport equations associated with ambipolar diffusion and Shockley-Read recombination,» *Solid-State Electron*, vol. 13, n° 5, pp. 649-659, May 1970.
- [63] R. L. Burden et J. D. Faires, *Numerical Analysis*, Pacific Grove, CA : Brooks/Cole, 1997.
- [64] P. J. C. Rodrigues, *Computer-Aided Analysis of Nonlinear Microwave Circuits*, Norwood, MA : Artech House, 1998.
- [65] L. Reggiani, in *Hot Electron Transport in Semiconductors*, Berlin: L. Reggiani Topics in Appl. phys. Vol. 58, 1985.
- [66] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani et A. Quaranta, «A review of some charge transport properties of silicon,» *Solid-State Electronics*, vol. 20, n° 2, pp. 77-89, 1977.

- [67] S. M. Sze et K. N. Kwok, *Physics of Semiconductor Devices* (P.46), New Jersey: A JOHN WILEY & SONS, JNC., PUBLICATION, 2007.
- [68] L. Forbes et C. Sah, «Application of the distributed equilibrium equivalent circuit model to semiconductor junctions,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 16, n° 12, pp. 1036-1041, Dec. 1969.
- [69] C. T. Sah et V. G. K. Reddi, «Frequency Dependence of the Reverse-Biased Capacitance of Gold-Doped Silicon P+N Step Junctions,» *IEEE Transactions on Electron Device*, pp. 345-349, July 1964.
- [70] J. A. J. Tejada, A. Godoy, J. E. Carceller et J. L. Villanueva, «Effects of oxygen related defects on the electrical and thermal behavior of a n+-p junction,» *Journal of applied Physics*, vol. 95, n° 2, pp. 561-570, Jan. 2004.
- [71] F. Bonani, M. R. Pinto, R. K. Smith et G. Ghione, «An efficient approach to multi-dimensional impedance field noise simulation of bipolar devices,» *13th International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations*, pp. 122-125, 1995.
- [72] M. A. Lampert, «Volume-controlled current injection in insulators,» *Reports on Progress in Physics*, vol. 27, pp. 329-367, 1964.
- [73] R. H. Tredgold, «Space Charge Conduction in Solids,» *Elsevier (Amsterdam)*, 1966.
- [74] R. E. Burgess, «The statistics of charge carrier fluctuations in semiconductors,» *Proc. Physical Soc.*, vol. B69, pp. 1020-1027, oct. 1956.
- [75] M. Lax, «Fluctuation from nonequilibrium steady-state,» *Rev. Mod. Phys.*, vol. 32, pp. 25-64, Jan.1960.
- [76] N. Pottier, *Physique statistique hors d'équilibre: Processus irréversibles linéaires*, Paris: EDP Sciences, 2007.
- [77] K. Van Vliet, «Irreversible Thermodynamics and carrier density fluctuations in semiconductors,» *Phys. Rev.*, vol. 110, pp. 50-60, April 1958.
- [78] P. O. Lauritzen, «Low-Frequency Generation Noise in Junction Field Effect Transistors,» *Solid-State Electronics*, vol. 8, pp. 41-58, Jan. 1965.
- [79] S. Ramo, «Currents induced by electron motion,» *Proc. IRE*, vol. 27, pp. 584-585, Sept. 1939.
- [80] J. Tejada, A. Godoy, A. Palma et J. A. L. Villanueva, «Generation-recombination noise in highly asymmetrical p-n junctions,» *Journal of applied Physics*, vol. 92, n° 1, pp.



- 320-329, July 2002.
- [81] K. Van Vliet, «General transport theory of noise in p-n junction-like devices. I. Three dimensional Green's function formulation,» *Solid-State Electron*, vol. 15, n° 10, pp. 1033-1053, Oct. 1972.
- [82] P. Shiktorov et al., «Transfert-Field Methods for Electronic Noise Submicron Semiconductor Structures,» *Riv Nuovo Cimento*, vol. 24, n° 9, 2001.
- [83] A. De Souza, J. Nallatamby et M. Prigent, «Low-frequency noise measurement of bipolar devices under high DC current density : whether transimpedance or voltage amplifiers,» *Proceedings of the European Microwave Integrated Circuits Conference*, 2006.
- [84] K. Cherkaoui, M. E. Murtagh, P. V. Kelly, G. M. Crean, S. Cassette, S. L. Delage et S. W. Bland, «Defect study of GaInP/GaAs based heterojunction bipolar transistor emitter layer,» *Journal of applied physics*, vol. 92, n° 5, pp. 2803-2806, sept 2002.
- [85] A. Mitonneau, A. Mircea, G. M. Martin et D. Pons, «Electron and hole capture cross-sections at deep centers in gallium arsenide,» *Revue de Physique Appliquée*, vol. 14, n° 10, pp. 853-861, Octobre 1979.
- [86] K. Horio et H. Yanai, «Numerical Modeling of Heterojunctions including the Thermionic Emission Mechanism at the Heterojunction Interface,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 37, n° 4, pp. 1093-1098, April 1990.
- [87] S. Jain et D. Roulston, «A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and  $GexSi_{1-x}$  strained layers,» *Solid-State Electronics*, vol. 34, p. 453-465, May 1991.
- [88] R. F. Pierret, *Advanced Semiconductor Fundamentals*, New York: Addison-Wesley Pub. Co., 1987.
- [89] J. Barnes, R. Lomax et G. Haddad, «Finite-element Simulation of GaAs MESFETs with Lateral Doping Profiles and Sub-micron Gates,» *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 23, pp. 1042-1048, Sept 1976.
- [90] A. Lyoubi, *Métrieologie et Modélisation du bruit basse fréquence dans les transistors à effet de champ : Application à la CAO des sources dans les systèmes de communication*, Limoges, Novembre 2002.
- [91] M. Odyniec, *RF and microwave oscillator design*, Artech House, 2002.

- [92] W. C. Bruncke, «Shot noise,» *Proc. IEEE*, vol. 51, pp. 378-379, Feb. 1963.
- [93] F. N. Hooge, «1/f noise is no surface effect,» *Physics Letters*, vol. 29A, pp. 139-140, Apr. 1969.
- [94] J.G. Linvill, «Lumped models of transistors and diodes,» *Proc. IRE*, vol. 46, pp. 1141-1152, June 1955.
- [95] V. Temple, J. Shewchun et M.A. Green, «A simplified computational treatment of recombination centres in the transmission line equivalent circuit model of a semiconductor,» *Solid-State Electron*, vol. 15, pp. 1027-1029, 1972.
- [96] C. Kwok, «Analytic Transformation of the Generation-Recombination Centres in the Transmission-Line Equivalent-Circuit Model of a semiconductor,» *Electronics Letters*, vol. 19, n° 22, pp. 947-948, Oct. 1983.
- [97] T. Agilent, «Agilent Advanced Design System,» 2011. [En ligne]. Available: <http://www.agilent.com/eesof-eda>.
- [98] C. Sah, «New integral representations of circuit models and elements for the circuit technique for semiconductor device analysis,» *Solid-State Electronics*, vol. 30, n° 12, pp. 1277-1281, 1987.
- [99] I. Abramov, «An automatic synthesis method of compact models of integrated circuit devices based on equivalent circuits,» *Proc of SPIE*, vol. 6260, pp. 1-8, May 2006.
- [100] Y. Leblebici et al., «Transient simulation of heterojunction photodiodes-Part I: Computational methods,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n° 3, pp. 396-405, March 1995.
- [101] T. Ohtsuki et K. Kani, «A unified modeling scheme for semiconductor devices with applications of state-variable analysis,» *IEEE Transactions on Circuit Theory*, vol. 17, n° 1, pp. 26-32, Feb. 1970.

## **V. ANNEXE**

## Annexe-1 : Calcul analytique du bruit GR dans un barreau semi-conducteur homogène

On considère un barreau semi-conducteur homogène, en régime linéaire, dopé Nd avec un niveau de pièges Et donneur. On peut donc négliger les trous pour le calcul analytique du bruit GR.

Les équations de continuité des électrons libres et piégés en présence des sources de Langevin s'écrivent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} J_n - U_n + \gamma_n$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = U_n + \gamma_t$$

avec  $U_n$  représente le taux net de génération-recombinaison des électrons et s'écrit,

$$U_n = R_n - G_n$$

$R_n$  et  $G_n$  sont respectivement les taux de recombinaison et de génération des électrons par les pièges. Ils s'écrivent sous la forme suivante :

$$R_n = \frac{n}{\tau_n} \left( 1 - \frac{n_t}{N_t} \right)$$

$$G_n = \frac{n_1 n_t}{\tau_n N_t}$$

En posant,

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{thn} N_t}$$

avec  $N_t$  la densité des pièges,  $n_t$  la densité des électrons piégés,  $n_1$  la concentration des électrons de Shockley est donnée par :

$$n_1 = N_C e^{\frac{E_t - E_C}{kT}}$$

avec  $\sigma_n$  la section efficace de capture des électrons,  $v_{thn}$  leur vitesse thermique.

$\gamma_n$  et  $\gamma_t$  sont les sources de bruit de Langevin dont on connaît les densités spectrales calculées à partir de l'équation maitresse des échanges [53].

Le courant étant solénoïdal, nous pouvons écrire que ( $\text{div} J_{tot} = 0$ ). En négligeant les courants de trous ainsi que le courant de diffusion, on obtient,

$$\text{div} J_n = 0$$

$$\text{div} \left( q \mu_n E + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right) = 0$$

**Calcul de la densité spectrale de la variation des porteurs :**

On linéarise les équations de continuités autour du point DC choisi :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = - \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta n - \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta n_t + \gamma_n$$

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = + \frac{\partial U_n}{\partial n} \delta n + \frac{\partial U_n}{\partial n_t} \delta n_t + \gamma_t$$

avec,

$$\frac{\partial U_n}{\partial n} = \frac{1}{\tau_n} \left( 1 - \frac{n_t}{N_t} \right)$$

$$\frac{\partial U_n}{\partial n_t} = - \left( \frac{n + n_1}{N_t \tau_n} \right)$$

Au point de polarisation choisi, on a en effet :

$$n_t = n_{t0}$$

$$n = n_0$$

D'où,

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = - \frac{1}{\tau_n} \left( 1 - \frac{n_{t0}}{N_t} \right) \delta n + \left( \frac{n_0 + n_1}{N_t \tau_n} \right) \delta n_t + \gamma_n$$

$$\frac{\partial \delta n_t}{\partial t} = \frac{1}{\tau_n} \left( 1 - \frac{n_{t0}}{N_t} \right) \delta n - \left( \frac{n_0 + n_1}{N_t \tau_n} \right) \delta n_t + \gamma_t$$

On pose  $f_{t0} = \frac{n_{t0}}{N_t}$ , qui représente la probabilité d'occupation des électrons. Elle peut s'écrire sous la forme ci-dessous :

$$f_{t0} = \frac{n_0}{n_0 + n_1}$$

En écrivant le système d'équation dans le domaine fréquentiel, et en le résolvant, la densité spectrale  $S_{\delta \tilde{n}} = |\delta \tilde{n}|^2$ , s'écrit sous la forme suivante :

$$S_{\delta \tilde{n}} = S_{\gamma_n} \frac{\tau_{eq}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eq}^2}$$

avec,

$$\tau_{eq} = \frac{\tau_n N_t f_{t0}}{n_0}$$

$$S_{\gamma_n} = 4 \frac{n_0 n_1}{\tau_n (n_0 + n_1)}$$

L'expression de la densité spectrale de la variation des porteurs peut aussi se mettre sous la forme suivante :

$$S_{\Delta N} = 4 \frac{N_0}{\tau_1} \frac{\tau_{eq}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eq}^2}$$

avec,

$$N_0 = n_0 L A$$

et

$$\frac{1}{\tau_1} = \sigma_n v_{thn} N_t (1 - f_{t0}) = c_n (N_t - n_{t0})$$

$S_{\Delta N}$  est précisément l'expression trouvée par Bosman, Hou [39]. Elle se différencie de celle de Zijlstra [15] par l'expression de  $\tau_{eq}$ , qui s'écrit ainsi,

$$\tau_{eq} = \frac{1}{c_n (n_0 + n_1 + N_t - n_{t0})}$$

Cette constante de temps globale du processus de piégeage-dépiégeage peut s'écrire sous la forme de trois constantes : la constante de temps de capture (piégeage), celle d'émission (dépiégeage) et une dernière que nous appellerons constante de temps du piège puisqu'elle ne dépend que du nombre de pièges vides. Cette constante de temps relative au piège proprement dit peut être négligée dans le cas où  $N_t \ll \frac{N_d}{10}$ .

### Calcul de la densité spectrale de courant de bruit en court-circuit

Dans un barreau résistif, homogène, linéaire de section constante, on a :

$$\frac{S_{\Delta N}}{N_0^2} = \frac{S_{\Delta I}}{I_0^2}$$

D'où,

$$S_{\Delta I} = \frac{I_0^2}{N_0^2} S_{\Delta N} = 4 \frac{I_0^2}{N_0 \tau_1} \frac{\tau_{eq}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eq}^2}$$

En faisant intervenir comme Zijlstra, le temps de transit  $t_n$  dans le barreau, nous avons :

$$S_{\Delta I} = 4 \frac{qI_0}{\tau_1 t_n} \frac{\tau_{eq}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eq}^2}$$

avec,

$$t_n = \frac{L}{\mu_n E}$$

Selon Hou [23], la densité spectrale de courant de bruit en court-circuit peut s'écrire aussi de la forme suivante :

$$S_{\Delta I} = 4 c_n N_t n_1 f_{to} \frac{I_0^2}{n_0^2 L S} \frac{\tau_{eq}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eq}^2}$$





**Annexe-2 : Simulation 2D du bruit GR assisté par piège dans l'hétérojonction émetteur-base GaInP/GaAs du transistor TBH de la technologie HB20M de dimension 1x2x30 $\mu\text{m}^2$**

**@ 100kHz :**

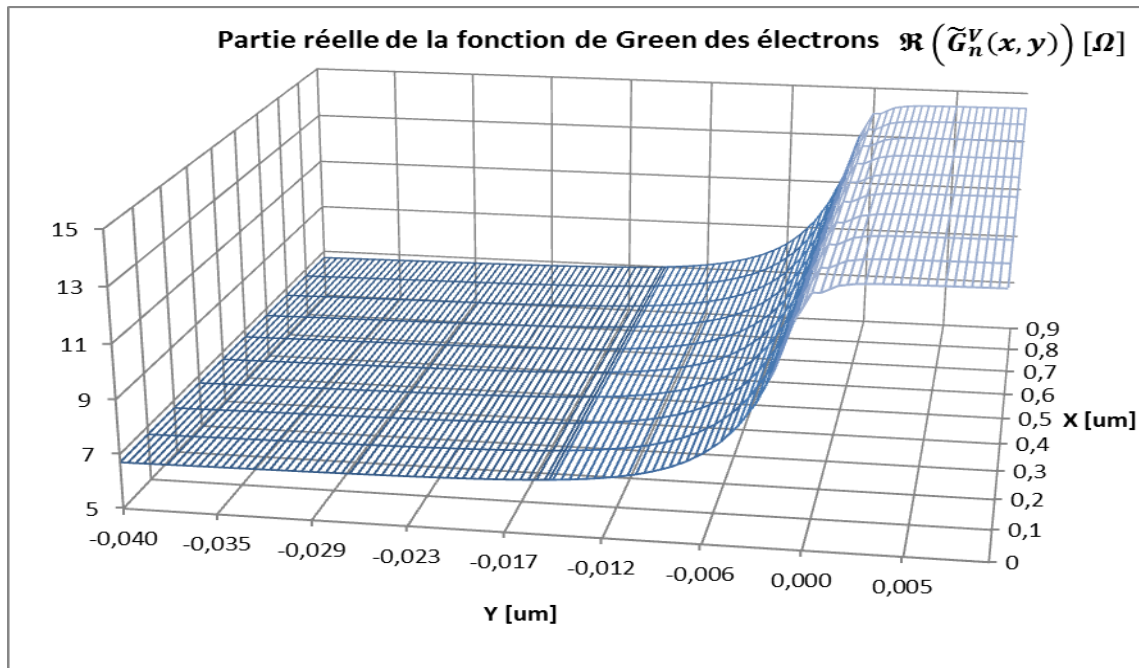


Figure V-1 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

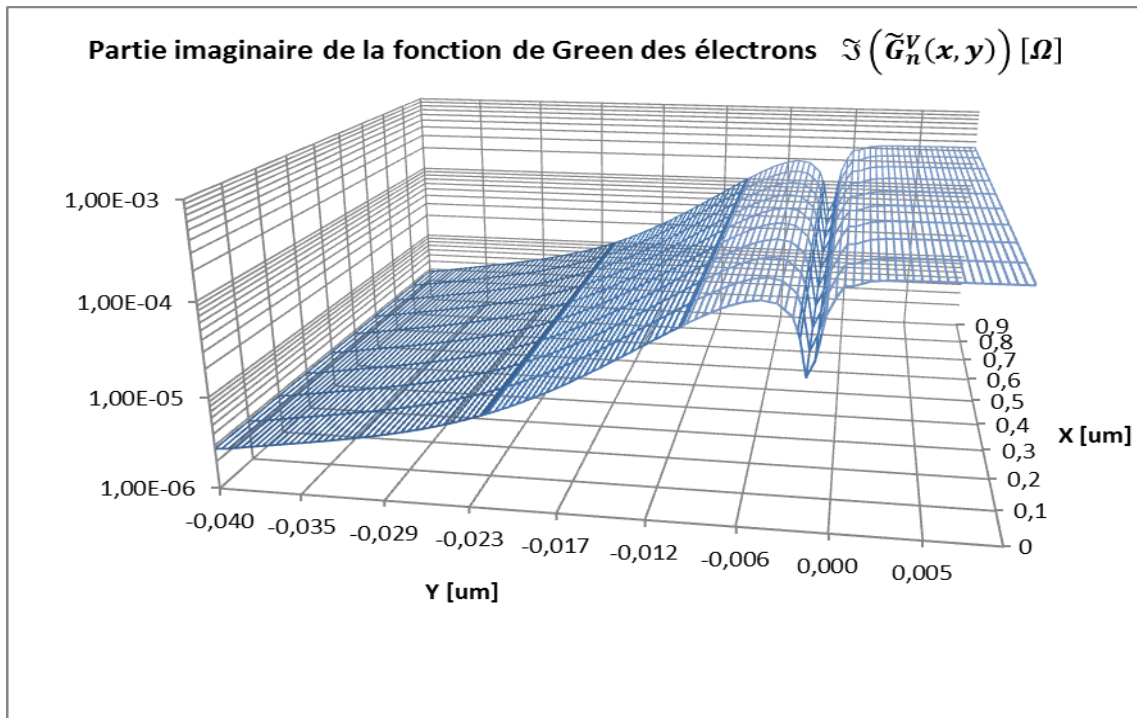


Figure V-2 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

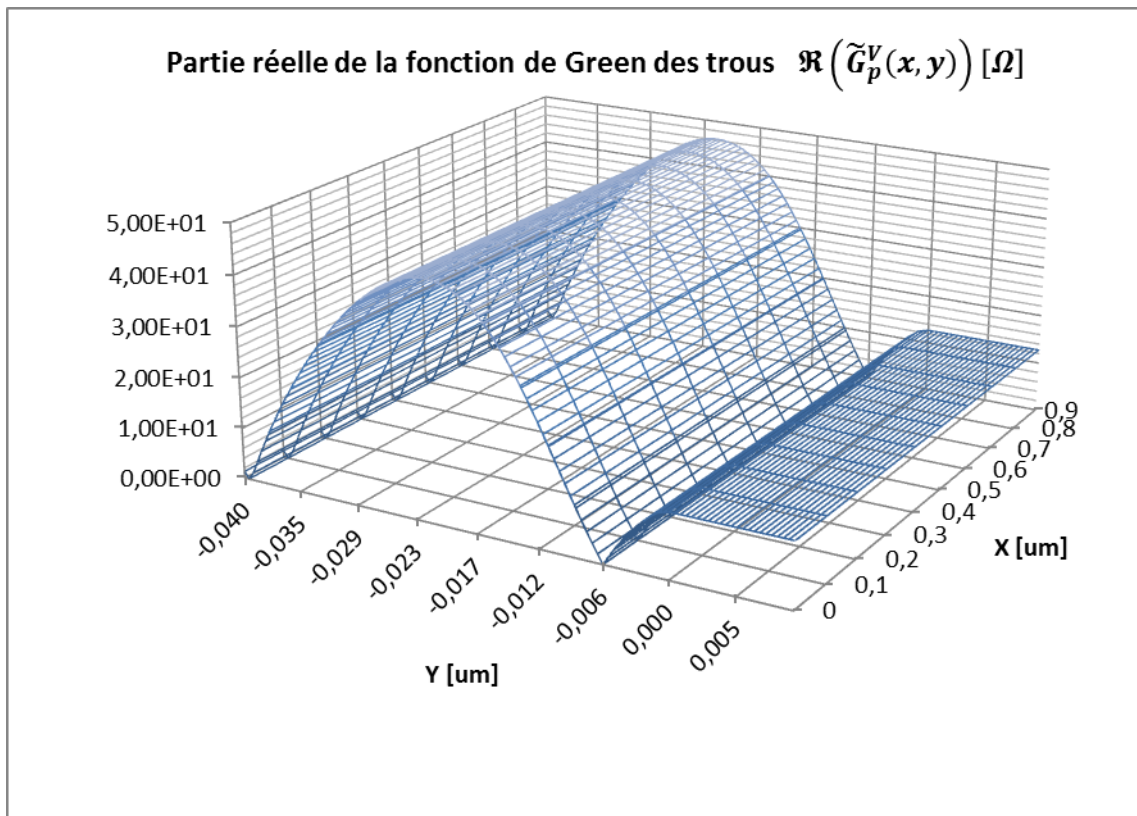


Figure V-3 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

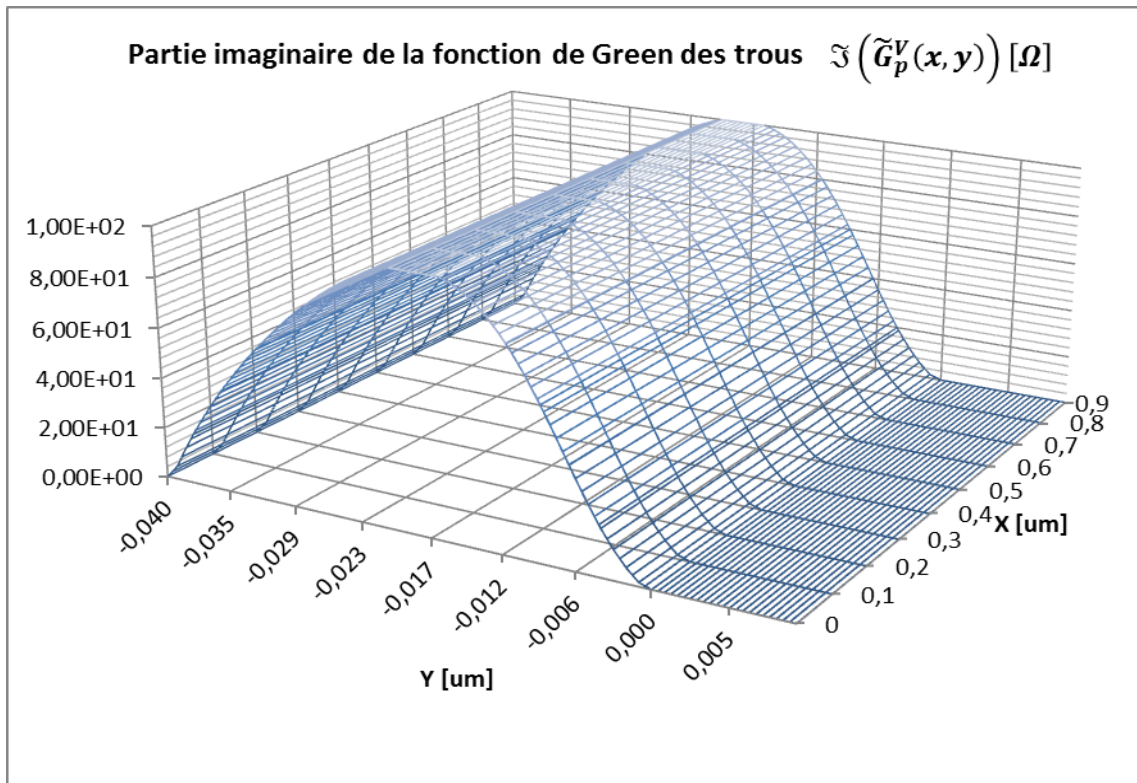


Figure V-4 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

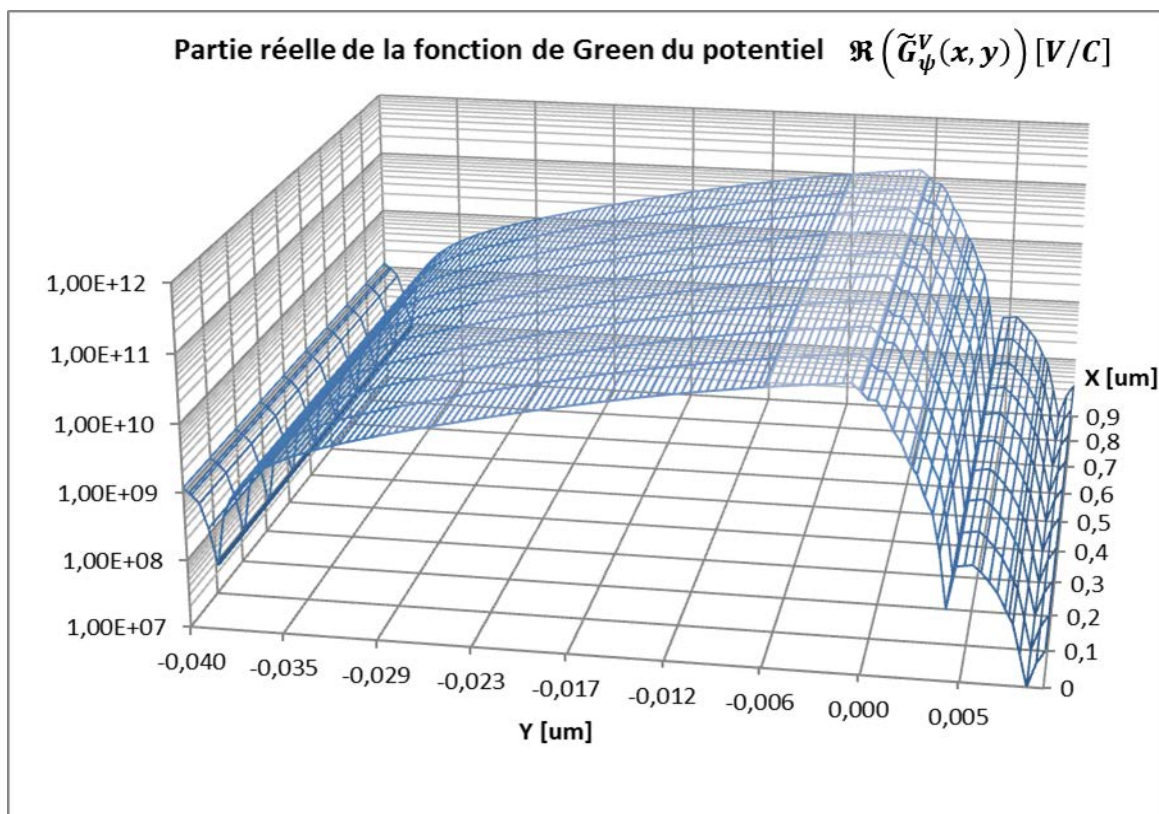


Figure V-5 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

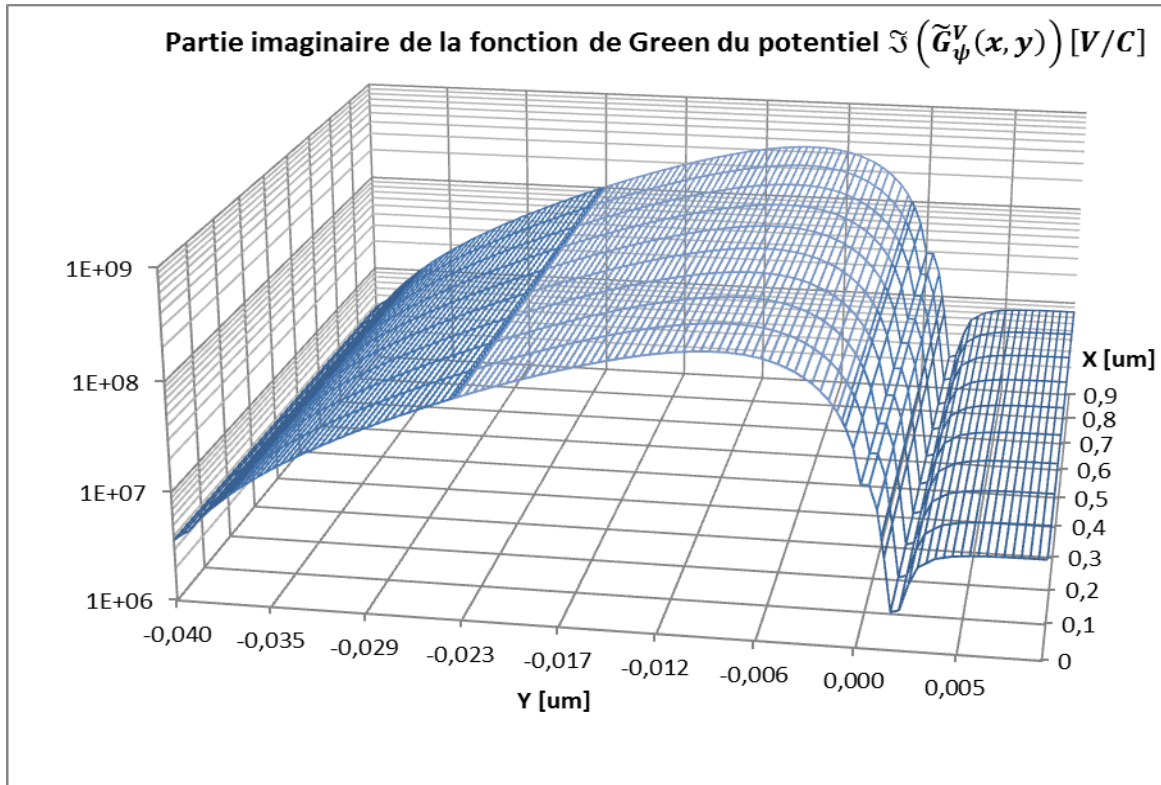


Figure V-6 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

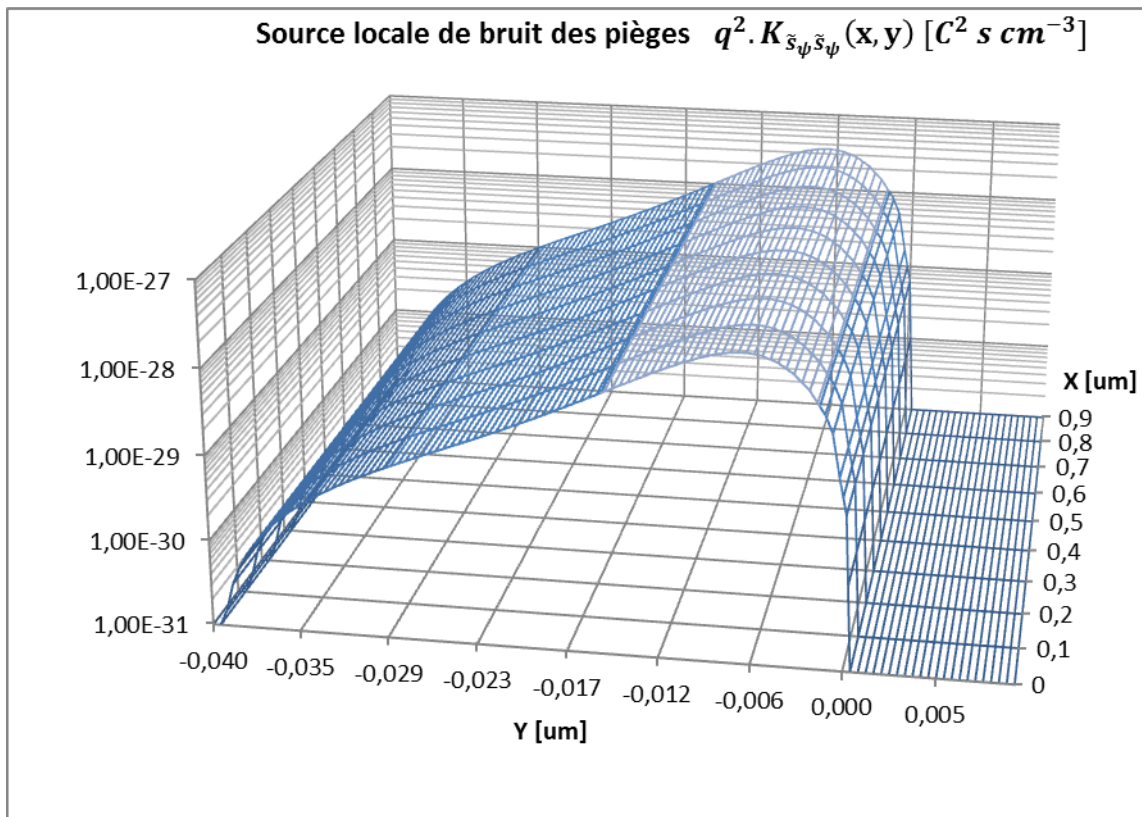


Figure V-7 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

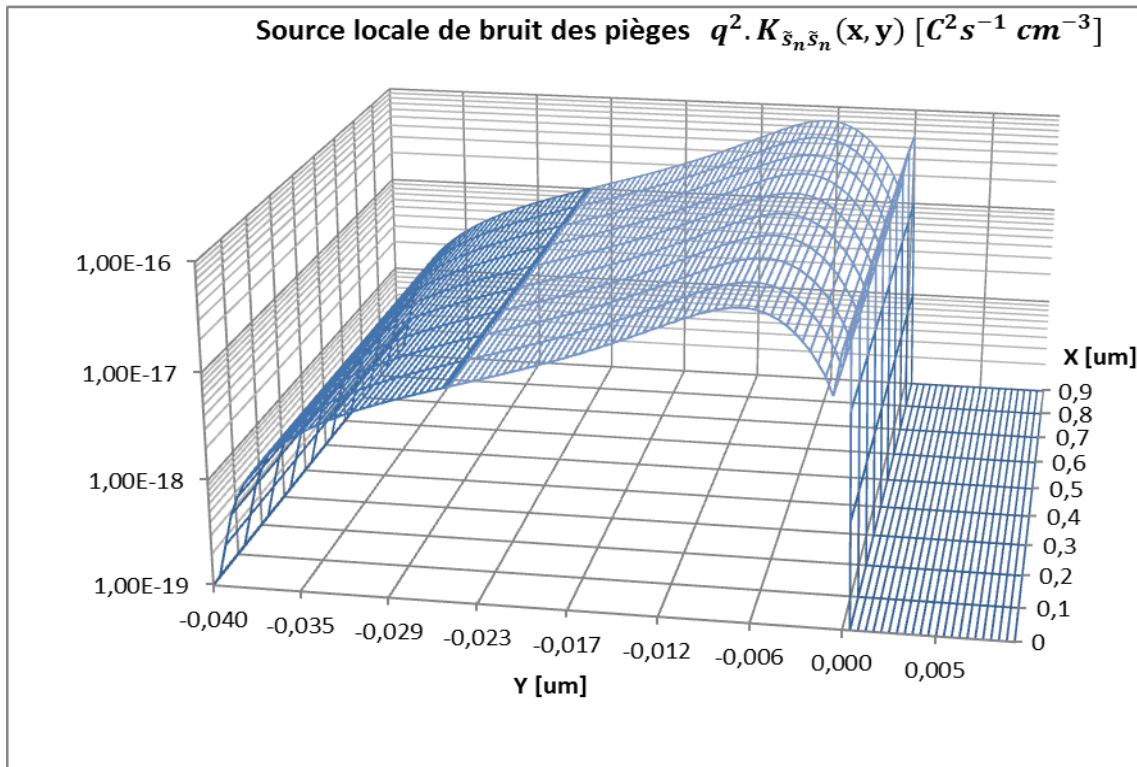


Figure V-8 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

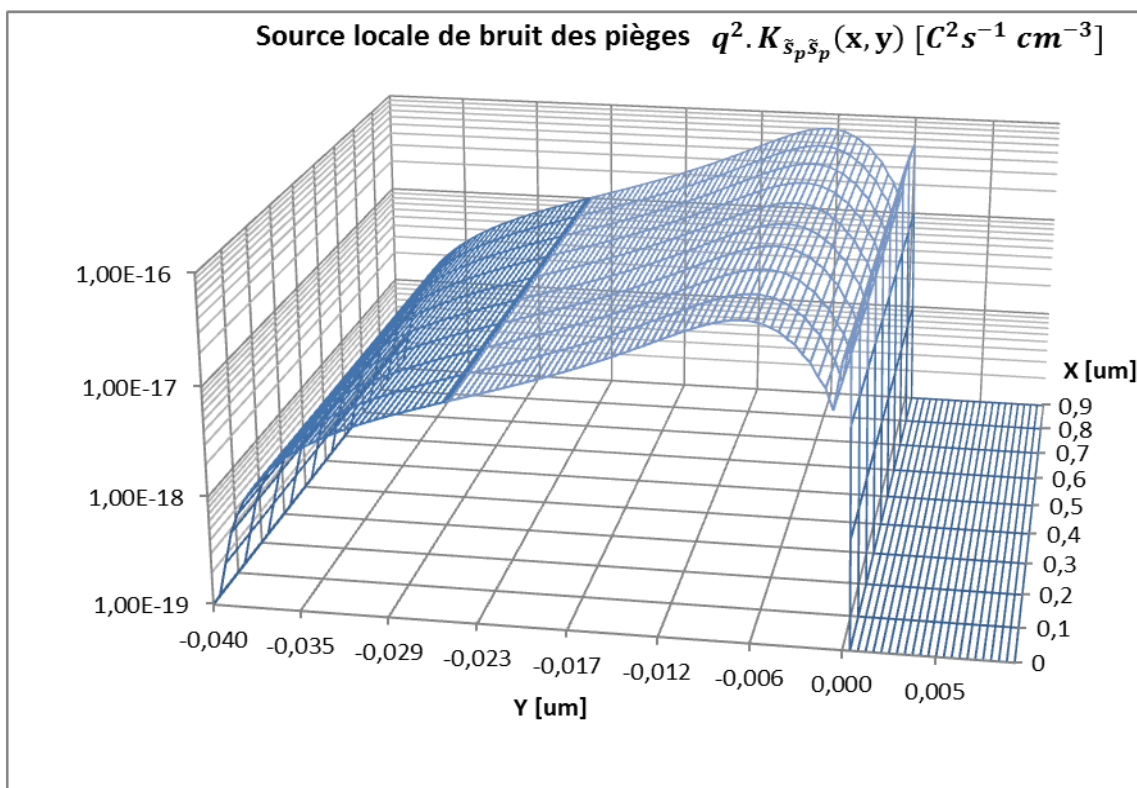


Figure V-9 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

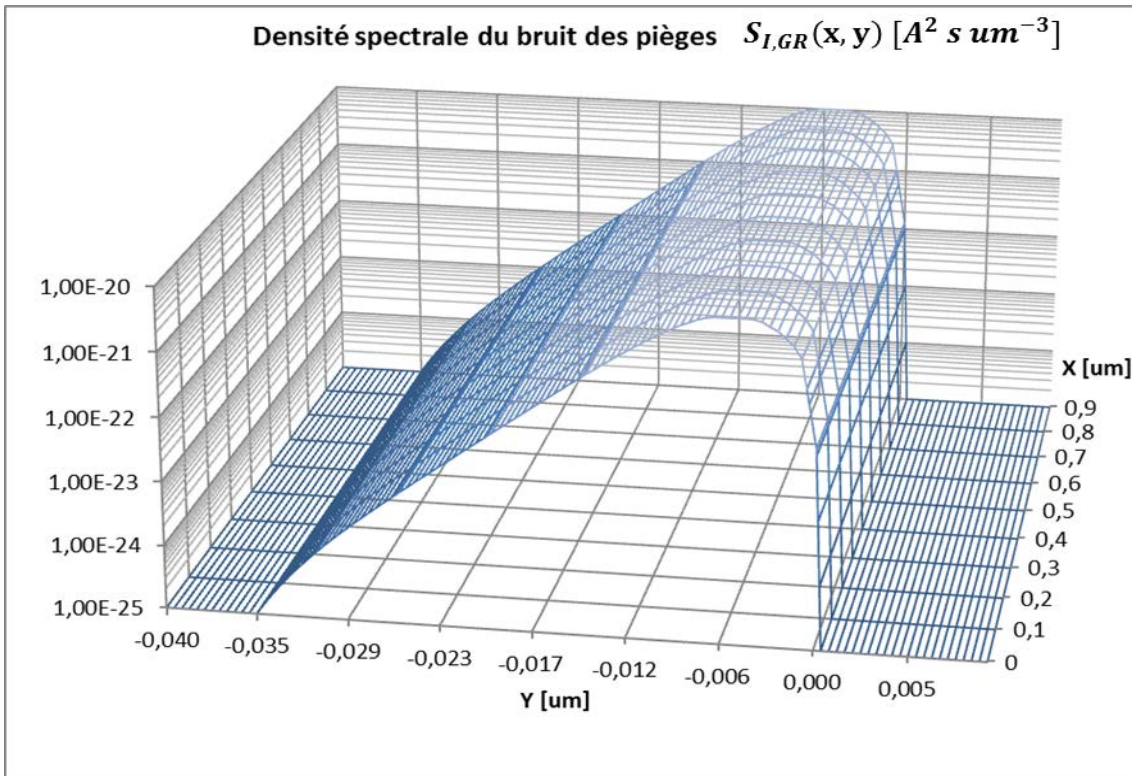


Figure V-10 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 100kHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

**@ 1MHz :**

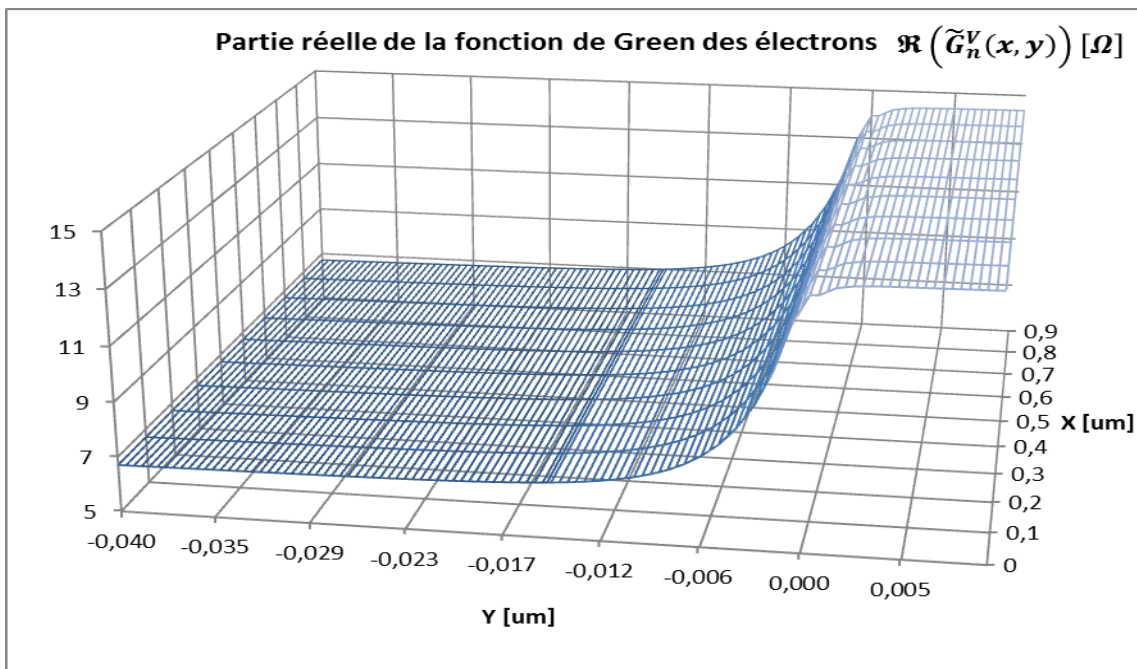


Figure V-11 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

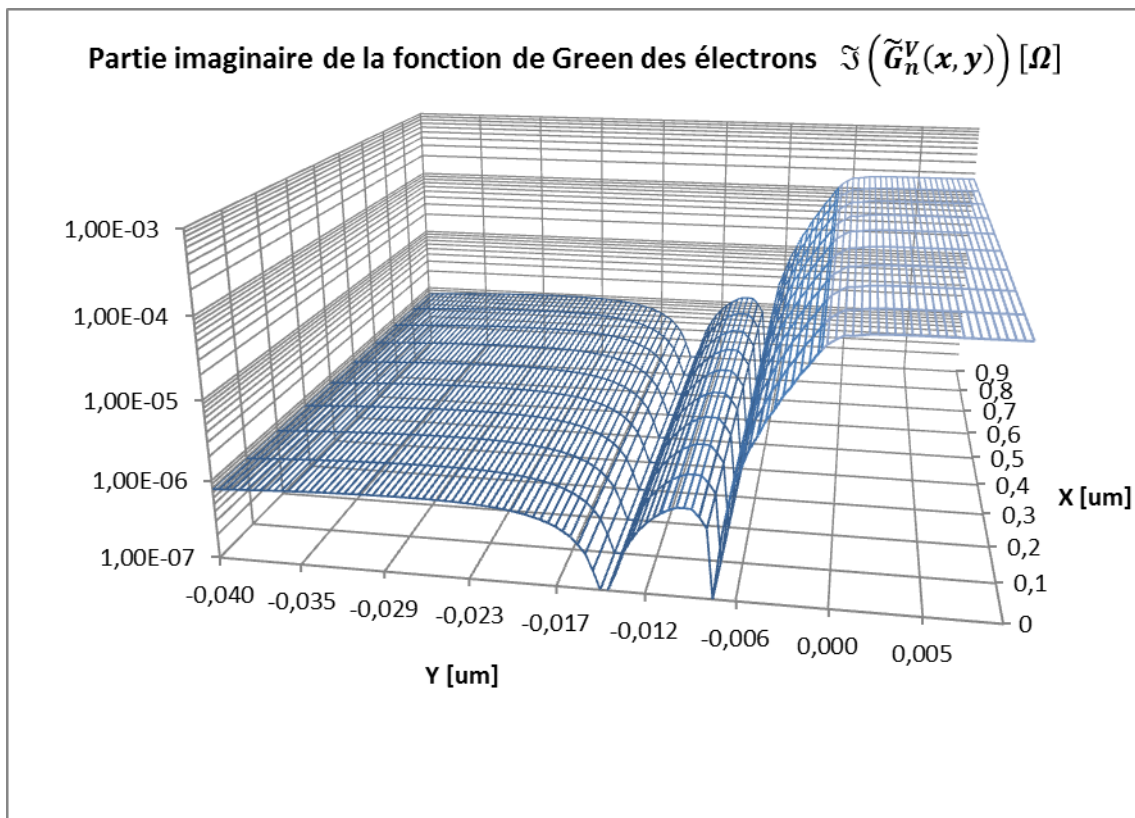


Figure V-12 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

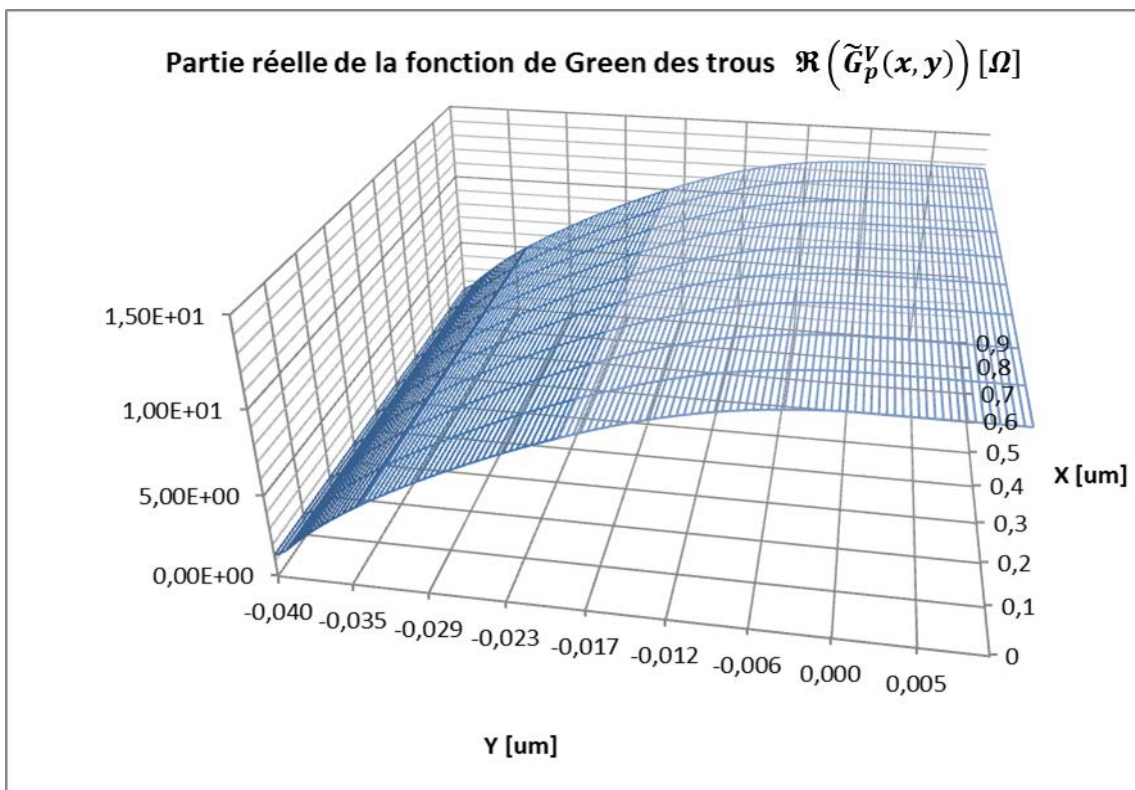


Figure V-13 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

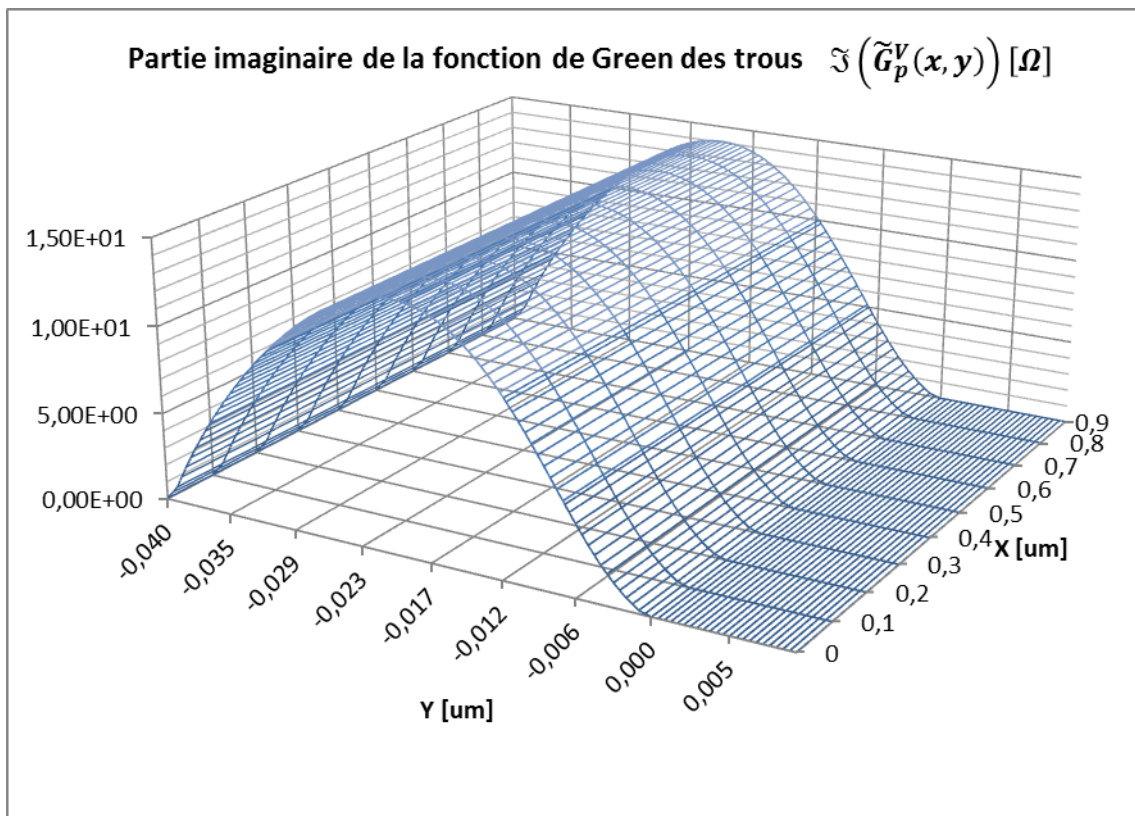


Figure V-14 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des trous au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

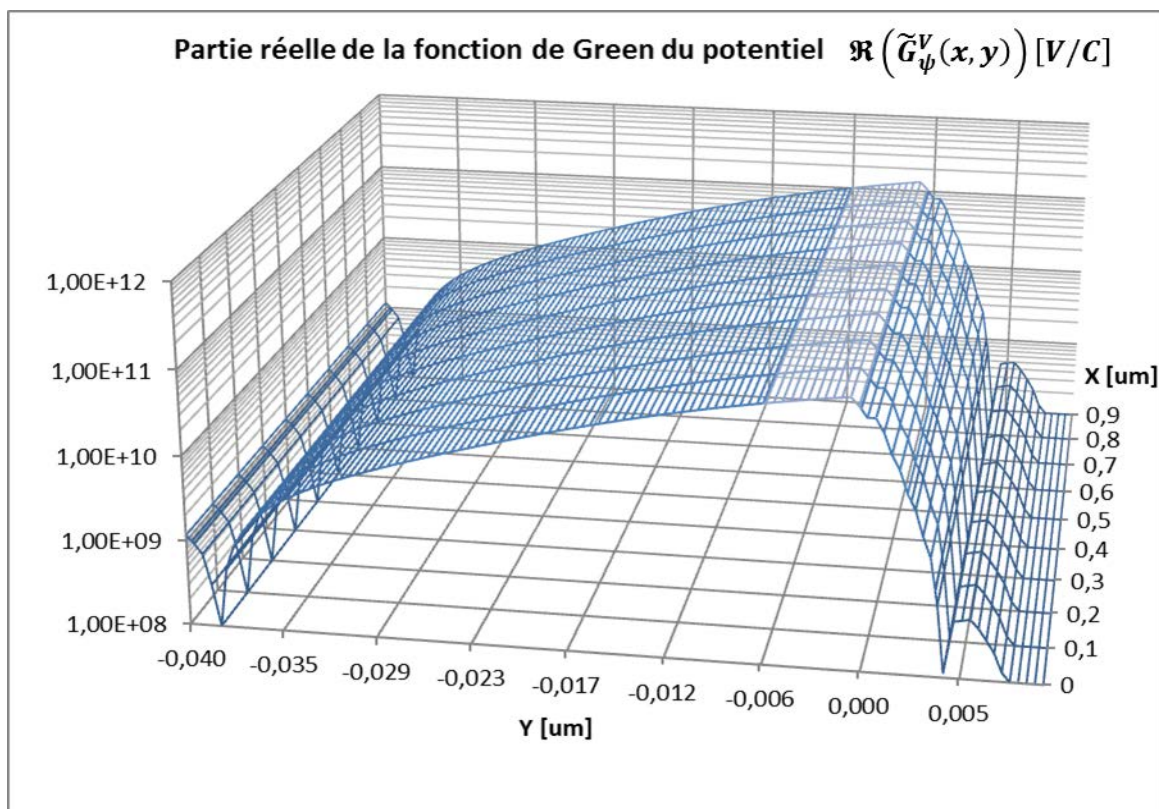


Figure V-15 : Représentation 3D de la partie réelle de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>



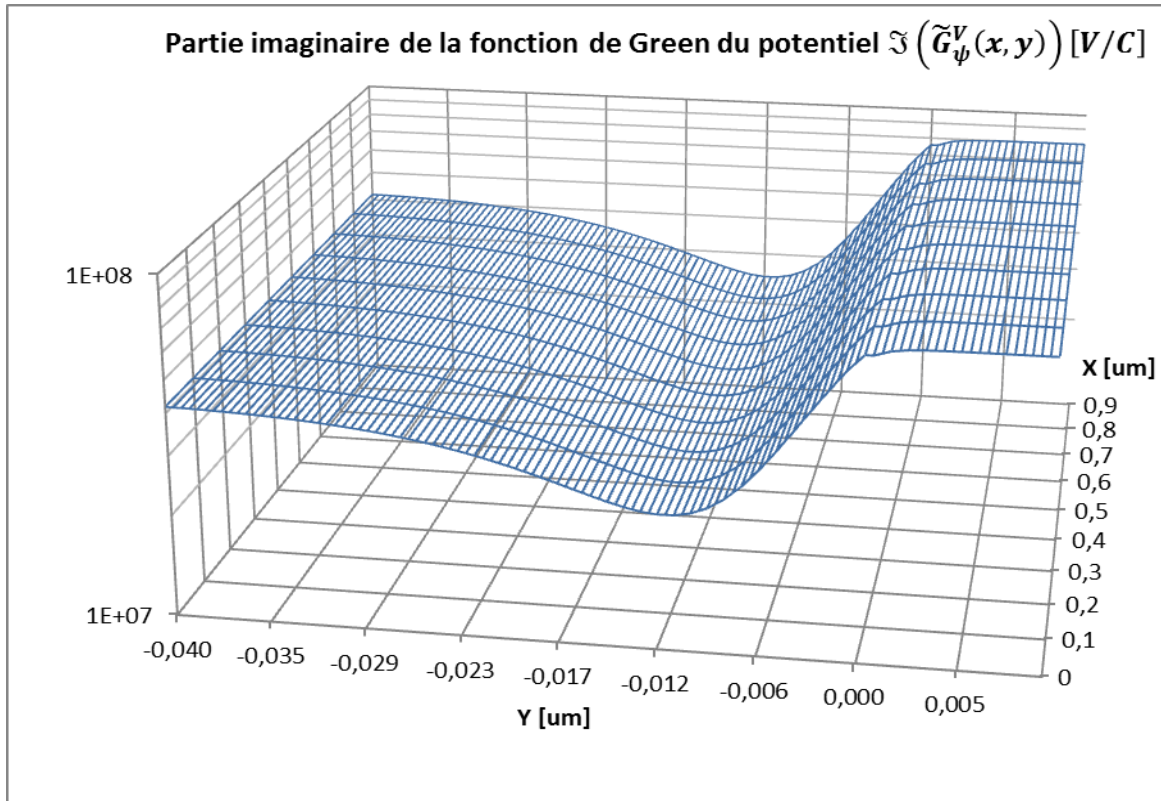


Figure V-16 : Représentation 3D de la partie imaginaire de la fonction de Green des perturbations des électrons piégés au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

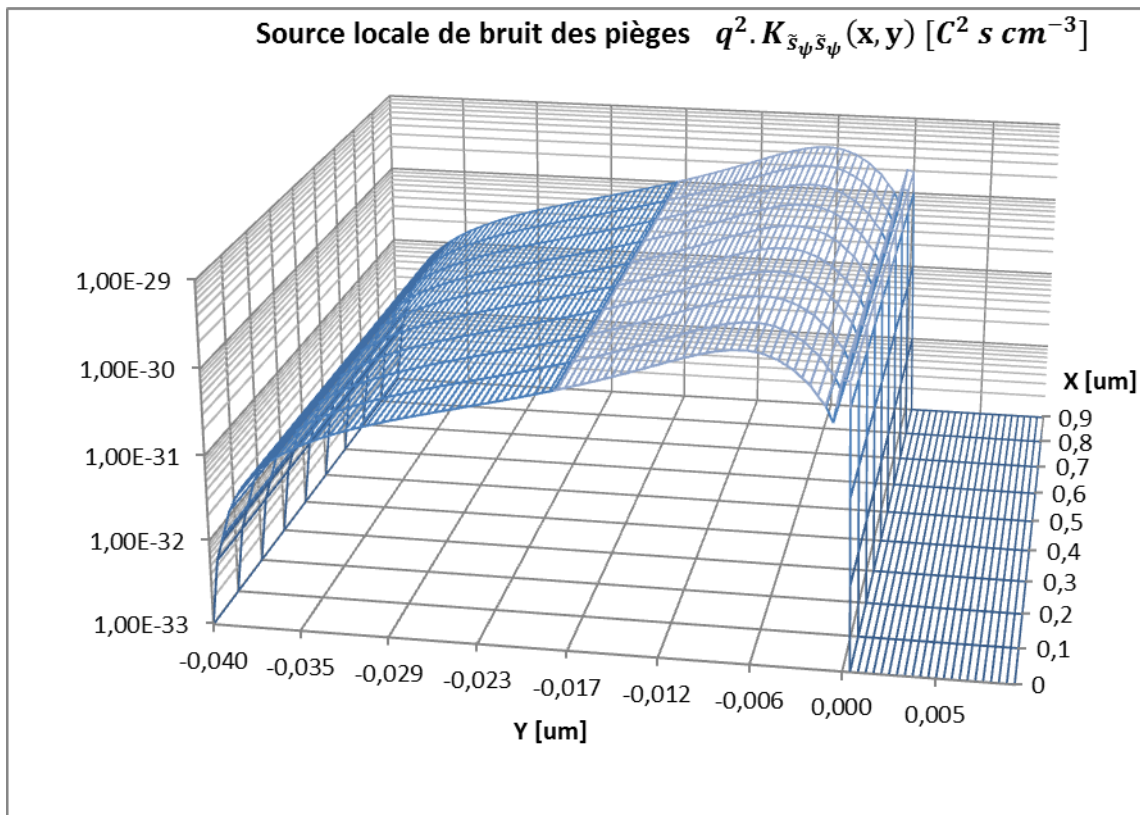


Figure V-17 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

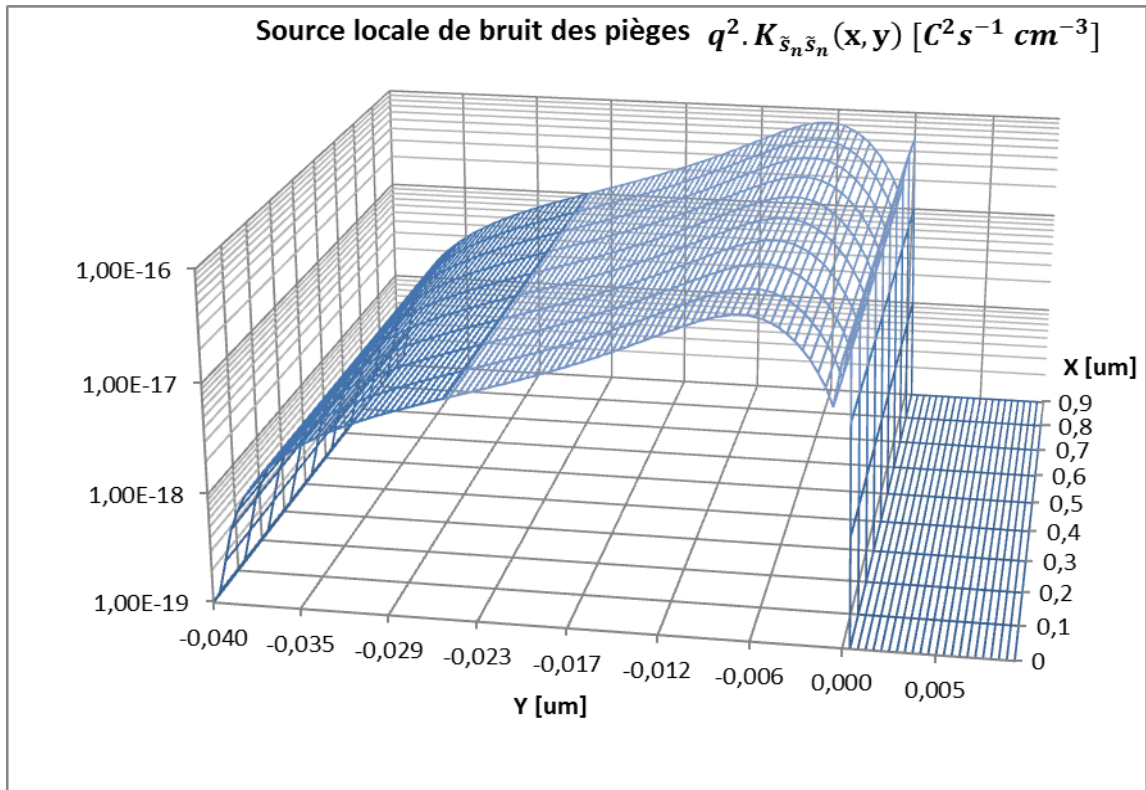


Figure V-18 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des électrons, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

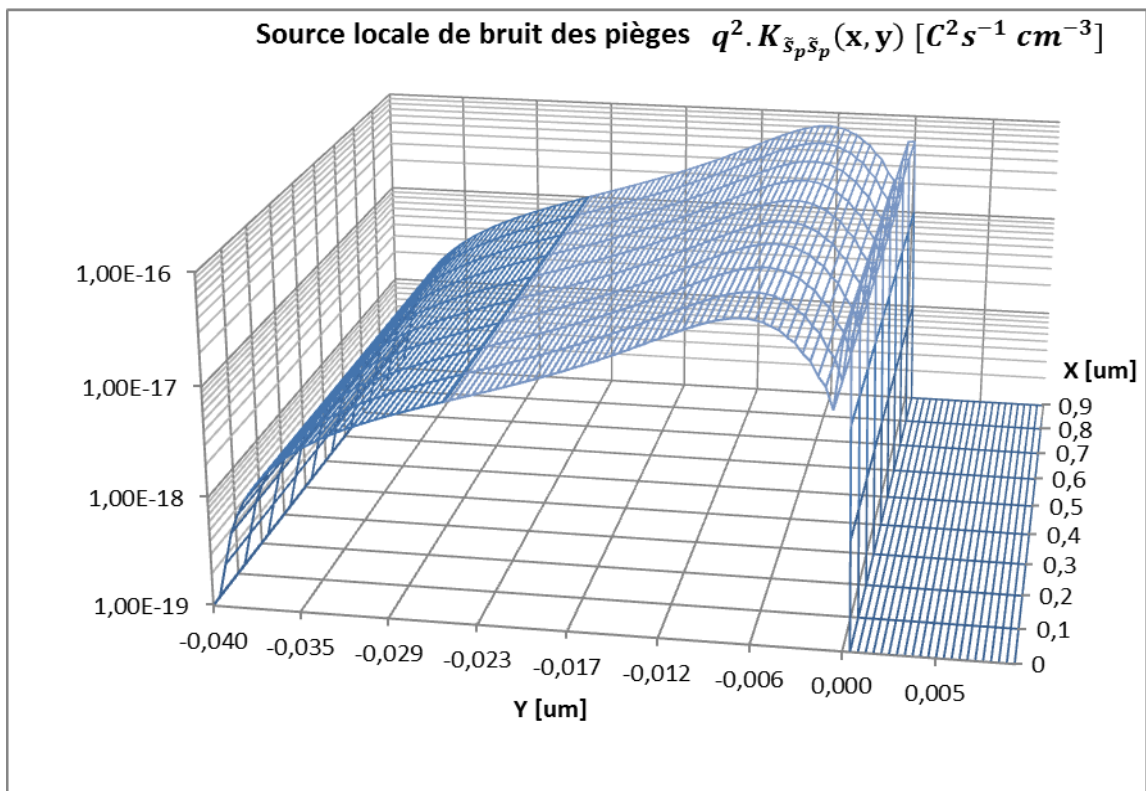


Figure V-19 : Représentation 3D de la fonction des sources locales globales de bruit GR dues aux pièges, dans l'équation de continuité des trous, au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

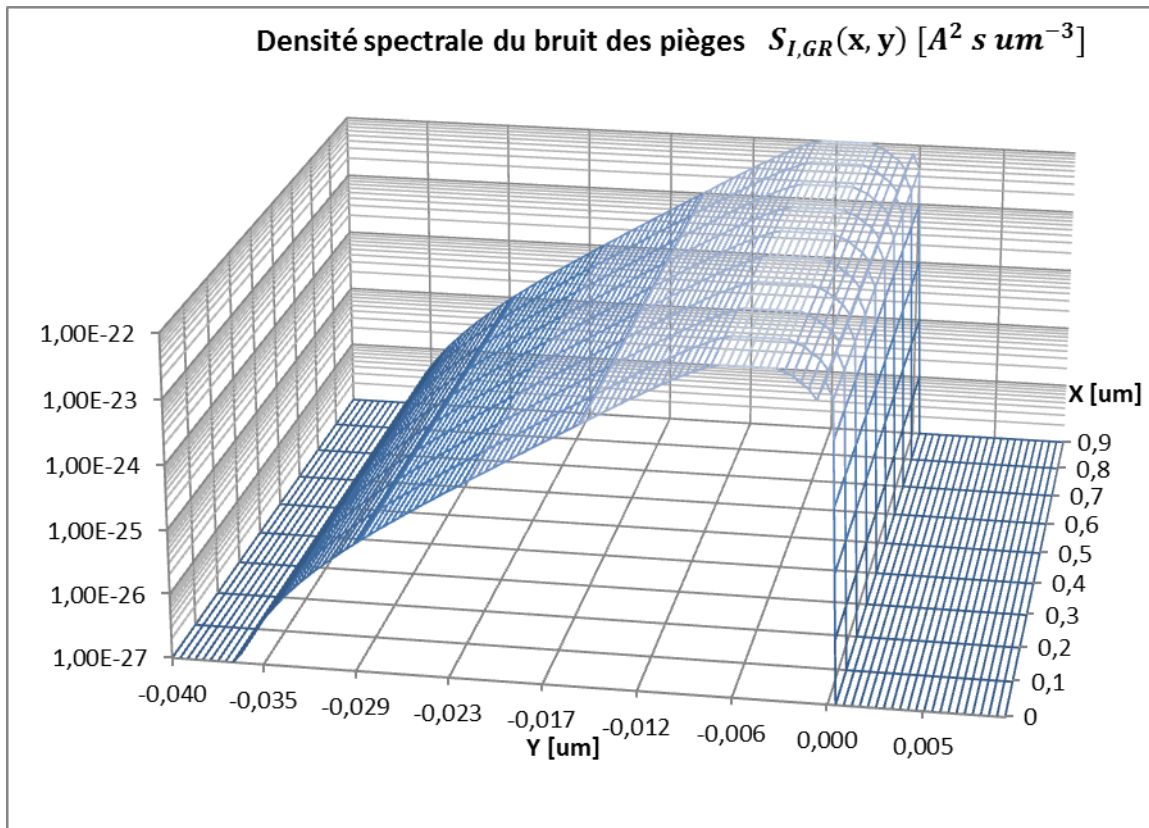


Figure V-20 : Représentation 3D de la densité spectrale locale du courant de bruit GR assisté par piège au voisinage de la jonction émetteur-base (GaInP/GaAs) à 1MHz et pour la densité de courant 5 kA/cm<sup>2</sup>

## **Simulation physique du bruit basse fréquence, stationnaire, dans les composants semi-conducteurs**

### **Résumé :**

Ce mémoire est consacré à la conception des deux méthodologies générales et robustes de simulation du bruit de génération-recombinaison assisté par piège dans des composants semi-conducteurs « réels ». Ce mémoire commence par des rappels sur les origines de bruit BF. Une présentation globale des méthodes de simulation du bruit GR macroscopique dans les composants semi-conducteurs est ensuite présentée. Une description des deux simulateurs les plus connus du domaine public, ATLAS de la société SILVACO et SENTAURUS de la société SYNOPSIS a été présentée. La limitation des simulateurs commerciaux lors du calcul du bruit GR assisté par piège d'une part, l'insuffisance des méthodes analytiques à résoudre correctement ce problème dans des composants « réels » soumis à des niveaux de polarisation opérationnels d'autre part, nous a amené à trouver une autre solution plus générale et robuste qui aboutit à l'écriture d'un programme de calcul développé sur Scilab qui permet de simuler le bruit GR assisté par piège dans un composant semi-conducteur de façon rigoureuse, tout en bénéficiant de l'ensemble de simulations déterministes proposées par SENTAURUS. L'application de cette méthode à l'hétérojonction émetteur-base d'un transistor TBH en InGaP/GaAs montre une excellente précision. Dans le même esprit, une autre méthode orientée « circuit » a été proposée. Cette méthode s'appuie sur la représentation électrique déterministe des équations de transport dans les semi-conducteurs, dans laquelle on introduit des sources de bruit de Langevin localisées tout au long de la ligne de transmission. Les travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'une collaboration avec Thales III-V lab et UMS et réalisés dans le cadre du programme ANR blanc CYCLOMOD soutenue par l'Agence Nationale de la recherche.

**Mots clés :** Simulation numérique des composants semi-conducteurs, bruit BF, pièges, génération-recombinaison, TBH InGaP/GaAs, fonctions de Green, sources de Langevin, modèle compact.

## **Physical simulation of low frequency, stationary, noise in the semiconductor devices**

### **Abstract:**

This dissertation is dedicated to the development of two general and robust methodologies of simulation of trap assisted generation-recombination noise in "real" semiconductor devices. This dissertation is started by remembering the origins of LF noise. A comprehensive overview of simulation methods of the macroscopic GR noise in semiconductor devices has been subsequently, presented. A description of the two best known simulators in the public domain, ATLAS from SILVACO society and SENTAURUS from SYNOPSIS society, was presented. On the one hand, the limitation of the commercial simulators when calculating the trap assisted GR noise and on the other hand, the lack in analytical methods to solve this problem into "real" components under operational polarization levels, led us to find another solution more general and robust, results in writing a computer program developed in Scilab which allows to simulate rigorously the trap-assisted GR noise in a semiconductor device, while benefiting from the set of deterministic simulations proposed by SENTAURUS. The application of this method on the emitter-base hetero-junction of the InGaP/GaAs HBT transistor shows an excellent accuracy. For the same purpose, another method oriented "circuit" has been proposed. This method relies on the deterministic electrical representation of the transport equations in semiconductors, wherein introduced Langevin local noise sources throughout the transmission line. The work presented in this dissertation is the fruit of collaboration with Thales III-V lab and UMS, realized within the framework of the French research "Programme Blanc CYCLOMOD" supported by the French National Agency of Research.

**Keywords:** Numerical simulation of semiconductor devices, low frequency noise, traps, generation-recombination, InGaP/GaAs HBT, Green's functions, Langevin sources, and compact model.