HAL
open science

Étude de l'effet de champ et du transport dans des réseaux aléatoires percolants de nanofils de silicium

Thibauld Cazimajou

▶ **To cite this version:**

Thibauld Cazimajou. Étude de l'effet de champ et du transport dans des réseaux aléatoires percolants de nanofils de silicium. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAT105 . tel-02894884

HAL Id: tel-02894884

https://theses.hal.science/tel-02894884v1

Submitted on 9 Jul 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Communauté UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano électronique Nano technologies (NENT)**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Thibauld CAZIMAJOU

Thèse dirigée par **Mireille MOUIS, Directeur de recherche CNRS, IMEP-LaHC**, et
codirigée par **Gérard GHIBAUDO Directeur de recherche CNRS, IMEP-LaHC**
préparée au sein du **Laboratoire IMEP-LaHC**
dans **l'École Doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)**

Étude de l'effet de champ et du transport dans des réseaux aléatoires percolants de nanofils de silicium

Thèse soutenue publiquement le **29/11/2019**
devant le jury composé de :

Mme Edwige BANO
Professeur, IMEP-LaHC Grenoble INP, Grenoble, Présidente du jury
M Philippe DOLLFUS
Directeur de recherche CNRS, C2N, Palaiseau, Rapporteur
M Emmanuel DUBOIS
Directeur de recherche CNRS, IEMN, Lille, Rapporteur
Mme Cristell MANEUX
Professeur, IMS, Université de Bordeaux, Bordeaux, Examinatrice
M Stéphane MONFRAY
Ingénieur, STMicroelectronics, Crolles, Examinateur
Mme Mireille MOUIS
Directeur de recherche CNRS, IMEP-LaHC, Grenoble, Directrice de thèse
M Gérard GHIBAUDO
Directeur de recherche CNRS, IMEP-LaHC, Grenoble, Codirecteur de thèse

Remerciements

Le manuscrit suivant compile le travail de trois années de recherche effectuées au sein du laboratoire IMEP-LaHC, à Grenoble. Ce projet de recherche n'aurait pas pu être mené à bien sans la participation de nombreuses personnes, que je souhaite remercier dans cette partie.

Je remercie tout d'abord ma directrice de thèse, Mireille Mouis, en premier lieu pour m'avoir accordé sa confiance et m'avoir confié ce sujet de recherche ainsi que pour son encadrement et son soutien intellectuel tout au long de la thèse. Je la remercie aussi, ainsi que mon codirecteur de thèse Gérard Ghibaudo, pour m'avoir laissé une grande part d'indépendance, tout en me guidant suffisamment pour éviter les impasses, pour m'avoir apporté le bagage théorique nécessaire et pour leur aide dans la diffusion des résultats obtenus. Cela a contribué à faire de ce doctorat une expérience épanouissante intellectuellement, ce dont je vous suis reconnaissant.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de juger la qualité de ma thèse : Philippe Dollfus et Emmanuel Dubois en particulier pour avoir pris le temps d'étudier mon manuscrit et d'en faire une critique, ainsi que Edwige Bano, présidente du jury, Cristell Maneux et Stéphane Monfray, pour avoir assisté à ma soutenance et pour la pertinence de leurs remarques et de leurs questions.

Merci à Jean-Emanuel Broquin, directeur de l'IMEP-LaHC, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Merci aux responsables de plateformes avec lesquels j'ai eu l'occasion de travailler, Martine Gri et Xavier Mescot.

Merci aux partenaires du projet Nanonets2Sense. Notamment, un énorme remerciement à Maxime Legallais, sans lequel ma propre thèse n'aurait pas existé. Merci aussi à Céline Ternon pour l'avoir encadré et pour avoir continué à superviser les aspects fabrication du projet. Merci à Thi Thu Thuy Nguyen pour avoir continué le travail de Maxime en tant que chercheuse post-doc. Merci à Valérie Stambouli, Monica Vallejo Perez et Fanny Morisot pour m'avoir aidé lors des caractérisations des transistors à base de nanonet en tant que biocapteurs. Merci à Bassem Salem pour la fabrication des nanofils de silicium et pour avoir répondu à mes questions sur leur caractérisation. Merci à Per-Erik Hellström, Saul Rodriguez et Ganesh Jayakumar, de KTH, pour avoir été de si bons partenaires, et notamment pour l'envoi des transistors à base de nanofils de silicium, qui m'ont servi de références. Merci à Pascale Caulier, pour son soutien dans tous les aspects administratifs.

Merci aux partenaires enseignants, Nicolas Ruty, Bertrand Rivet, Marion Dohen et Aurélien Kuhn, avec qui j'ai eu l'occasion de faire mes premiers pas en tant qu'enseignant à Phelma.

Merci au personnel administratif de l'IMEP-LaHC, Dahlila, Fabienne, Isabelle, Valérie, Brigitte et Anais.

Merci aux permanents de l'IMEP-LaHC, qui ont su poser une ambiance conviviale et de travail au sein de l'IMEP-LaHC. Je voudrais en particulier remercier Quentin Rafhay, pour ses conseils précieux notamment pour la préparation des qualifications pour les postes de maitre de conférences, et pour son suivi de mon travail de recherche au cours de ces trois années en tant que membre de mon jury CSI. Merci aussi à Laurent Montes, à Daniel Bauza et à Christoforos Theodorou. J'ai ensuite peur de ne pas pouvoir être exhaustif, et donc d'oublier des personnes, je vais donc remercier globalement toutes les personnes avec qui j'ai pu discuter au cours de ces trois années, tant je pense que sans ces moments de détente, je n'aurais pas pu arriver jusqu'au bout de ce marathon de travail.

Merci aux copains doctorants pour les bons moments passés ensemble, notamment Romain Bange, Nisrine Arab, Fatoumata Sy, Claire Verrier, Mohamad Awad, Licinius Benea, Giuseppe Acri, Aggeliki Tataridou, Andres Lopez Garcia et Miltiadis Alepidis.

Merci aux camarades de l'ENS, notamment Adrien, Jocelyn, Kévin et Barnabé.

Merci à Diana, Lorenzo et Chun Ju, Corentin, Clarisse et Clément.

Pour finir, merci à ma famille, pour avoir compris assez vite que je serais assez peu disponible pendant ces trois ans, et pour leur soutien indéfectible. Merci aussi pour être venu assister à ma soutenance.

Liste des acronymes

ADN: Acide Désoxyribonucléique

BEOL: *Back-End of Line*

CMNE : Composants Micro Nano Electronique

CMOS : *Complementary Metal Oxide Semiconductor* – Semi-conducteur Métal Oxyde complémentaire

CNF : *Carrier Number Fluctuation* - Fluctuation du nombre de porteurs

CNF-CMF : *Carrier Number Fluctuation with Correlated Mobility Fluctuation* - Fluctuation du nombre de porteurs corrélée à une fluctuation de mobilité

CNT : *Carbon Nanotube* – Nanotube de carbone

DSP : Densité Spectrale de Puissance

EOT : *Equivalent Oxide Thickness* – Epaisseur d'oxyde équivalente

FDSOI : *Fully Depleted Silicon on Insultator* – Technologie silicium sur isolant pouvant fonctionner en mode totalement déplété

FEOL: *Front-End of Line*

FET : *Field Effect Transistor* -Transistor à effet de champ

FFT : *Fast Fourier Transform* – Transformée de Fourier rapide

FinFET: Un transistor à effet de champ où le canal est constitué d'un aileron de silicium plus haut que large

GAA-FET : *Gate All Around – Field Effect Transistor* - Transistor à effet de champ dont le canal est un nanofil entouré par la grille

HMF : *Hooge Mobility Fluctuation* – Fluctuation de mobilité de Hooge

IDRS : *International Roadmap for Devices and System* – Feuille de route internationale pour les dispositifs et les systèmes

IMEP-LaHC : Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique - Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation

I_{on}/I_{off} : Rapport entre le courant à l'état ON et le courant à l'état OFF

ISFET: *Ion Sensitive Field Effect Transistor* : Transistor à effet de champ sensible aux ions

ITRS : *International Technology Roadmap for Semiconductors* - Feuille de route technologique internationale pour les semiconducteurs

KTH : *Kungliga Tekniska Hoegskolan* – Institut Royal de Technologie

LFN : *Low Frequency Noise* – Bruit Basse Fréquence

LMGP : Laboratoire des Matériaux et du Génie Physique

LTM : Laboratoire des Technologies de la Microélectronique

MOS : Métal-Oxyde-Semiconducteur

MOSFET : *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* -Transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteur

NC-FET : *Negative Capacitance Field-Effect Transistors* – Transistors à effet de champ à capacité négative

NEMS : *Nano Electro-Mechanical Systems* - Nanosystème électromécanique

NEREID : *NanoElectronics Roadmap for Europe: Identification and Dissemination*- Feuille de route en nanoélectrique pour l'Europe : Identification et dissémination

nMOS : MOSFET de type N

NN : *Nanonet, ou NANOstructured NETwork* –Réseau aléatoire de nanofils ou de nanotubes

NN-FET : *Nanonet Field Effect Transistor* - Transistor à effet de champ dont le canal est un nanonet

NTRS : *National Technology Roadmap for Semiconductors* - Feuille de route technologique nationale pour les semiconducteurs

NW-FET : *Nanowire Field Effect Transistor* : Transistor à effet de champ dont le canal est un nanofil

pMOS: MOSFET de type P

RTN : *Random telegraphic Noise*

SNR : *Signal to Noise Ratio* - Rapport signal sur bruit

SOI : *Silicon on Insultator* – Technologie silicium sur isolant

SPINFET: *Spin polarized field effect transistor*

SS : *Subthreshold Slope* – Pente sous le seuil

SW : *Subthreshold Swing* – Inverse de la pente sous le seuil

TFET: *Tunnel Field Effect Transistor* – Transistor à effet de champ à effet tunnel

UTB-SOI: *Ultra-Thin Body Silicon on Insulator*

VRH : *Variable range Hopping*

WP : *Work Package* : Groupe de Travail

Table des matières

Remerciements 1

Liste des acronymes 3

Introduction 10

Chapitre I : Mise en contexte : Des récentes avancées dans la fabrication de nanonets de silicium pour des applications biocapteurs 14

I.1. Le transistor à effet de champ : de l'ordinateur au biocapteur 14

I.1.1. Le fonctionnement du transistor à effet de champ 15

I.1.2. Loi de Moore 19

I.1.3. La fin de la loi de Moore ? 21

I.2. Biocapteurs basés sur les transistors à effet de champ 23

I.2.1. Les biocapteurs 23

I.2.2. Principe physique des biocapteurs à effet de champ 25

I.2.3. Processus d'amélioration : du transistor massif au transistor à base de film mince ou de nanofil 27

I.2.4. Avantages et défaut du biocapteur à effet de champ 33

I.3. Les nanonets de silicium 34

I.3.1. Historique sur le nanonet de silicium 34

I.3.2. Intérêt du nanonet de silicium pour les applications capteurs 35

I.4. Fabrication du NN-FET 36

I.5. Objectif de la thèse 39

Chapitre II : Caractérisation statique des transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium 41

II.1. Caractérisation statique du transistor à effet de champ 41

II.1.1. Description analytique du fonctionnement 41

II.1.2. Modélisation compacte du transistor à effet de champ 45

II.2. Caractérisation statique des NW-FET 48

II.2.1. Présentation des dispositifs étudiés 48
II.2.2. Caractéristiques statiques 49
II.2.3. Modélisation compacte 51
II.3. Caractérisation statique des NN-FET 52
II.3.1. Présentation des dispositifs étudiés 52
II.3.2. Caractéristiques statiques 52
II.3.3. Variation des paramètres électriques principaux 57
II.4. Conclusion du chapitre 62
Chapitre III : Approche développée pour la simulation de Nanonet-FETs 63
III.1. Simulation de réseaux de fils percolants 63
III.1.1. Simulation de réseaux de fils conducteurs 63
III.1.2. Simulation de réseaux de fils semiconducteurs 65
III.2. Cahier des charges 66
III.3. Modélisation du Nanonet par éléments finis 69
III.3.1. Algorithme 69
III.3.2. Résultats 72
III.4. Modélisation du nanonet par un réseau de résistances (matrice de Kirchhoff) 75
III.4.1. Stratégie 75
III.4.2. Algorithme 76
III.4.3. Résultats 78
III.5. Conclusion du chapitre 85
Chapitre IV : Confrontation entre résultats expérimentaux et théorie 86
IV.1. Estimation de la densité critique 86
IV.1.1. La densité critique d'après la théorie de la percolation 86
IV.1.2. Evaluation de la densité critique pour les Si NN-FET 87
IV.2. Variation de la mobilité apparente à bas champ 89

IV.2.1. Quelques éléments de théorie 90

IV.2.2. Application aux données expérimentales 91

IV.3. Variation de la tension de seuil et du facteur d'idéalité 96

IV.3.1. Un bref état de l'art 97

IV.3.2. De l'introduction de la dispersion en tension de seuil 97

IV.4. Extraction des caractéristiques des nanofils 106

IV.5. Conclusion du chapitre 107

Chapitre V : Caractérisation du bruit basse fréquence (LFN) des transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium 109

V.1. Notions de bruit électronique et de caractérisation à basse fréquence 109

V.1.1. Le bruit électronique 109

V.1.2. Les sources de bruits intrinsèques 111

V.1.3. L'analyse du LFN dans les FETs 115

V.1.4. Utilisation du bruit basse fréquence pour les applications capteurs 118

V.2. Caractérisation LFN de Si NN-FET 119

V.2.1. Dispositifs étudiés 119

V.2.2. Réglage des mesures 119

V.2.3. Analyse des données (dispositif 1) 119

V.2.4. Analyse des données (sur le reste des dispositifs) 123

V.3. Conclusion du chapitre 128

Chapitre VI : Caractérisation en température des transistors à effet de champs à base de nanonets de silicium 129

VI.1. Notions de caractérisation en température 129

VI.1.1. Généralités : Dépendance en température de la mobilité dans un semiconducteur homogène 129

VI.1.2. Dépendance de la mobilité avec la température: cas des nanofils 131

VI.1.3. Dépendance de la mobilité avec la température: cas des jonctions 132

VI.2. Caractérisation statique de NN-FET en fonction de la température 135

VI.2.1. Dispositifs utilisés 135

VI.2.2. Banc de Mesure 136

VI.2.3. Données brutes et extraction des paramètres électriques 136

VI.2.4. Analyse 141

VI.2.5. Effet d'une dispersion en E_a des jonctions sur la mobilité apparente 143

VI.3. Effet d'une dispersion en E_a des jonctions sur la variation de la tension de seuil avec la température 146

VI.4. Simulation Monte Carlo 146

VI.4.1. Modélisation des nanofils 147

VI.4.2. Modélisation des jonctions 147

VI.4.3. Résultats 147

VI.5. Conclusion du chapitre 154

Conclusion Générale et Perspectives 155

Annexe A : La fonction $\mathcal{W}$ de Lambert 158

References 159

Liste des communications 169

Introduction

Les nanonets considérés dans cette thèse sont des réseaux aléatoires bidimensionnels de nanostructures unidimensionnelles (de type nanofils ou nanotubes). Si les réseaux à base de nanofils métalliques sont déjà exploités dans certaines applications, notamment les écrans tactiles, et si leur fonctionnement est bien compris, il n'en est pas encore de même pour les réseaux de nanofils semi-conducteurs (par exemple à base d'oxyde de zinc ou de silicium). Pourtant, ces nanonets semi-conducteurs pourraient être des candidats prometteurs pour l'intégration 3D de biocapteurs sur CMOS[1]. En effet, il est attendu que les nanonets présentent une sensibilité élevée aux charges en surface, comme les nanofils dont ils sont composés, tout en étant plus simples et moins coûteux à fabriquer et à intégrer, ouvrant potentiellement la voie à une intégration tridimensionnelle de capteurs au-dessus des circuits CMOS de conditionnement et de lecture. Cet état de fait résulte de ce que les nanonets, notamment les nanonets de silicium, étaient beaucoup trop résistifs, du fait de la présence d'un oxyde natif aux jonctions, pour être utilisables. Cet obstacle a été levé récemment, grâce à un procédé permettant le frittage des jonctions à une température inférieure à 450°C[2], compatible avec une intégration dans le back-end du CMOS.

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet européen H2020 Nanonets2Sense (n°688329), qui avait pour objectif de développer une nouvelle approche technologique, basée sur l'utilisation de nanonets à base de nanofils semiconducteurs (ZnO ou Si), pour l'intégration 3D de biocapteurs sans marqueurs pour des applications médicales. Ce projet a débuté en février 2016, quelques mois avant le début de ma thèse, pour une durée de 3 ans. Il m'a donné accès à plusieurs générations de transistors dont le canal était constitué de nanonets de silicium, dans une configuration de transistor à effet de champ à grille arrière. Ces composants étaient fabriqués par un des laboratoires partenaires, le LMGP[3]. J'ai eu également accès, pour référence, à des transistors à effet de champ à nanofils, également commandés par grille arrière, fabriqués par le partenaire suédois du projet (KTH[4]).

L'objectif de ma thèse a été d'analyser le fonctionnement de ces transistors à base de nanofils, et surtout de nanonets, de silicium. Je me suis appuyé pour ce faire sur des études expérimentales (caractérisation statique, mesure de bruit basse fréquence et caractérisation en température) couplées à une étude théorique, tout d'abord à l'aide d'un modèle compact, puis grâce à des simulations de type Monte-Carlo. La comparaison des résultats a mis en évidence la nécessité de prendre en compte les dispersions,

[1] CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor

[2] Brevet déposé par le LMGP, un partenaire du projet européen H2020 Nanonets2Sense : P. Serre, C. Ternon, T. Baron, «Matériau nanostructuré semi-conducteur polycristallin», French application to Patent n° 14 61326, 24/11/2014

[3] LMGP : Laboratoire des Matériaux et du Génie Physique

[4] KTH : *Kungliga Tekniska Hoegskolan* – Institut Royal de Technologie

non seulement au niveau de la morphologie du nanonet, comme cela est fait dans la littérature, mais également au niveau des caractéristiques électriques des nanofils du réseau et des jonctions qu'ils forment entre eux.

Ce travail de thèse a été réalisé essentiellement au sein du laboratoire IMEP-LaHC[5] dans le groupe CMNE[6], tant pour l'utilisation des différents outils de caractérisation disponibles que pour l'expertise du laboratoire en termes d'exploitation des caractéristiques et de modélisation.

Le manuscrit est organisé en 6 chapitres :

Le chapitre I présente le contexte de l'étude. Nous commençons par rappeler le fonctionnement d'un transistor à effet de champ. Nous expliquons ensuite comment l'effet de champ peut être exploité dans un biocapteur. Nous exploitons des simulations à éléments finis pour préciser les paramètres du canal de conduction qui ont la plus forte influence sur la sensibilité du capteur. Nous expliquons enfin pourquoi le nanonet (NN) semble être un candidat prometteur pour le canal de conduction d'un biocapteur à effet de champ, tout en décrivant brièvement sa fabrication. Nous insistons notamment sur les caractéristiques technologiques qui ont été utilisées comme des paramètres variables lors de la fabrication des transistors que j'ai caractérisés (le détail de certaines étapes de fabrication, la distance inter-électrodes ou la densité de nanofils dans le nanonet par exemple).

Le chapitre II présente les informations obtenues sur les transistors à effet de champ à base de nanonet de silicium (Si NN-FET) à l'aide de mesures statiques. Les transistors étudiés présentaient les caractéristiques d'un transistor à effet de champ de type P, avec toutefois une tension de seuil positive (transistors normalement conducteurs). Pour analyser l'évolution de leurs caractéristiques électriques en fonction des paramètres géométriques et technologiques, nous avons extrait les paramètres électriques principaux (tension de seuil, mobilité faible champ, pente sous le seuil) en ajustant un modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert sur les caractéristiques courant-tension expérimentales. Ces extractions ont été effectuées pour un grand nombre de composants de façon à obtenir des tendances significatives malgré les dispersions. Nous discutons aussi de la dispersion des caractéristiques, que nous expliquons à la fois par la nature aléatoire du réseau et par la dispersion des caractéristiques électriques des nanofils eux-mêmes. Nous concluons le chapitre en montrant comment les paramètres électriques extraits des mesures varient en fonction des paramètres de fabrication. L'influence de la distance inter-électrode est notamment différente de ce qu'on observe pour un transistor dont le canal est uniforme et elle dépend de la densité de

[5] IMEP-LaHC : Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique- Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation

[6] CMNE : Composants Micro Nano Electronique

nanofils dans le nanonet. La question est de comprendre ce qui est intrinsèque au fait que le canal soit constitué d'un réseau géométriquement aléatoire et ce qui est d'origine technologique.

Le chapitre III présente différentes méthodes de simulation des réseaux aléatoires de nanofils de silicium. Dans une première partie est présenté un historique de la modélisation de réseaux de fils, partant des premiers résultats sur des réseaux de taille infinie vers la modélisation de réseaux de transistors de taille finie. A partir de cet état de l'art et des spécificités du Si NN-FET, nous élaborons un cahier des charges spécifique. Nous présentons ensuite deux techniques de simulation, l'une basée sur une modélisation par éléments finis du nanonet et l'autre sur la représentation du réseau par une matrice de conductance. Cette dernière méthode satisfait complètement le cahier des charges et nous concluons le chapitre en représentant les variations des paramètres électriques en fonction des paramètres de fabrication, mais cette fois-ci pour la simulation.

Le chapitre IV a pour but d'expliquer les variations expérimentales de paramètres électriques présentées au chapitre II, à la lumière de la théorie de la percolation et des simulations Monte-Carlo du chapitre III. En particulier, nous nous basons sur la théorie de la percolation pour expliquer les variations de mobilité apparente, en comparant nos résultats avec les variations de conductance publiées par ailleurs. Pour les variations de pente sous le seuil et de tension de seuil, nous nous basons seulement sur les résultats de simulation, ce problème n'ayant pas encore été étudié à notre connaissance. Nous concluons notamment sur la nécessité impérative de prendre en compte les dispersions, et notamment la dispersion en tension de seuil des nanofils individuels, pour expliquer les dépendances expérimentales. Nous montrons ensuite comment les paramètres électriques extraits pour les nanonets peuvent être exploités pour estimer les propriétés des nanofils qui le constituent.

Dans le chapitre V, nous présentons les informations obtenues sur les transistors NN-FET à l'aide de mesures de bruit basse fréquence (LFN). Le modèle basé sur l'hypothèse d'une fluctuation du nombre de porteurs corrélée à une fluctuation de mobilité (CNF-CMF) se révèle pertinent, comme pour la grande majorité des transistors MOS. Nous l'utilisons pour extraire la densité spectrale de puissance (DSP) de la tension de bandes plates ainsi que le coefficient de collision coulombienne à partir des mesures LFN effectuées sur les NN-FET. Puis, nous expliquons comment cette DSP de tension de bandes plates peut être utilisée pour obtenir un ordre de grandeur de l'aire électrique du nanonet, ainsi que de la variation de cette aire électrique avec la densité de nanofils.

Dans le chapitre VI, nous présentons les informations obtenues sur les transistors NN-FET à l'aide de caractérisations électriques statiques effectuées à différentes températures. Nous comparons là encore les caractéristiques obtenues pour différents paramètres de fabrication et nous utilisons la même méthode que dans les chapitres précédents pour les extractions de paramètres. En analysant leurs variations en fonction

de la température, nous concluons que les jonctions entre nanofils peuvent être modélisées au premier ordre comme des barrières de potentiel. Toutefois, pour rendre compte de l'influence de la distance inter-électrode et de la densité de nanofils, il est nécessaire de considérer que ces hauteurs de barrière sont dispersées. En intégrant cette dispersion dans les simulations Monte-Carlo du chapitre III, nous montrons qu'il est possible de retrouver des dépendances en fonction de la température cohérentes avec les tendances expérimentales. Cette comparaison nous donne même des indications qualitatives sur la fonction de distribution de ces hauteurs de barrière.

Chapitre I : Mise en contexte : Des récentes avancées dans la fabrication de nanonets de silicium pour des applications biocapteurs

Dans ce chapitre nous présentons le contexte de la thèse, portant sur la caractérisation et la modélisation de transistors à effet de champ à base de nanonet de silicium. Ce chapitre commence par la présentation du fonctionnement d'un transistor à effet de champ puis par la présentation des différentes feuilles de routes actuelles, notamment celles proposant une évolution parallèle à la loi de Moore consistant à intégrer de nouvelles fonctions sur la puce et pas seulement à augmenter la densité de fonctions logiques et mémoire. L'utilisation des transistors à effet de champ dans le domaine des biocapteurs est étudiée, en concluant sur les avantages, les défauts et les verrous technologiques actuels. Le nanonet de silicium est ensuite introduit comme une réponse possible à certains verrous. Sa fabrication est expliquée et ses avantages sont présentés. Pour terminer, les objectifs du travail de thèse sont présentés.

I.1. Le transistor à effet de champ : de l'ordinateur au biocapteur

En 1933, le concept de transistor est développé par Lilienfeld.[LIL 1933] Son transistor est une structure à base de semi conducteur où le courant entre deux électrodes est modulé par l'intermédiaire d'une troisième électrode. Cette structure ressemble à ce que seront les transistors à effet de champ. En 1947, le premier transistor fabriqué est le transistor bipolaire par Bardeen, Brattain et Schockley.[BAR 1947] En effet, les tentatives de fabriquer des transistors à effet de champ se sont au départ soldées par des échecs, en raison notamment de problèmes d'interface entre oxyde et semiconducteur. Ce n'est qu'en 1960 que la première capacité MOS (*Métal-Oxyde-Semiconducteur*) est fabriquée par Ligenza et Spitzer.[LIG 1960] Cela ouvrira la voie à la fabrication du premier transistor à effet de champ en 1963 par Kahng et Attala.[KAH 1963] Ce transistor, utilisé en tant qu'interrupteur électriquement commandé, a été rapidement intégré au sein d'ordinateurs, remplaçant avantageusement les tubes à vide. Le microprocesseur fut ensuite inventé par Ted Hoff en 1969, exploitant la miniaturisation des composants de type transistor à effet de champ pour réussir à intégrer tous les composants nécessaires au fonctionnement d'un processeur sur un seul circuit intégré. Les premières applications du transistor à effet de champ étaient majoritairement orientées vers le calcul logique et la mémoire. Cette partie va permettre d'introduire le fonctionnement du transistor à effet de champ ainsi que de proposer un historique du

développement de ces dispositifs, jusqu'à leur utilisation dans des applications dépassant le domaine de la logique et de la mémoire.

I.1.1. Le fonctionnement du transistor à effet de champ

Un schéma décrivant le fonctionnement d'un transistor à effet de champ (FET : *Field Effect transistor*) de type *bulk* (à substrat massif) est présenté sur la Figure I-1. Le schéma représente le cas particulier d'un transistor MOSFET[7] à inversion de type P. Ce transistor est fabriqué autour d'un substrat faiblement dopé, dopé N. Il possède 4 électrodes : la source, le drain, la grille et le substrat, ici mis à la masse.

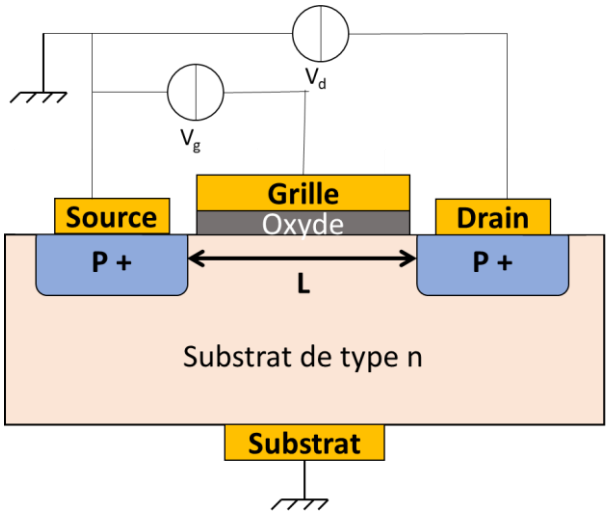

Figure I-1: *Schéma de transistor à effet de champ à substrat massif à inversion de type P. Le substrat est de type N. La tension entre source et grille vaut V_g et la tension entre source et drain vaut V_d. La distance entre source et drain est notée L.*

Le transistor se comporte comme une source de courant commandée par la tension appliquée à la grille. Ainsi, le choix de tension de grille permet de le faire passer de l'état OFF (pas de courant entre source et drain) à l'état ON (il existe un courant entre source et drain). Un oxyde se trouve entre l'électrode de grille et le substrat, d'épaisseur t_{ox}. La grandeur importante ici est la capacité de l'oxyde de grille C_{ox}, qui s'exprime en [$F.m^{-2}$] et qui est égale à :

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon}{t_{ox}} \qquad \text{Équation I-1}$$

avec ε la permittivité de l'oxyde utilisé. Les électrodes de source et de drain sont en contact avec des régions fortement dopées, de type P.

[7] MOSFET : *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* - Transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteur

La tension de grille V_g crée un champ vertical qui, par l'intermédiaire de la capacité d'oxyde, modifie la densité de porteurs libres à l'interface entre le substrat et l'oxyde. Ce phénomène est appelé effet de champ. Cette variation de la densité de porteurs libres va entrainer une modification de la conduction entre source et drain.

On distingue trois régimes de fonctionnement selon la tension V_g appliquée. V_{FB} et V_{th}, respectivement tension de bande plate et tension de seuil, sont définies comme les seuils de tension de grille séparant les différents régimes. Cette définition est affinée par la suite.

- $V_g > V_{FB}$: régime d'accumulation (Figure I-2-a). Dans ce régime les porteurs libres de type n sont attirés vers l'interface, il n'y a pas de canal permettant aux trous de circuler de la source au drain;
- $V_{th} < V_g < V_{FB}$: régime de déplétion et faible inversion (Figure I-2-b). Dans ce régime les porteurs libres de type n sont repoussés de l'interface, la zone sous l'oxyde est désertée par les porteurs libres. Il y a dans ce régime un courant très faible de dérive-diffusion entre source et drain qui correspond à la faible quantité de trous pouvant être émis par injection thermoïonique au-dessus de la barrière de potentiel entre source et canal.
- $V_g < V_{th}$: régime d'inversion forte (Figure I-2-c). Dans ce régime les porteurs libres de type p sont attirés vers l'interface, il y a création d'un canal de conduction entre source et drain.

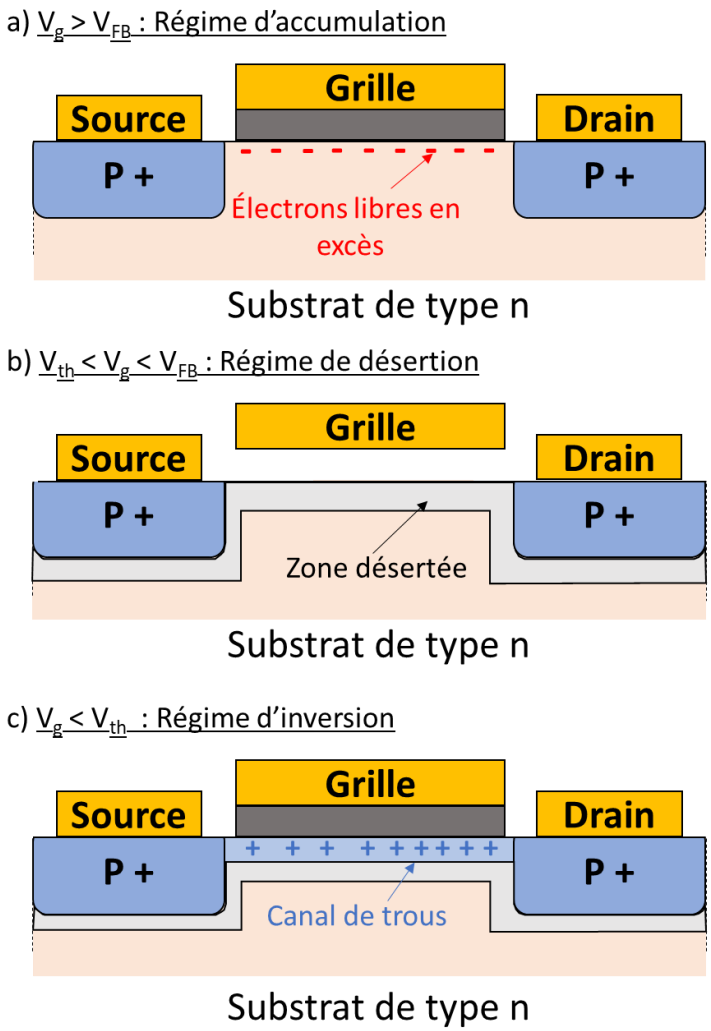

Figure I-2: *Variation du régime du fonctionnement du transistor à effet de champ à substrat massif à inversion de type P avec la valeur de la tension de grille V_g.*

Sur la Figure I-3 est représenté le fonctionnement d'un transistor à substrat massif en régime d'inversion ($V_g < V_{th}$) pour différentes valeurs de V_d (tension de drain) et une source mise à la masse. Pour un V_d faible (Figure I-3-a), le courant I_d varie linéairement avec V_d, exactement comme pour une résistance. Ce régime est donc nommé le régime ohmique ou linéaire. Si V_d est trop important, le courant I_d atteint une limite, qui peut être lié à un phénomène de pincement du canal (Figure I-3-b), ou à une saturation de vitesse des porteurs de charge. Dans ce cas, I_d ne dépend idéalement plus de V_d. Ce régime est nommé le régime de saturation.

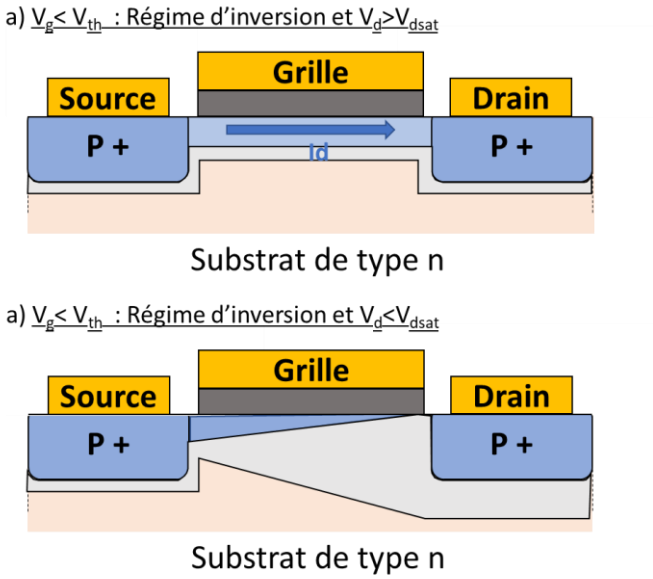

Figure I-3: *Variation du régime du fonctionnement du transistor à effet de champ à substrat massif à inversion de type P avec la valeur de la tension de drain V_d, avec V_g choisie de manière à placer le transistor en régime d'inversion.*

Sur la Figure I-4 sont représentées les caractéristiques statiques $I_d = f(V_d)$ et $I_d = f(V_g)$ pour un transistor de type P.

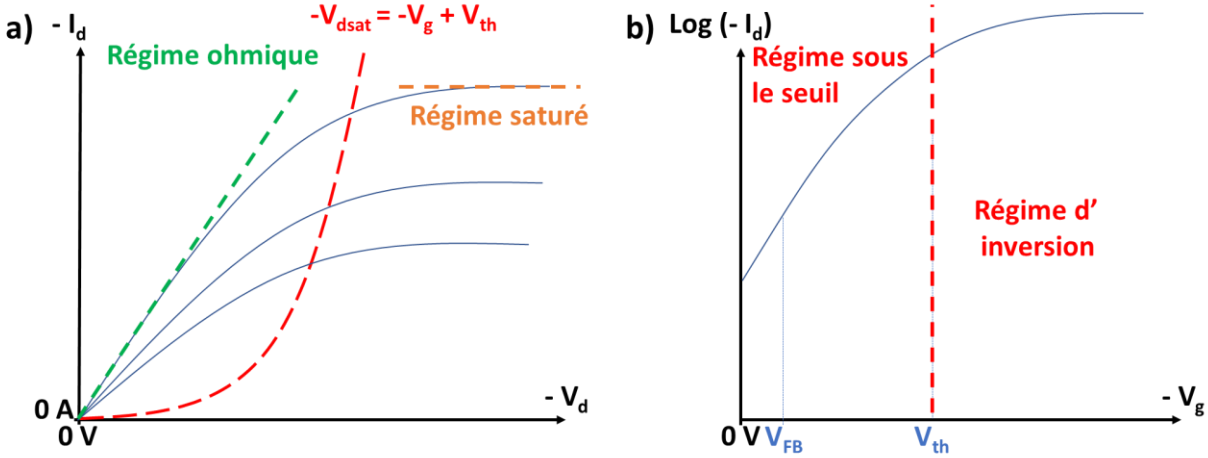

Figure I-4: *Caractéristiques (a) $I_d = f(V_d)$ et (b) $I_d = f(V_g)$ pour un transistor de type pMOS à inversion. Les différents régimes de fonctionnement sont représentés, délimités par V_{dsat} sur la caractéristique $I_d = f(V_d)$ et par V_{FB} et V_{th} sur la caractéristique $I_d = f(V_g)$.*

Pour la plupart des utilisations en électronique, le transistor à effet de champ est considéré comme une source de courant commandée par la tension de grille (valeur du courant en régime saturé indépendante de l'impédance de charge). Pour cela, il peut aisément être utilisé pour de la logique booléenne et du calcul, remplaçant les tubes à vide pour les calculateurs puis dans les ordinateurs.

Pour cette partie, il a été décidé de se concentrer sur une architecture de transistor FET spécifique (le transistor à inversion de type P) pour en expliquer le fonctionnement général. Nous allons évoquer d'autres architectures de transistor FET avant de conclure, sans rentrer en détail dans leur fonctionnement :

- Le transistor à inversion de type N. Pour ce transistor, le substrat est de type P et les électrodes de source et de drain sont en contact avec des régions fortement dopées de type N. Ainsi, l'augmentation de V_g conduit à la création d'un canal d'électrons entre source et drain.
- Si le substrat est fortement dopé et est de même type que les régions au contact des électrodes de source et drain, le courant de source à drain reste élevé même pour une tension de grille égale à la tension de bande plate (et donc $V_{th} > V_{FB}$ pour un pMOS[8] de ce type). Le régime ON est obtenu en mettant la surface en accumulation. Ce dispositif est difficile à bloquer, sauf si l'épaisseur du semiconducteur est relativement fin (par exemple en utilisant la technologie SOI[9]).[COL 2010]

Le fonctionnement des transistors ayant été précisé, la partie suivante est centrée sur l'amélioration de ces transistors suivant la loi de Moore.

I.1.2. Loi de Moore

Comme expliqué en introduction, le premier transistor à effet de champ a été fabriqué en 1963 [KAH 1963] et a été intégré dans un microprocesseur Intel en 1969. En 1965,[MOO 1965] puis en 1975,[MOO 1975] Moore décrit l'évolution du nombre de composants par puce en fonction du temps, notamment que ce nombre double tous les deux ans (Figure I-5-a). Cette variation, nommée loi de Moore, tient moins à des considérations physiques qu'à des considérations économiques. Cette loi a permis de fixer un objectif à atteindre en termes d'évolution de la complexité dans le milieu de la microélectronique, et donc de synchroniser les efforts des différents secteurs impliqués dans la microélectronique, de la conception de nouveaux équipements pour la fabrication jusqu'à la production des dispositifs (Figure I-5-b). Au niveau du transistor, il faut donc réussir à diminuer ses dimensions année après année, cela permettant à la fois une augmentation de l'intégration (augmentation du nombre de calculs possibles pour une même surface de microprocesseur) et une augmentation de la rapidité de commutation, permettant d'augmenter la vitesse de calcul.

Cette volonté de synchronisation des efforts s'est traduite par la mise en place des feuilles de route pour le développement des transistors à effet de champ, à commencer par la NTRS (National Technology

[8] pMOS : MOSFET de type P
[9] SOI : *Silicon on Insultator* – Technologie silicium sur isolant

Roadmap for Semiconductors) aux États-Unis en 1993 puis la ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) en associant les États-Unis, l'Europe, le Japon, la Corée et Taiwan en 1998. Ces feuilles de route mettent en lumière les futures évolutions du marché et les verrous technologiques à dépasser dans le but de suivre la loi de Moore.

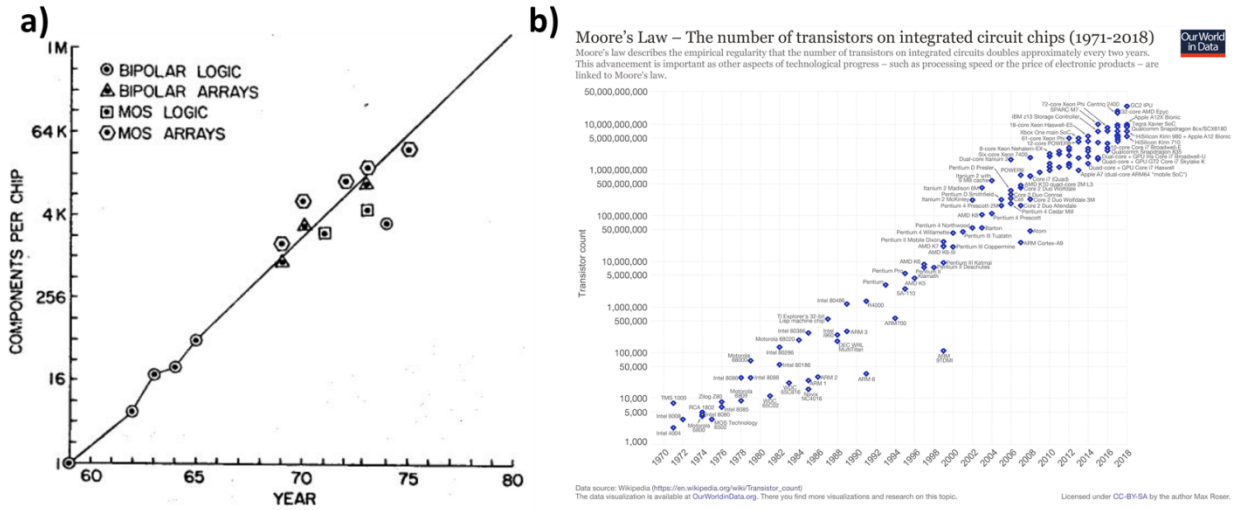

Figure I-5: (a) *Représentation de la loi de Moore réactualisée en 1975 [MOO 1975] (b) Evolution du nombre de transistors par puce en fonction de l'année.[OUR 2018] Cette figure provient du site OurWorldInData.org, qui a utilisé les données sur l'évolution du nombre de transistors par puce agrégées par wipikedia.*

Dans les années 60 à 80, la loi de Moore a été suivie grâce à l'amélioration des techniques de lithographie, sans modification des matériaux employés, c'est-à-dire du silicium, et de l'architecture du FET (substrat massif). Pour améliorer le contrôle de l'environnement électrostatique dans le canal, l'épaisseur d'oxyde de grille a diminué continuellement afin d'augmenter la capacité d'oxyde (voir Équation I-1). Notamment, l'article [DEN 1974] décrit un procédé de réduction de la taille des transistors à champ constant, en particulier de l'épaisseur d'oxyde.

Dans les années 90, de nouveaux matériaux sont employés, à la fois pour l'oxyde de grille et pour le semiconducteur. En effet, la réduction de l'épaisseur d'oxyde entraine l'apparition de fuites de courant à travers l'oxyde de grille, ce qui va pousser les fabricants à remplacer l'oxyde de grille par des matériaux à haute permittivité (high-K) pour obtenir la même capacité d'oxyde avec une épaisseur d'oxyde plus importante et d'éviter les fuites. Le silicium contraint mécaniquement est aussi utilisé pour les

nMOS[10],[WEL 1994] ainsi que le silicium avec un certain pourcentage de germanium pour les pMOS,[LEE 2003] dans le but d'améliorer la mobilité des porteurs de charge.[THO 2004]

Dans les années 2010, des nouvelles architectures permettant d'améliorer le contrôle de l'électrostatique dans le canal sont proposées. Parmi ces architectures sont notamment présentes le FDSOI[11] FET [CEL 2003] et les architectures multi grilles comme les FinFET[12] [HIS 1989, COL 2008] et les GAA-FET[13].[MAS 1988, SIN 2006] Les évolutions technologiques ayant permis le suivi de la loi de Moore sont représentées sur la Figure I-6.

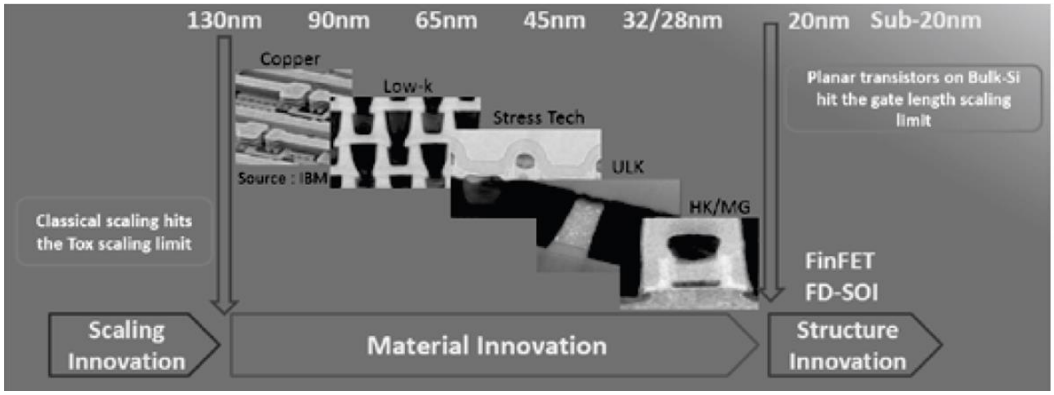

Figure I-6: *Evolution technologique des transistors ayant permis le suivi de la loi de Moore.[MAL 2015, JEO 2015]*

I.1.3. La fin de la loi de Moore ?

Malgré ces améliorations, le suivi de la loi de Moore est de plus en plus difficile à suivre et le doublement du nombre de transistors par unité de surface tous les deux ans n'est plus une réalité depuis 2005. De plus, la longueur de grille est de plus en plus proche de la limite CMOS (environ 5 nm), qui est la limite à partir de laquelle il ne sera plus possible d'utiliser les technologies CMOS à cause de l'effet tunnel direct entre source et drain. Des technologies sont proposées actuellement pour continuer l'amélioration des propriétés électriques des transistors pour des applications en logique et en mémoire, comme les technologies SPINFET[14],[DAT 1990] électronique moléculaire,[XU 2005] TFET[15].[SEA 2013]

[10] nMOS : MOSFET de type N

[11] FDSOI : *Fully Depleted Silicon on Insultator* – Technologie silicium sur isolant pouvant fonctionner en mode totalement déplété

[12] FinFET : Un transistor à effet de champ où le canal est constitué d'un aileron de silicium plus haut que large

[13] GAA-FET : *Gate All Around – Field Effect Transistor* - Transistor à effet de champ dont le canal est un nanofil entouré par la grille

[14] SPINFET : *Spin polarized field effect transistor*

[15] TFET : *Tunnel Field effect Transistor*- Transistor à effet de champ à effet tunnel

Depuis 2013, la roadmap ITRS a été abandonnée et remplacée par l'IDRS (International roadmap for Devices and Systems) en 2016. La principale différence entre ces deux feuilles de route est que ITRS était une feuille de route conduite par la technologie (technology driven), c'est-à-dire que les performances des transistors étaient améliorées suivant la loi de Moore et que cela se répercutait sur l'utilisation des transistors dans les autres domaines d'application, alors que l'IDRS est une feuille de route conduite par les applications, c'est-à-dire que l'utilisation dans un domaine est prévue avant de proposer un cheminement pour y parvenir.

Par ailleurs, on observe en parallèle une tendance à la diversification des fonctions intégrées :

- La recherche de nouvelles architectures et de nouveaux matériaux permettant un meilleur contrôle électrostatique du canal, une diminution de la consommation, une diminution du temps de réponse, etc. Cette recherche permet une continuation de la loi de Moore. On parle d'axe de recherche « More Moore ».
- La recherche de solutions alternatives pour des applications logiques, différentes de celles reposant sur les structures de type CMOS. On parle d'axe de recherche « Beyond CMOS »
- La recherche ayant pour visée des applications différentes de la logique et des mémoires, par exemple des applications capteur et récupération d'énergie. On parle d'axe de recherche « More than Moore ». Cet axe s'enrichit des évolutions technologiques mises au point dans les autres axes de recherche (Figure I-7).

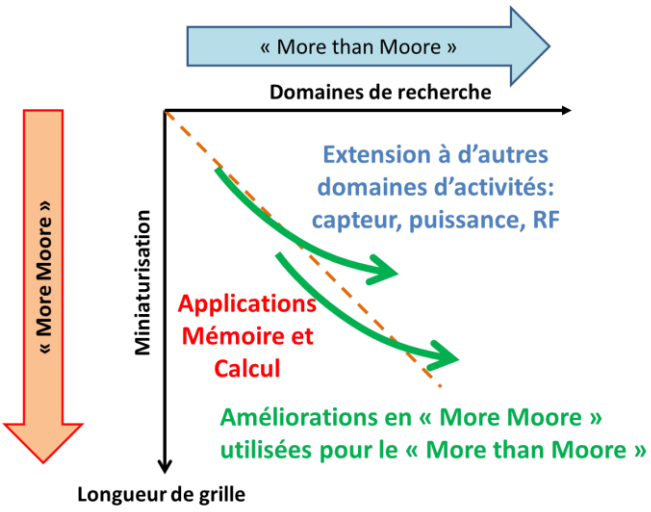

Figure I-7: *Représentation graphique de la différence d'idéologie entre la recherche « More Moore » et la recherche « More than Moore ». La recherche « More Moore » consiste à continuer la miniaturisation des transistors FET en visant des applications mémoire et calcul. La recherche « More than Moore » utilise les innovations développées par la recherche « More Moore » en vue de développer des applications pour d'autres domaines d'activités.*

La recherche dans ces différents axes est particulièrement développée au sein de l'Union Européenne, avec le soutien de projets européens comme NEREID (*NanoElectronics Roadmap for Europe: Identification and Dissemination*).

Parmi les recherches « More than Moore », il est possible de trouver une thématique de recherche « capteurs pour applications dans la santé ». Dans la prochaine partie, il est abordé l'utilisation de transistors à effet de champ pour des applications capteur, et notamment pour la détection d'ADN (Acide Désoxyribonucléique).

I.2. Biocapteurs basés sur les transistors à effet de champ

Dans cette partie, nous présentons l'objectif désiré lors de la conception d'un biocapteur, et comment les transistors à effet de champ peuvent être de bons candidats dans l'élaboration de capteurs transportables, rapides et intégrables, par exemple pour des diagnostics hors des laboratoires d'analyse médicale. Sont aussi abordées les stratégies actuelles d'optimisation de la sensibilité aux charges en surface, qui sont illustrées dans ce chapitre par des simulations par éléments finis. Cette partie se conclut par l'identification des principaux verrous technologiques.

La conception et la fabrication des biocapteurs n'étant pas le sujet de cette thèse, cette partie sert avant tout à introduire le nanonet de silicium en présentant une application potentielle, qui est celle visée dans le cadre du projet Nanonets2Sense. L'état de l'art sur les biocapteurs et le positionnement des capteurs à base de transistors à effet de champ est donc abordé de façon succincte.

I.2.1. Les biocapteurs

Avant le début de cette partie, il est important de préciser que son but est simplement de présenter une application potentielle des transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium, dont l'étude approfondie sera le cœur de la thèse.

Un capteur est un dispositif qui transforme une grandeur physique en une grandeur utilisable, par le biais d'un ou plusieurs transducteurs (Figure I-8).

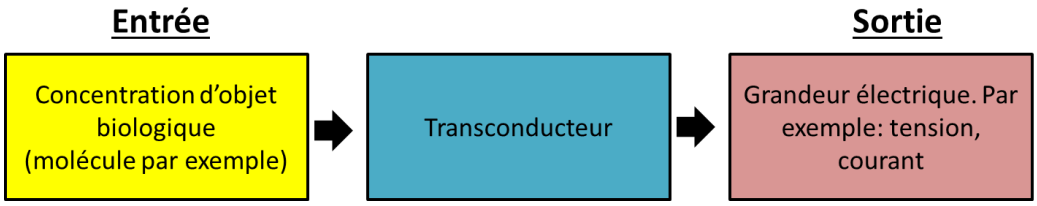

Figure I-8: *Schéma de principe d'un biocapteur électrique*

Pour le biocapteur, la grandeur physique à mesurer est une concentration d'objet biologique, par exemple la concentration d'une protéine ou de fragments d'ADN dans une solution. Ces biocapteurs ont évidemment majoritairement des applications dans le domaine de la santé, que ça soit pour le diagnostic médical ou pour l'élaboration de nouveaux médicaments. Par exemple, la détection de brins d'ADN dans le sang résultant de la mort de cellules cancéreuses (apoption) permet un suivi de l'évolution de la maladie et de l'efficacité d'un traitement anticancéreux, dont l'objectif est de détruire les celles cancéreuses.

Il est important de noter que la plupart des biocapteurs utilisent une des particularités des brins d'ADN : la spécificité de l'appariement des brins d'ADN entre eux pour former une double hélice. En effet, chaque brin d'ADN est constitué d'une séquence de 4 bases : adénine (A), thymine (T), cytosine (C) et guanine (G) et ces bases ne peuvent s'apparier que selon de couples A-T et G-C. Ainsi, un brin d'ADN ne peut s'hybrider qu'avec un seul brin d'ADN, qui est son complémentaire. Si nous souhaitons détecter la présence d'un certain type d'ADN (ADN cible) dans la solution testée, le capteur utilisera le brin d'ADN complémentaire (ADN sonde) pour être spécifique.

Un état de l'art sommaire (basé sur le livre [HIG 2012]) permet d'aboutir à une classification des différents types de biocapteurs. En général, les biocapteurs utilisés dans les laboratoires d'analyse médicale fonctionnent avec des marqueurs. Par exemple, les biocapteurs optiques basés sur la fluorescence [SAS 2008] consistent en la détection d'un fluorophore attaché sur l'ADN sonde. Tester une solution avec un biocapteur avec marqueur conduit à ajouter une étape de marquage avant de pouvoir utiliser le biocapteur. Cette étape peut être chronophage et nécessite un personnel formé.

Les biocapteurs existants peuvent être basés sur des technologies de fabrication trop chères (par exemple les biocapteurs basés sur des NEMS[16]) ou au contraire être plus simple et moins couteux, mais nécessitant un environnement dédié pour préparer les dispositifs et la possession de l'équipement de lecture (par exemple les biocapteurs basés sur l'utilisation de marqueurs fluorophores et la détection de la fluorescence par une caméra et un outil de traitement d'image adapté). De plus, cette dernière gamme de biocapteurs demande un temps de préparation relativement long (environ un quart d'heure en milieu hospitalier).

[16] NEMS : *Nano Electro-Mechanical Systems* - Nanosystème électromécanique

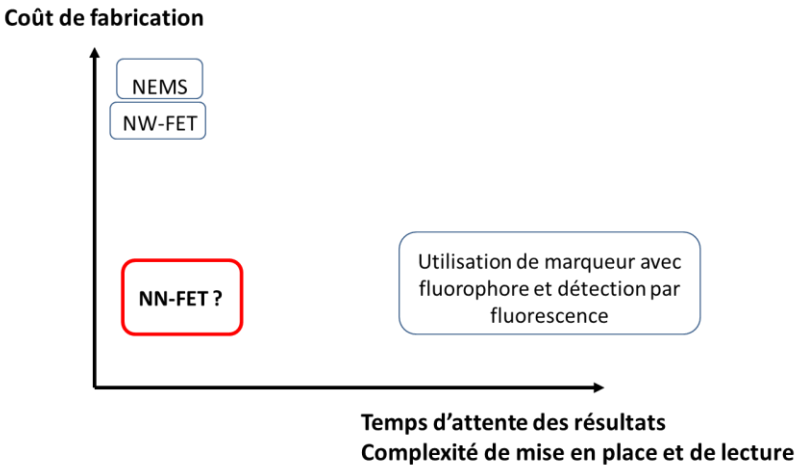

Figure I-9: *Etat de l'art des biocapteurs, mettant en évidence le fait qu'il n'existe pas de biocapteur à la fois peu cher et étant simple à mettre en place, facile à utiliser et temps réel. L'icône rouge représente la position visée par le biocapteur développé au sein du projet Nanonets2Sense*

Bien sûr, l'objectif actuel est d'obtenir des biocapteurs pouvant donner une réponse rapidement, être transportables et en même temps être peu couteux. Des biocapteurs possédant ces caractéristiques pourraient être extrêmement utiles pour le suivi de patients. Par exemple, ces biocapteurs pourraient permettre de suivre l'évolution de l'efficacité d'un traitement contre le cancer, dans le but d'alerter en cas d'anomalies demandant une analyse plus poussée. L'intérêt de ce biocapteur est que ce suivi pourrait se faire sans nécessité de se déplacer jusqu'à l'hôpital.

Dans la prochaine partie, les biocapteurs basés sur des transistors à effet de champ sont présentés, et il sera expliqué en quoi ils peuvent être de bons candidats pour remplir cet objectif.

I.2.2. Principe physique des biocapteurs à effet de champ

La Figure I-10-a représente une structure de transistor à grille-arrière. Le canal est situé entre source et drain et est constitué d'un matériau semiconducteur. Il est encadré par une couche d'oxyde supérieure et une couche d'oxyde inférieure. La couche d'oxyde supérieure est laissée libre alors que la couche d'oxyde inférieure sert d'isolant pour le contact de grille arrière. Si la tension de grille arrière V_g est modifiée et le courant I_d mesuré, il est possible d'obtenir une caractéristique I_d-V_g typique d'un transistor à effet de champ (caractéristique bleue sur la Figure I-10-c). Si des charges sont ajoutées au-dessus de la couche d'oxyde supérieure (Figure I-10-b), cela va modifier l'environnement électrostatique dans le canal (selon la loi de Gauss) et conduire à un décalage de la tension de seuil V_{th} (caractéristique rouge sur la Figure I-10-c). Par exemple, une charge négative en surface va repousser les électrons dans le canal et rapprocher les trous, ce qui peut conduire à une augmentation du courant dans le cas d'un pFET. En général, par

simplicité, c'est la variation de courant à tension V_g fixée qui est mesuré. Pour notre part, nous proposons plutôt de suivre le décalage en tension de seuil qui est proportionnel à la quantité de charges en surface. En effet, relier la variation en courant à V_g fixé à la quantité de charges en surface nécessite de supposer le régime de fonctionnement du transistor, avant et après l'ajout des charges (par exemple, le régime sous le seuil). Mais en raison du manque d'information à ce niveau-là pour nos dispositifs, il nous semble plus rigoureux d'utiliser le décalage en tension de seuil.

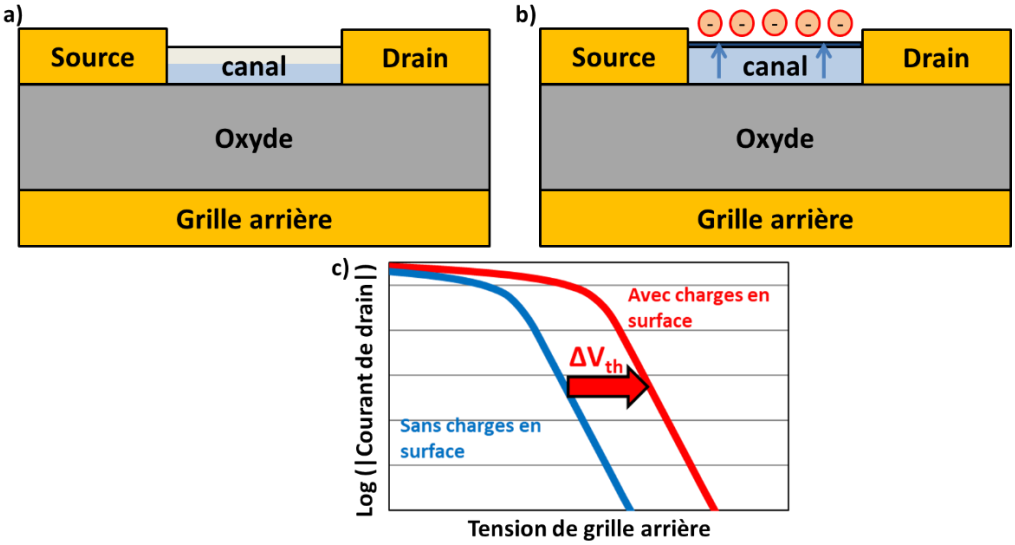

Figure I-10: *Explication du principe physique à l'origine du biocapteur basé sur les transistors à effet de champ. (a) FET à grille arrière pour une certaine tension de grille arrière sans charge au-dessus (b) Même FET pour la même tension de grille arrière avec charges négatives au-dessus (c) Représentation du décalage en tension de seuil des caractéristiques avec et sans charges en surface.*

La sensibilité des transistors à effet de champ aux charges en surface a d'abord été utilisé dans les ISFET (*Ion Sensitive Field Effect Transistor* – Transistor à effet de champ sensible aux ions), des capteurs d'ions, notamment utilisés pour la mesure de pH.[BER 1972] En utilisant le même principe, il est possible d'obtenir un capteur à ADN, l'ADN étant chargé négativement à cause de la charge négative des groupements phosphates présents sur les nucléotides.

Le principe théorique de fonctionnement d'un biocapteur à effet de champ est présenté schématiquement sur la Figure I-11. Des informations plus détaillées peuvent être trouvés dans les papiers [NGU 2018, DEM 2019], écrit par les collaborateurs du projet travaillant au LMGP[17]. Pour schématiser, le processus de fonctionnalisation et de détection est le suivant. Dans un premier temps, le transistor à effet de champ est « nu » (Figure I-11-a), c'est-à-dire que rien ne se trouve au-dessus de l'oxyde supérieur. Après fonctionnalisation, des brins d'ADN sonde sont fixés au-dessus de l'oxyde supérieur (Figure I-11-

[17] LMGP : Laboratoire des Matériaux et du Génie Physique

b). Le brin d'ADN étant chargé négativement, la caractéristique I_d-V_g du transistor n'est pas le même avant et après fonctionnalisation. L'oxyde supérieur peut ensuite être mis en contact d'une solution (par exemple du sang) qui peut contenir l'ADN dont la concentration doit être mesurée. Les brins d'ADN sondes ne peuvent s'apparier, pour former une double hélice, qu'avec un brin complémentaire, rendant cet appariement extrêmement spécifique. L'échantillon est ensuite rincé. S'il n'y avait pas de brin d'ADN dans la solution correspondant à la cible (complémentaire de l'ADN sonde), il n'y aura pas d'appariement et la caractéristique I_d-V_g du dispositif ne va pas être modifiée. S'il y a présence de brin d'ADN cible dans la solution, il va y avoir hybridation spécifique entre les brins d'ADN cible et d'ADN sonde (Figure I-11-c). Le brin d'ADN cible étant négativement chargé, cela va entrainer une modification de la tension de seuil du dispositif. Le décalage en tension de seuil est donc image de la charge en surface, elle-même image de la quantité de brins d'ADN cible se trouvant dans la solution analysée.

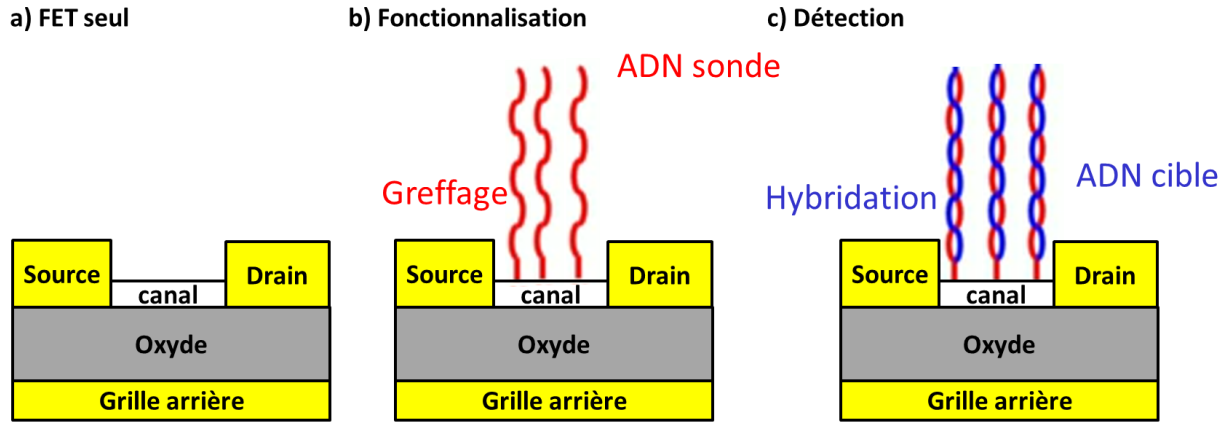

Figure I-11: *Représentation des différentes étapes de fonctionnement du biocapteur à ADN basé sur le transistor à effet de champ. A noter que l'étape d'hybridation ne se fait qu'entre deux ADN complémentaires, ce qui rend ce capteur très sélectif.*

Les biocapteurs à ADN présentent de nombreux avantages en tant que capteur, notamment une forte sélectivité due à la spécificité de l'hybridation entre les brins d'ADN sonde et cible.

La sensibilité de ce type de capteur dépendra donc de la sensibilité de la structure à effet de champ à grille arrière aux charges en surface. Le paragraphe suivant détaille les leviers technologiques sur lesquels il est possible de jouer pour l'améliorer.

I.2.3. Processus d'amélioration : du transistor massif au transistor à base de film mince ou de nanofil

Sur la Figure I-12 est représenté le modèle élément fini d'un transconducteur à effet de champ à grille arrière. Il est possible de voir en vert le canal, avec un dopage de 10^{11} atomes.cm^{-3}, une largeur W et une hauteur h, en bleu l'oxyde supérieur qui fait le tour du canal avec une épaisseur t_{ox} et une permittivité

variable (avec une permittivité relative de 3,8 pour SiO_2 et 24 pour HfO_2), en orange l'oxyde inférieur avec une épaisseur t_{box} et une permittivité relative de 3,8. Un potentiel V_g est imposé en dessous de l'oxyde inférieur. Pour finir, il est imposé au-dessus de l'oxyde supérieur une charge constante, permettant de représenter la présence d'une charge surfacique correspondant à la présence d'une certaine quantité de brins d'ADN cible. L'équation de Poisson est ensuite résolue grâce à la méthode des éléments finies dans le but de connaitre le courant de drain circulant à travers le canal. Cette opération est effectuée pour différentes valeurs de V_g afin de tracer la caractéristique I_d-V_g.

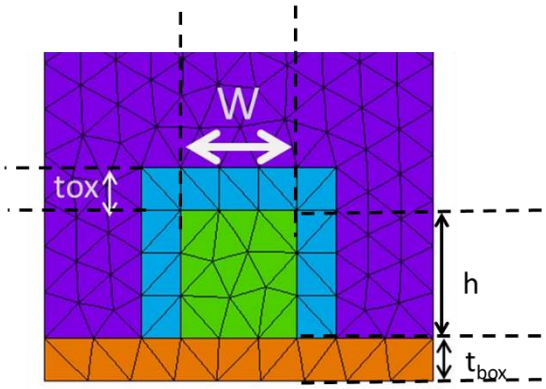

Figure I-12: *Modèle éléments finis du biocapteur basé sur un transistor à effet de champ avec pour canal un nanoruban de largeur W et de hauteur h. W peut être choisi du même ordre de grandeur que h pour simuler le fonctionnement d'un nanofil.*

La Figure I-13 montre l'influence de t_{box} sur la caractéristique I_d-V_g du FET avec pour canal un nanoruban de largeur 30 nm ou 2 µm, une longueur de canal 1 µm et un oxyde supérieur composé de 10 nm de SiO_2 (Figure I-13-a) ainsi que son influence sur la sensibilité (Figure I-13-b).

La sensibilité est la variation de la réponse du capteur pour une variation de la quantité à mesurer donnée. Ainsi, pour le biocapteur à effet de champ, si la quantité de charge à mesurer passe de 0 $C.cm^{-2}$ à une valeur Q_{ext} et que cela entraine un décalage en tension de seuil égal à Δ_{Vth} ; elle est définie comme

$$\text{Sensibilité} = (\Delta_{Vth})\frac{1}{Q_{ext}} \qquad \text{Équation I-2}$$

Il est important de prendre en compte le Q_{ext} dans l'équation, car le but de la sensibilité est de donner une relation liant la variation de grandeur mesurée à la variation de grandeur électrique correspondante. Cela n'est malheureusement pas toujours le cas dans la littérature scientifique dans le domaine des biocapteurs, certain se contentant par exemple de suivre une variation relative de conductance, improprement appelée sensibilité.[KIM 2007] Ceci peut entrainer des difficultés quand il s'agit de comparer les performances des capteurs.

Dans le régime sous le seuil de la caractéristique I_d-V_g, le décalage en tension de seuil peut s'exprimer en fonction de la variation de charge interne, sachant que le courant (considéré comme proportionnel à la charge interne Q_i) varie logarithmiquement avec la tension de grille :

$$\text{Sensibilité} = \ln\left(\frac{Q_{i1}}{Q_i}\right)\frac{1}{Q_{ext}} \qquad \text{Équation I-3}$$

Avec Q_{ext} la charge surfacique égale à 8.10^{10} q.cm^{-2}, Q_i la charge interne lorsque la charge surfacique au-dessus de l'oxyde supérieur est nulle et Q_{i1} la charge interne lorsque la charge surfacique au-dessus de l'oxyde supérieure est égale à Q_{ext}. On observe une légère diminution de I_{on} avec l'augmentation de t_{box}, ce qui cohérent avec la diminution de C_{ox}. Cependant, on voit aussi une augmentation de la sensibilité maximale avec l'augmentation de t_{box} Cela peut s'expliquer par une relation simple entre la variation de charge en surface et le décalage en tension de grille permettant d'obtenir la même variation de charge dans le canal :

$$\Delta Q_i = C_{ox}\,\Delta V_g \qquad \text{Équation I-4}$$

Ainsi, si C_{ox} diminue, et donc si t_{box} augmente, il faut un décalage en tension de grille plus important pour une même variation de charge interne, et donc la sensibilité augmente.

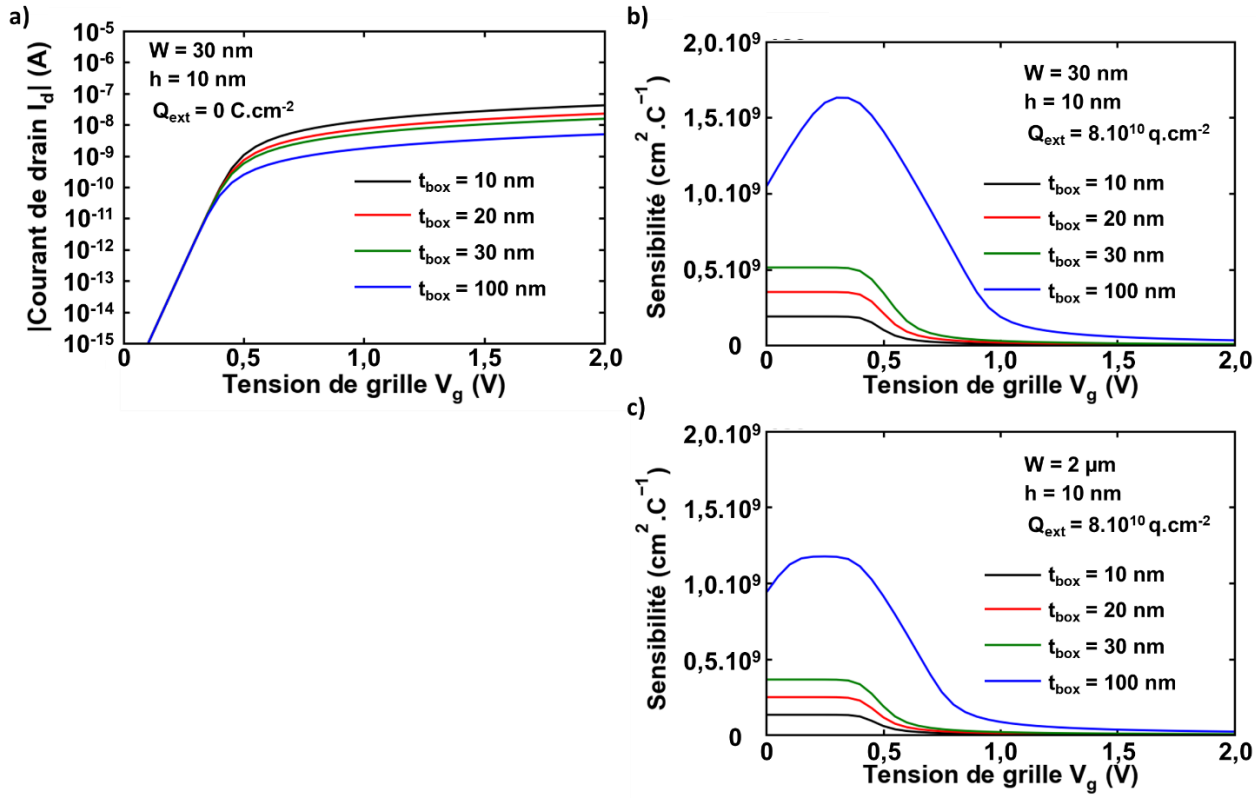

Figure I-13: *Influence de l'épaisseur d'oxyde de la face arrière sur (a) la caractéristique $I_d = f(V_g)$ lorsqu'il n'y a pas de charge surfacique et (b) sur la sensibilité du capteur à l'ajout de charges en surface dans le cas où W = 30 nm et (c) sur la sensibilité du capteur dans le cas où W = 2 µm. Pour (b)et (c), la sensibilité est calculée par comparaison entre le cas où $Q_{ext} = 8.10^{10}$ q.cm^{-2} et le cas où il n'y a pas de charge surfacique.*

Il est aussi possible de voir que la sensibilité est bien plus importante dans le régime sous le seuil que dans le régime à forte inversion, ce qui s'explique par la plus forte dépendance en V_g de Q_i dans ce régime. De même, modifier la permittivité de l'oxyde utilisé pour l'oxyde de grille va entraîner une modification de C_{ox}.

Sur la Figure I-14, l'impact de la géométrie (W et h) sur la sensibilité est simulé. Pour des valeurs de h constantes (h = 40 nm pour la Figure I-14-a), la diminution de W améliore la sensibilité, tandis que pour une valeur de W constante (W = 10 nm pour la Figure I-14-b), l'augmentation de h conduit à une amélioration de la sensibilité. Ainsi, la meilleure configuration semble être une configuration de type FinFET (grand h, petit W).

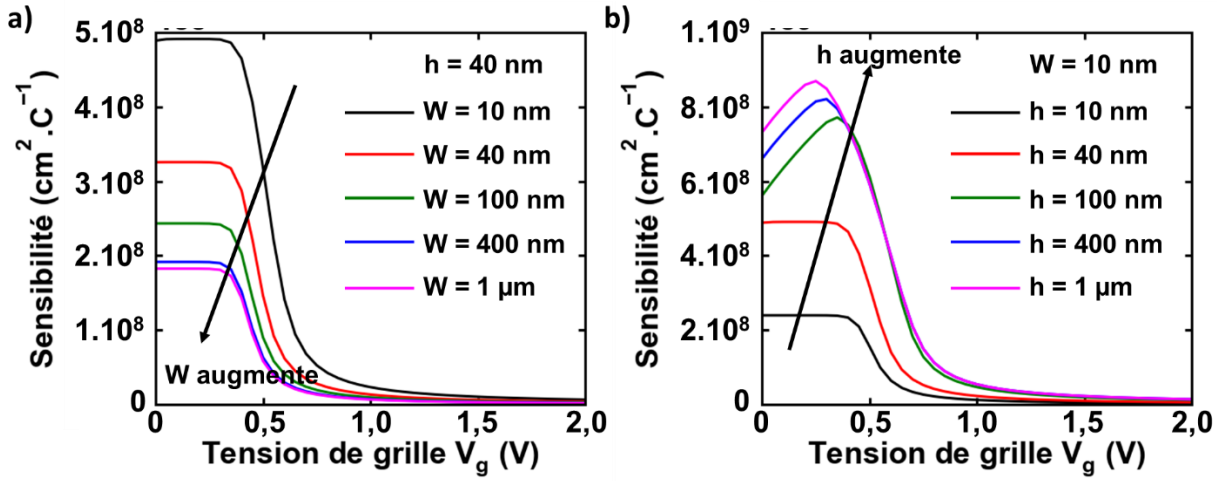

Figure I-14: *Influence de la largeur W et de la hauteur h du nanoruban sur la sensibilité du capteur à l'ajout de charges en surface. (a) h = 40 nm et plusieurs valeurs de W, l'augmentation de W entraine une diminution de la sensibilité (b) W = 10 nm et plusieurs valeurs de h, l'augmentation de h entraine une augmentation de la sensibilité.*

Contrairement au résultat obtenu par simulation, l'état de l'art sur la fabrication de biocapteurs à effet de champ privilégie majoritairement l'utilisation de NW-FET (*Nanowire-FET* - Transistors à effet de champ avec des nanofils pour canal) , en vertu d'une amélioration du rapport surface sur volume. D'après nos résultats de simulation, cet argument n'est pas le bon. En effet, le rapport surface sur volume dans la configuration étudiée vaut :

$$\frac{\text{Surface}}{\text{Volume}} = \frac{(W+2h)L}{WhL} = \frac{1}{h} + \frac{2}{W} \qquad \text{Équation I-5}$$

Pour maximiser ce rapport, il faut diminuer h et W. Or, d'après la Figure I-14-b, l'augmentation de h entraine une amélioration de la sensibilité.

L'affirmation selon laquelle le rapport surface sur volume est proportionnel à la sensibilité est vraie pour un dispositif sans effet de champ dont la variation de conductance est mesurée en fonction de la quantité de charges en surface, comme cela est démontré dans l'article [LEE 2010, NAI 2007]. Dans le cas des biocapteurs à effet de champ, cet argument doit être utilisé avec précaution. Pour les biocapteurs à base de transistor à grille arrière, il faut à la fois que les charges extérieures entrainent une forte variation de la charge interne dans le canal (donc une amélioration du rapport « surface extérieure » sur volume) et que cette variation de charge interne corresponde à une importante variation de la tension de grille. C'est pour cette raison que la structure de type FinFET présente une meilleure sensibilité que la structure de type NW-FET.

Cette erreur est extrêmement commune dans la littérature scientifique.[GAO 2009]

Sur la Figure I-15 est visible la variation au niveau des caractéristiques I_d-V_g et de la sensibilité qu'entraine une augmentation de la densité de pièges n_{it}, rajoutés entre oxyde et canal. Au niveau des caractéristiques I_d-V_g, nous pouvons voir que l'augmentation de la densité de pièges entraine une dégradation de la pente sous le seuil. Cette relation sera abordée plus en détail dans le chapitre 2. On observe aussi un décalage de la tension de seuil, qui sera exploité dans le chapitre 3.

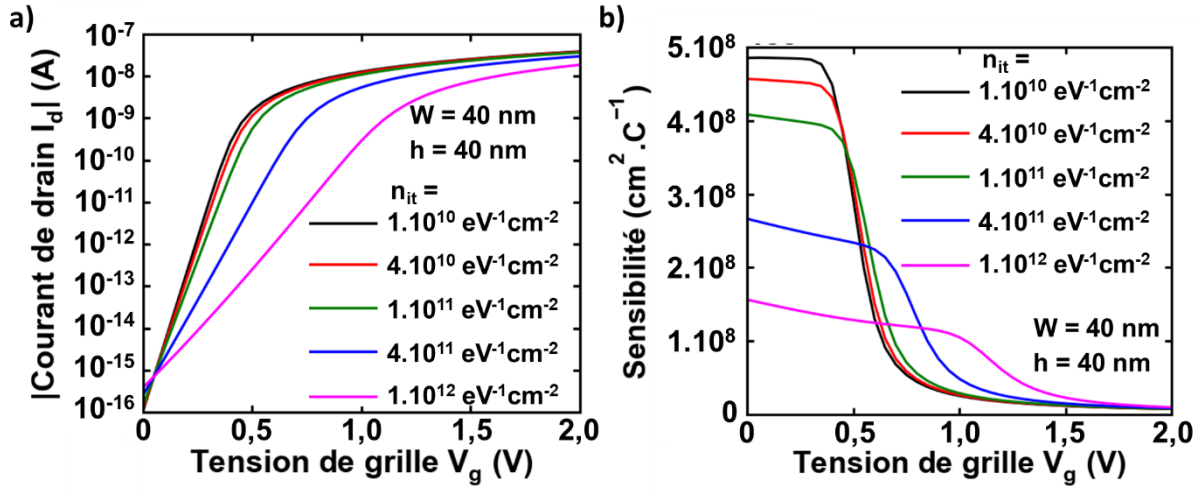

Figure I-15: *Influence de la présence de pièges à l'interface sur (a) la caractéristique $I_d = f(V_g)$ pour $Q_{ext} = 0$ C et (b) sur la sensibilité du capteur à l'ajout de charges en surface dans le cas où W = 40 nm, h = 40 nm et $Q_{ext} = 8.10^{10}$ q.cm^{-2}.*

Surtout, on observe sur la Figure I-15-b que l'augmentation de la densité de pièges entraine une forte réduction de la sensibilité. Donc, pour obtenir un biocapteur sensible, la réduction du nombre de pièges à l'interface est un critère beaucoup plus essentiel que l'optimisation de la géométrie. Au vu de l'état de l'art, une structure simple à optimiser et pouvant fonctionner en déplétion complète comme le FDSOI semble être le meilleur choix. La configuration FINFET a été très peu étudiée dans la littérature pour des applications biocapteurs, mais les papiers les plus complet sur le sujet sont [RIG 2011] et [RIG 2013]. Notamment, le papier [RIG 2011] conclut à une amélioration de la sensibilité avec la diminution de h, mais les auteurs ont pris le parti de considérer des rapports W/h constants, ce qui conduit à une incertitude des rôles séparés de W et h. De plus, au lieu de considérer l'effet des charges comme une charge surfacique autour du dispositif, les auteurs modélisent cet effet avec un potentiel équivalent, ce qui est incorrect car une surface libre est commandée en champ électrique (ou charge) et non pas en potentiel.

Dans le cadre du projet, il a été décidé de travailler avec une structure basée sur des nanofils de silicium. Cela se justifie en prenant en compte des considérations technologiques et le fait de vouloir optimiser la géométrie en travaillant à W faible. En effet, le nanofil de silicium est la configuration présentant un faible W la plus simple à fabriquer dans une approche bottom-up. Dans la partie suivante, il

est expliqué les raisons pour lesquels les biocapteurs à effet de champ peuvent répondre à un cahier des charges réclamant des capteurs faciles à transporter, intégrables, simples d'utilisation, peu couteux et rapides, et quels sont les principaux verrous technologiques.

I.2.4. Avantages et défaut du biocapteur à effet de champ

Tout d'abord, le biocapteur à effet de champ présente l'avantage d'être facilement transportable et la détection électrique, qui n'a pas besoin de marqueur, permet de diminuer drastiquement le temps de préparation et la complexité d'utilisation. Il y a donc deux points restants pour valider le cahier des charges, qui est le fait d'obtenir un biocapteur peu couteux et facilement intégrable.

Dans l'état de l'art, il est aisé de trouver de nombreux résultats de recherche sur la fabrication de biocapteurs à base de nanofils,[CUI 2001a] permettant à la fois une haute sensibilité, une détection électrique sans marqueurs et une possibilité d'intégrer plusieurs capteurs sur la même puce. Ces nanofils peuvent être obtenus soit par méthode top-down, c'est-à-dire par gravure, soit par méthode bottom-up. La méthode top-down, si elle permet une intégration simple des nanofils obtenus dans une architecture de transistor, présente le désavantage de nécessiter l'utilisation de techniques avancées de lithographie. Par exemple, cela peut être l'utilisation de lithographie par faisceau d'électrons [STE 2007] ou un enchainement d'étapes assez complexe lors de la fabrication.[JAY 2014] La méthode top-down présente donc un coût de technologie élevé.

La méthode bottom-up consiste à obtenir les nanofils de silicium par croissance avant de les intégrer au sein d'une architecture de transistor.[CUI 2001b] Si la fabrication des nanofils est dans ce cas peu couteuse, leur intégration au sein d'une architecture demande un procédé complexe. Il faut soit les positionner correctement entre deux contacts prépaternés (par exemple par électrophorèse) soit réaliser sur mesure les contacts en fonction de la position aléatoire des fils sur le substrat. Ce sont des techniques qui existent au sein des laboratoires de recherche mais qui ne sont pas adaptées à la production en masse en vue d'une commercialisation.

Il y a donc un conflit entre la nécessité d'obtenir une technologie de capteur peu couteuse et la difficulté technique de fabrication d'un NW-FET, ce qui constitue le principal verrou technologique. Dans la partie suivante, le nanonet de silicium est présenté et il est expliqué en quoi il offre une alternative possible pour dépasser ce verrou technologique.

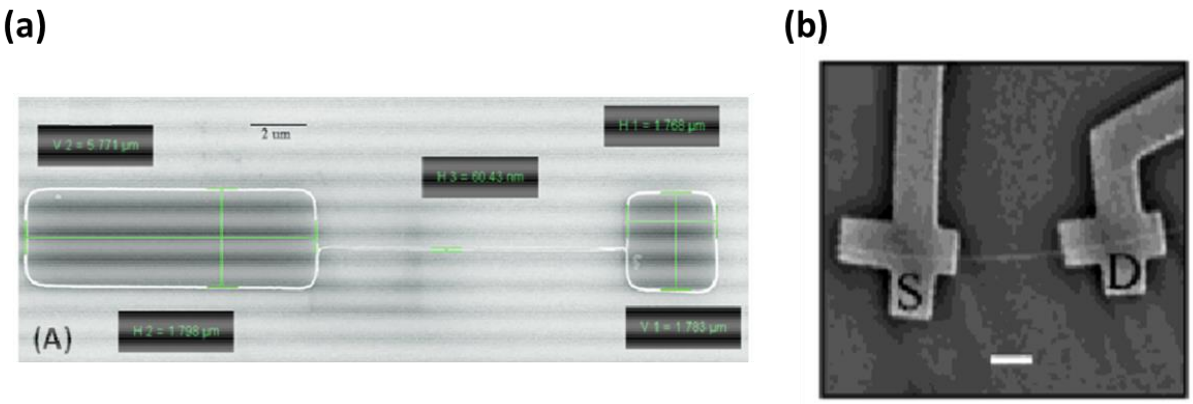

Figure I-16: *(a) Représentation d'un nanofil de silicium obtenu par méthode top-down [*JAY 2014*], et (b) représentation d'un nanofil obtenu par méthode bottom-up [HAH 2004]*

I.3. Les nanonets de silicium

Les nanonets de silicium (Si NN) sont un réseau aléatoire de nanofils de silicium cristallisés (c'est-à-dire que les nanofils sont reliés entre eux par une jonction cristalline et pas seulement posés les uns sur les autres). La fabrication de ces nanonets a été développée et brevetée par un des laboratoires collaborant avec l'IMEP-LaHC[18] au sein du projet Nanonet2Sense, le LMGP.

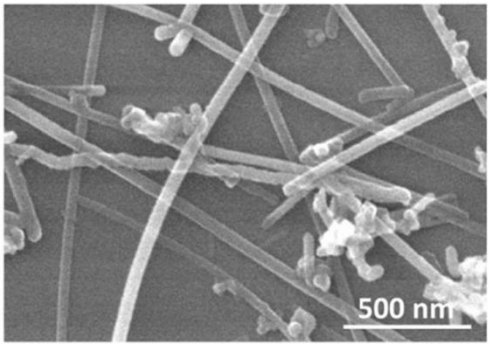

Figure I-17: *Image SEM d'un nanonet de silicium [LEG 2019]*

I.3.1. Historique sur le nanonet de silicium

Tout d'abord, il est important de noter que le nanonet de silicium n'est pas le premier nanonet à avoir été fabriqué. Notamment, le nanonet à base de nanotubes de carbone a été le premier réseau aléatoire de nanofils semiconducteurs à avoir été fabriqué. Le terme nanonet (NANOstructured NETwork) a d'ailleurs été introduit par Grüner en 2006 dans un article traitant des réseaux de nanotubes de carbone.[GRÜ 2006] De nombreuses recherches ont été menés sur la fabrication de ces nanonet à base de CNT[19] [SNO 2003,

[18] IMEP-LaHC : Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique- Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation

[19] CNT : *Carbon nanotubes* – Nanotubes de carbone

CAO 2006], ainsi que sur leur modélisation.[KUM 2005, KUM 2006, TOP 2009] Notamment, des dispositifs CNT NN-FET[20] ont été fabriqués en Corée [KIM 2009a, KIM 2009b] et caractérisés puis modélisés au laboratoire IMEP-LaHC [JOO 2013a, JOO 2013b]. De même des nanonets de ZnO ont été fabriqués [UNA 2009, ZHE 2012] . Pour la fabrication de nanonets de silicium, le plus important verrou technologique était la présence de jonctions isolantes entre les nanofils de silicium, à cause de la présence de SiO_2 natif entourant les nanofils. Pour cette raison, les nanonet de silicium étaient connus comme étant isolants pour une longueur de canal plus grande que la longueur des fils constituant le nanonet.[HEO 2008, WHA 2003] Le nanonet n'était donc jamais étudié dans le régime percolant, régime obtenu pour une longueur de canal plus grande que la longueur des nanofils et pour lequel le chemin de conduction est constitué de nanofils en série. Ce problème a été résolu récemment par Céline Ternon au LMGP par un frittage à basse température (< 450 °C), compatible avec une intégration CMOS,[TER 2015] conduisant à la première intégration d'un nanonet de silicium dans une architecture de transistor à effet de champ avec grille arrière. Cette première intégration a été réussi par Maxime Legallais pendant ma première année de thèse.[LEG 2017a]

I.3.2. Intérêt du nanonet de silicium pour les applications capteurs

Le biocapteur basé sur le transistor à effet de champ avec un nanonet de silicium pour canal, aussi nommé Si NN-FET, présente a priori les mêmes avantages en termes de sensibilité, de transportabilité et de vitesse de lecture que celui basé sur les nanofils de silicium, car il en est lui-même constitué. De plus, il ne nécessite pas l'utilisation de lithographie haute résolution ou de procédé de fabrication trop compliqué, réduisant drastiquement son coût de fabrication et le rendant compatible avec une fabrication en masse.

De plus, les nanonets présentent l'avantage de pouvoir être transférés sur n'importe quel substrat, les rendant compatibles avec une intégration 3D des capteurs. La configuration visée par le projet Nanonets2Sense est schématisée sur la Figure I-18. Le nanonet est placé au niveau du BEOL (Back End of Line) et peut donc être mis au contact d'une solution à tester, et est relié à des circuits de lecture situés en FEOL (Front end of the line) par des connexions verticales. Cette capacité à pouvoir être transféré sur n'importe quel substrat fait aussi du nanonet un candidat intéressant pour de l'électronique flexible, s'il est placé au-dessus d'un substrat flexible.[GRÜ 2007] De plus, la possibilité de placer une matrice de capteurs au-dessus du circuit de lecture permet de réaliser des mesures différentielles ou comparatives avec une configuration simple.

[20] NN-FET : *Nanonet Field Effect Transistor* - Transistor à effet de champ dont le canal est un nanonet

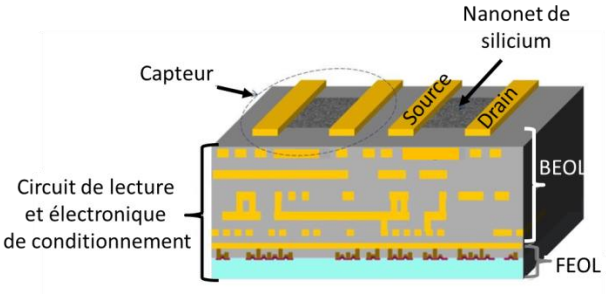

Figure I-18: *Utilisation du NN-FET en BEOL pour les applications capteurs, lié à une électronique de contrôle et lecture située en FEOL.*

Il est connu que les propriétés des transistors à base de nanofils sont très dispersées (forte variabilité) et il est envisagé qu'une structure de type nanonet conduise à un moyennage des propriétés des nanofils et donc à une réduction de la dispersion.[GRÜ 2007] De la même façon, il est attendu une amélioration de la fiabilité pour les informations délivrées par le capteur.[GRÜ 2007]

I.4. Fabrication du NN-FET

La fabrication de transistors à base de nanonet de silicium, telle qu'elle a été développée au LMGP, suit les étapes suivantes (Figure I-19). Cette fabrication est décrite avec plus de détails dans les articles [LEG 2018, LEG 2019]. Plusieurs générations de Si NN-FET ayant été étudiés au cours de cette thèse, certaines propriétés ne seront pas précisées pour ces étapes, mais seront décrits par la suite dans la description des lots.

1) Croissance des nanofils de silicium : Les nanofils de silicium sont fabriqués au LTM par croissance déposition chimique en phase vapeur à l'équilibre vapeur liquide solide (VLS-CVD). Les nanofils obtenus ont une longueur de 7 µm ± 3 µm et un diamètre de 40 nm ± 7 nm.
2) Fabrication des nanonet et transfert des nanonets sur le substrat : les nanofils sont dispersés dans l'eau par sonication, et leur concentration est maintenue constante en diluant la solution jusqu'à obtenir une valeur de référence en spectroscopie d'absorption. Ils sont ensuite filtrés à travers une membrane poreuse en nitrocellulose pour former un nanonet. Avec cette méthode, la densité en nanofils est en principe proportionnelle au volume de solution filtrée utilisé.[SER 2013, SER 2015] Ce nanonet peut ensuite être reporté au-dessus d'un substrat quelconque (par transfert et dissolution de la membrane dans de l'acétone).
3) Frittage des jonctions : le SiO_2 natif entourant les nanofils est enlevé grâce à une solution à base de HF et les dispositifs subissent un recuit sous azote à 400°C, compatible avec les températures supportables par la technologie CMOS.

4) Passivation : Pour certains lots seulement, le nanonet est encapsulé par une certaine épaisseur d'alumine.

5) Ajout des contacts : Pour certains lots, les contacts métalliques (Nickel/Or) de source et de drain sont ajoutés au-dessus du nanonet par photolithographie. Pour ces lots, la largeur des contacts est constante (W_{masque} = 200 µm) et la distance entre source et drain L_{masque} peut varier entre 5 et 1000 µm.

La Figure I-19 résume les étapes de fabrication qui définissent les paramètres technologiques qui, comme nous le verrons plus loin, auront un impact sur les performances électriques.

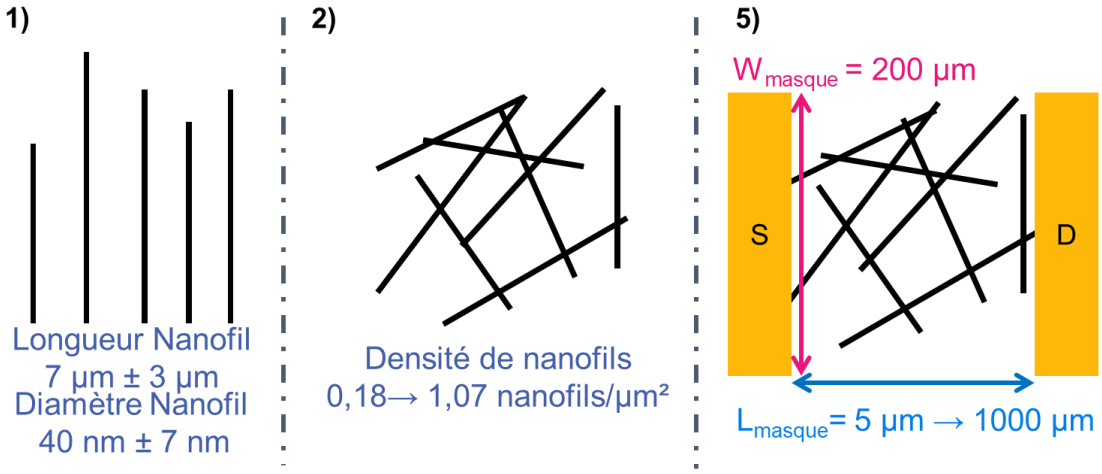

Figure I-19: *Les étapes principales (telles que référencées dans le texte) de fabrication des NN-FET avec les caractéristiques technologiques importantes pour les propriétés électriques des transistors.*

Les lots étudiés au cours de la thèse sont les suivants :

- Lot « non passivé » : Des nanonets, possédant une densité de nanofils comprise entre 0,42 nanofils.µm^{-2} et 0,79 nanofils.µm^{-2}, sont transférés sur un substrat silicium couvert de 200 nm de Si_3N_4. Les échantillons de ce lot n'ont pas subi de passivation et les contacts sont ajoutés suivant l'étape 5. Les publications [LEG 2017a], [LEG 2018], [CAZ 2017] et [CAZ 2018] ont été écrites à partir des résultats obtenus sur ce lot.
- Lot « étude de la passivation » : Des nanonets, possédant une densité de nanofils comprise entre 0,23 nanofils.µm^{-2} et 0,79 nanofils.µm^{-2}, sont transférés sur un substrat silicium couvert de 200 nm de Si_3N_4. Ils ont été passivés avec une épaisseur d'alumine variant entre 2 et 8 nm et les contacts sont ajoutés suivant l'étape 5. La publication [LEG 2019] a été écrite à partir des résultats obtenus sur ce lot.

- Lot «passivé » : Des nanonets, possédant une densité de nanofils comprise entre 0,23 nanofils.µm^{-2} et 1,07 nanofils.µm^{-2}, sont transférés sur un substrat silicium couvert de 200 nm de Si_3N_4. Ils ont été passivés avec une épaisseur d'alumine valant 8 nm et les contacts sont ajoutés suivant l'étape 5. Ce lot est celui possédant le plus de densités différentes et c'est donc sur celui-ci que se sont concentrées les caractérisations. Les dispositifs de ce lot sont schématisés sur la Figure I-20-a et sont représentés en vue de dessus sur la Figure I-20-b, permettant de distinguer les grandeurs L_{masque} et W_{masque}. Les publications [CAZ 2019a], [CAZ 2019b] et [CAZ 2019c] ont été écrites à partir des résultats obtenus sur ces lots. D'autres articles sont encore en cours de rédaction à partir de ces résultats.
- Lot « étude de l'isolation » : Des nanonets, possédant une densité de nanofils égale à 0,42 nanofils.µm^{-2}, sont transférés sur un substrat silicium couvert de 200 nm de Si_3N_4. Ils ont été passivés avec une épaisseur d'alumine valant 8 nm. Pour une puce de ce lot, les dispositifs ne sont pas isolés, pour l'autre les dispositifs sont isolés grâce à une étape supplémentaire de photolithographie.
- Lot « étude grande longueur » : Des nanonets, possédant une densité de nanofils égale à 1,08 nanofils.µm^{-2}, est transféré sur un substrat composé de 200 nm de Si_3N_4. Ils ont été passivés avec une épaisseur d'alumine valant 8 nm. Les contacts (Nickel/Or) sont ajoutés par photolithographie avec la largeur de contact égale à 120 µm et une longueur source-drain comprise entre 5 µm et 1000 µm. L'étude de ce lot a donné lieu à une publication [NGU 2019] mais les conclusions en termes de caractérisation sont identiques à celles obtenues pour le lot « passivé ».

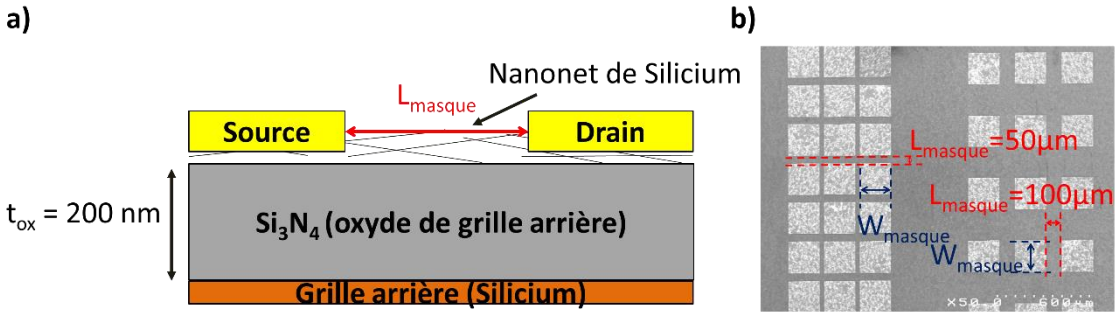

Figure I-20 : *(a) Illustration schématique en coupe et (b) image au microscope électronique à balayage du dessus du lot « passivé », le lot majoritairement exploité au sein de ce manuscrit. Il est indiqué sur ces illustrations les grandeurs L_{masque}, W_{masque}, et t_{ox}.*

I.5. Objectif de la thèse

Ce travail de thèse se situait dans le WP (*Work Package*) 4, dédié à la caractérisation des dispositifs et leur modélisation au sein du projet Nanonets2Sense. Le but était de caractériser par des mesures statiques les différents lots de dispositifs fabriqués au sein des WP 2 et WP 3 puis de les analyser. Il s'agissait de comprendre comment les paramètres de fabrication pouvaient conduire à la variation des paramètres électriques mesurés ainsi que de proposer des pistes d'amélioration. Il s'agissait aussi d'aller au-delà de la problématique de dispersion des propriétés électriques, en mesurant un nombre assez important de dispositifs pour extraire des tendances fiables et exploitables. D'autre part, le WP4 devait fournir le moyen de décrire le fonctionnement du NN-FET dans un logiciel de conception de circuit, de façon à permettre la conception d'un circuit de lecture adapté au sein du WP 5.

De plus, j'ai pu travailler sur la caractérisation du bruit basse fréquence dans les NN-FET ainsi que sur leur caractérisation en température, obtenant ainsi des résultats originaux sur le transport au travers des jonctions internanofils.

J'ai utilisé la simulation en support de l'analyse des variations expérimentales. Les observations m'ont amené à faire évoluer les hypothèses prises en compte dans les simulations. Finalement, j'ai développé le premier algorithme de simulation des NN-FET prenant à la fois en compte l'effet de champ, la dispersion des propriétés électriques des nanofils, et la variation des résistances de jonction avec la température.

Ces différentes contributions sont indiquées sur la Figure I-21. La caractérisation statique des Si NN-FET ainsi que la modélisation compacte de ceux-ci est le sujet du chapitre 2. Le chapitre 3 s'intéresse à la modélisation physique des NN-FET et le chapitre 4 à l'interprétation des résultats expérimentaux en s'appuyant sur les résultats obtenus par simulation. Le chapitre 5 et le chapitre 6 concernent la caractérisation avancée de NN-FET, respectivement la mesure du bruit basse fréquence et la caractérisation statique à différentes températures.

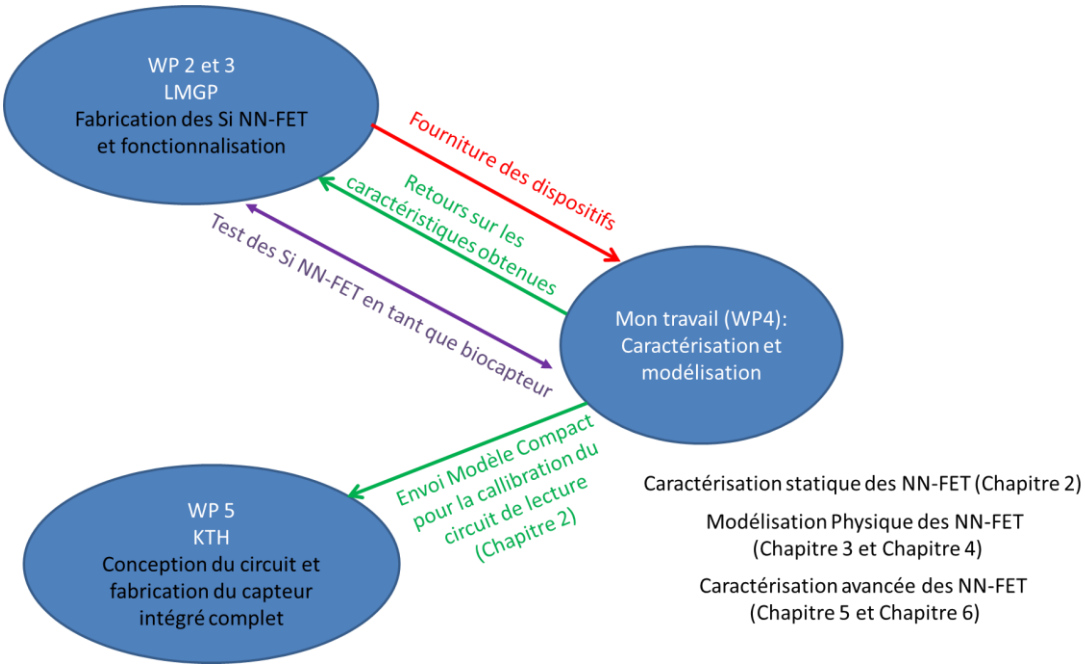

Figure I-21: *Relation entre ce travail de thèse et les différents groupes de travail du projet Nanonets2Sense.*

Chapitre II : Caractérisation statique des transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium

Dans ce chapitre, nous présentons les informations obtenues sur les transistors à effet de champ à base de nanonet de silicium à l'aide de mesures statiques, ainsi que l'extraction des paramètres électriques principaux (tension de seuil, mobilité faible champ, pente sous le seuil) grâce à l'utilisation d'un modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert. Dans une première partie, nous rappelons le fonctionnement d'un transistor à effet de champ ainsi que la modélisation de son fonctionnement. Notamment, nous explicitons le sens physique des grandeurs que sont la tension de bandes plates, la tension de seuil, la mobilité faible champ, la pente sous le seuil et son lien avec la densité de pièges. Nous introduisons le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert, qui permet l'extraction de ces paramètres à partir des caractéristiques statiques. Dans une seconde partie, quelques caractéristiques statiques de transistors à base de *nanofils* de silicium sont montrées, pour expliquer la méthode d'extraction de paramètres électriques sur un système relativement simple et pour avoir des valeurs de référence pour les différents paramètres extraits. Dans une dernière partie, les caractéristiques statiques des transistors à base de *nanonet* (et non plus de nanofils) de silicium sont représentées, ainsi que la variation en fonction de la densité de nanofils et de la distance source-drain des paramètres électriques principaux.

II.1.Caractérisation statique du transistor à effet de champ

Nous proposons dans cette partie un rappel du fonctionnement du transistor à effet de champ. Nous définissons aussi les paramètres électriques principaux, comme la pente sous le seuil, la tension de seuil et la mobilité effective. Enfin, nous expliquons comment l'utilisation d'un modèle compact permet d'extraire ces différents paramètres.

II.1.1.Description analytique du fonctionnement

Cette partie consiste en la mise en équations des relations entre courant et tension pour les régimes de fonctionnement que sont le régime de faible inversion (ou régime sous le seuil) et le régime de forte inversion. Cette mise en équation repose sur l'hypothèse classique d'un MOS à canal long.

II.1.1.1. Régime d'inversion faible

Dans l'hypothèse classique d'un MOS à canal long, il est possible de relier le courant à la charge interne dans le canal $Q_i(V_d, V_g)$ et, ce faisant, à la tension de grille et à la tension de drain. Cette démonstration est basée sur les approximations dites de charge de surface et de canal graduel.

Tout d'abord, une relation existe entre le courant de drain, la charge interne dans le canal, la vitesse moyenne des électrons dans le canal ν et à la largeur du canal W.

$$I_d = W\, Q_i\,(V_d, V_g)\, \nu \qquad \text{Équation II-1}$$

Pour une configuration de canal donnée, l'application d'une tension entre drain et source V_d conduit à la création d'un champ électrique E, qui lui-même va donner aux trous une vitesse moyenne ν, reliés entre eux par la mobilité μ.

$$\nu = \mu\, E \qquad \text{Équation II-2}$$

ν peut donc être développé dans l'Équation II-1 suivant l'Équation II-2.

$$I_d = W\, Q_i\,(U_c, V_g)\, \mu_{eff}\, \frac{dUc}{dx} \qquad \text{Équation II-3}$$

Dans cette équation, U_c représente la variation du quasi-niveau le long du canal, x représente la position le long du canal et μ_{eff} représente la mobilité effective. La valeur de référence pour le quasi-niveau de Fermi est fixé à 0 au niveau de la source et à V_d au niveau du drain. Dans les modélisations les plus simples, on néglige la variation de la mobilité avec la tension de grille et la tension de drain. Ce modèle peut être affiné en introduisant une mobilité effective μ_{eff}, qui reste supposée uniforme le long du canal mais est fonction de V_d et V_g, pour tenir compte de façon phénoménologique des différents physiques qui peuvent modifier la mobilité dans les différents régimes de fonctionnement. Dans cette équation, il est remarquable que la charge interne varie avec la tension de grille, mais aussi avec la tension U_c. A cause de cette dépendance, la charge interne va varier le long du canal. En revanche, le courant est conservatif (indépendant de x).

Ainsi, une formulation intégrale du courant de drain s'écrit:

$$I_d = \int_0^{V_d} \frac{W}{L}\, Q_i\,(U_c, V_g)\, \mu_{eff}\, dU_c \qquad \text{Équation II-4}$$

Cette équation est valable en faible et en forte inversion.

Dans le régime de faible inversion, V_g est entre la tension V_{FB} et la tension de seuil V_{th}. Dans ce régime, il y a peu de porteurs de charge libre entre la source et le drain, et le substrat se comporte comme une barrière de potentiel pour les porteurs de charge provenant de la source.

Dans la source, les porteurs de charge se répartissent en énergie suivant la distribution de Fermi-Dirac. La longueur de canal est supposée ici suffisamment grande pour que les électrons ne puissent pas traverser la barrière de potentiel par effet tunnel. Seuls les électrons de la distribution de Fermi-Dirac ayant une énergie plus grande que la barrière peuvent passer de la source vers le drain.

Cette barrière a une énergie dépendant de la tension de grille et de la tension de seuil égale à $q(V_g-V_{th})$. Ainsi, le courant de drain I_d passant la barrière à la tension V_g est décrit par l'Équation II-5.

$$I_d\,(V_g) = I_{d0}(V_d)\, e^{\frac{q\,(V_g-V_{th})}{kT}} \qquad \text{Équation II-5}$$

Avec q la valeur absolue de la charge de l'électron, k la constante de Boltzmann, T la température et I_{d0} un terme comprenant la dépendance en V_d du courant.

La pente sous le seuil SS (pour *Subthreshold Slope*) est définie comme étant la pente de la caractéristique I_d-V_g, représentée avec une échelle en ordonnée logarithmique, dans le régime sous le seuil. Il est utilisé aussi le SW (pour *Subthreshold Swing*) qui correspond à l'inverse de SS. SW est le décalage en V_g à effectuer afin d'augmenter d'une décade le courant de drain, en volt par décade. Notons cependant que les deux notations tendent à être utilisés indifféremment pour représenter SW. En se basant sur la relation entre I_d et V_g de l'Équation II-5, il est possible de retrouver le SW théorique :

$$I_d\,(V_{g2}) = I_{d0}(V_d)\, e^{\frac{q\,(V_{g2}-V_{th})}{kT}} = 10\, I_d\,(V_{g1}) \qquad \text{Équation II-6}$$

$$q\left(\frac{V_{g2}-V_{g1}}{k\,T}\right) = \ln(10) \qquad \text{Équation II-7}$$

$$\Delta V_g = \frac{kT}{q}\ln(10) = SW_{\text{théorique}} \qquad \text{Équation II-8}$$

A température ambiante, cette valeur de SW théorique vaut approximativement 60 mV par décade. Dans la réalité, la variation de V_g entraine aussi le remplissage des états d'interface, c'est-à-dire des états localisés dans la bande interdite du silicium et topologiquement à l'interface ou très près de l'interface oxyde/silicium. Ces états jouent le rôle de pièges pour les porteurs libres du canal. Le remplissage de ces pièges conduit à ce que la variation du potentiel de surface qui contrôle la densité de porteurs dans le canal

soit moins importante que la variation de V_g choisie par l'utilisateur. Donc la SW réelle sera plus grande que la SW théorique. n est le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil, défini grâce à l'Équation I-3.

$$SW = n\ SW_{théorique} \qquad \text{Équation II-9}$$

En général, n est égal ou supérieur à 1. Certaines technologies parviennent actuellement à dépasser cette limite et à atteindre des n inférieurs à 1, notamment en utilisant l'effet tunnel ou bien des diélectriques à capacité négative (NC-FET[21]).

Il est possible de relier n à une valeur de densité d'états d'interface D_{it}, grâce à l'Équation II-10.[COL 1986] Notamment, il est visible qu'une augmentation de la densité de pièges entraine une dégradation de la pente sous le seuil, ce qui est cohérent avec l'explication précédente sur l'origine de n.

$$n = \left(1 + \frac{C_{it}}{C_{ox}}\right) = \left(1 + \frac{qD_{it}}{C_{ox}}\right) \qquad \text{Équation II-10}$$

Dans cette équation, C_{it} est la capacité liée à la densité d'états d'interface D_{it}. Ainsi, l'extraction de n permet d'extraire une densité moyenne d'états d'interface dans la bande interdite par unité de surface D_{it}, typiquement en $cm^{-2}.eV^{-1}$.

II.1.1.2. Régime d'inversion forte

Pour ce régime, obtenu lorsque $V_g < V_{th}$, le canal composé de porteurs de charges est constitué entre source et drain.

En inversion forte, la charge interne est reliée à la tension de grille par le couplage capacitif du MOS suivant l'Équation II-11.

$$Q_i\,(V_d, V_g) = C_{ox}\,(-V_g + V_{th} + U_c) \qquad \text{Équation II-11}$$

En régime ohmique et en forte inversion, par simple résolution du calcul intégral présenté à l'Équation II-4, il est possible de trouver, en négligeant le terme en U_c dans Q_i :

$$I_d\,(V_d, V_g) = \frac{W}{L}\,\mu_{eff}\,C_{ox}\,(V_g - V_{th})V_d \qquad \text{Équation II-12}$$

En régime saturé, si le mécanisme à l'origine de la saturation est le pincement ($V_d < V_g - V_{th}$) :

[21] NC-FET : *Negative Capacitance Field-Effect Transistors* – Transistors à effet de champ à capacité négative

$$I_d(V_g) = \frac{W}{2L}\,\mu_{eff}\,C_{ox}\,(V_g - V_{th})^2 \qquad \text{Équation II-13}$$

On peut introduire la notion de transconductance G_m qui se définit suivant l'équation :

$$G_m = \frac{\partial Id}{\partial Vg} \qquad \text{Équation II-14}$$

pour une valeur de V_d et de V_g fixées. G_m a pour unité le siemens.

Pour prendre en compte la variation de μ_{eff} due à la tension de grille dans le régime ohmique de fonctionnement, on introduit θ_1 le facteur d'atténuation de la mobilité à l'ordre 1 et μ_0 la mobilité effective à faible champ.

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{1+\theta_1(V_{th}-V_g)} \qquad \text{Équation II-15}$$

θ_1 comprend un terme lié à la présence de résistances séries au niveau des contacts source et drain (résistance série notée R_{sd}) selon l'Équation II-16.

$$\theta_1 = \theta_{1,0} + G_m R_{sd} \qquad \text{Équation II-16}$$

Dans cette équation, $\theta_{1,0}$ est une constante symbolisant la valeur de θ_1 en l'absence de résistance série et G_m la transconductance statique.

Ainsi, avec cette partie, les différents paramètres électriques principaux que sont la mobilité effective μ_{eff}, la mobilité faible champ μ_0, la tension de seuil V_{th} et le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n ont été définis. Dans la partie suivante est abordée la question de l'extraction de ces différents paramètres grâce à l'utilisation d'un modèle compact.

II.1.2.Modélisation compacte du transistor à effet de champ

II.1.2.1. Utilisation d'un modèle compact [INI 2010]

En microélectronique, il existe plusieurs méthodes permettant de modéliser un dispositif. Pour prendre deux cas extrêmes, il est possible de modéliser un dispositif par éléments finis ou par une équation purement phénoménologique. Il est clair que les deux méthodes sont intéressantes mais elles sont utiles pour répondre à des problématiques différentes. Dans l'objectif de comprendre finement la relation entre les différents paramètres physiques d'un système, le modèle élément fini est plus adapté. Cependant, pour l'intégration d'un modèle du dispositif dans un outil de simulation de circuit (type Spice), le modèle

élément fini est peu adapté, demandant un temps de calcul bien plus long que le modèle phénoménologique.

Le but d'un modèle compact est de pouvoir décrire avec un nombre limité de paramètres le comportement d'un dispositif le plus fidèlement possible. Parmi les modèles compacts, certains sont donc purement phénoménologique et d'autres utilisent des grandeurs auxquelles il est possible de donner, dans une approche simplifiée, un sens physique, au moins approché.

Le besoin d'un nombre limité de paramètres à extraire peut sembler contre intuitif, tant il parait mieux d'extraire un maximum de paramètres avec une seule fonction. Mais si le nombre de paramètres est trop important, il y a un fort risque que certains paramètres présentent un impact similaire sur la caractéristique, et que cela rende le problème d'optimisation de paramètres non convexe.

II.1.2.2. Modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert

Le modèle compact utilisé pour cette thèse est un modèle basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert. [AKK 2013]:

$$Q_i(V_g)=C_{ox}\, n \frac{kT}{q}\, \mathcal{W}\left(\exp\left(q\frac{V_g-V_{th}}{nkT}\right)\right) \qquad \text{Équation II-17}$$

$$I_d = \frac{W}{L} \times \mu_{eff} \times Q_i(V_g) \times V_d \qquad \text{Équation II-18}$$

Ce modèle compact est introduit plus en détail dans l'annexe A. L'Équation II-18 est la relation linéaire entre le courant de drain et la tension de drain, et n'est valable que dans le régime ohmique de fonctionnement. Il existe aussi une formulation non linéaire valable sur toute la gamme de V_d, validée au cours de cette thèse.

$$Q_i(U_c, V_g)=C_{ox}\, n \frac{kT}{q}\, \mathcal{W}\left(\exp\left(q\frac{V_g-V_{th}-U_c}{nkT}\right)\right) \qquad \text{Équation II-19}$$

$$I_d = \frac{W}{L}\, \mu_0 \int_0^{V_d} Q_i\,(U_c,V_g)\, dU_c \qquad \text{Équation II-20}$$

Ce modèle compact a déjà été utilisé pour étudier des FinFETs [TSO 2012] et les MOSFETs sur FDSOI [AKK 2013, KAR 2015, GHI 2016]. Ce modèle présente l'avantage de modéliser le fonctionnement du transistor à effet de champ du régime sous le seuil au régime de forte inversion avec un

faible nombre de paramètres. Ces paramètres sont la mobilité à faible champ μ_0, la tension de seuil V_{th}, le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n et le facteur d'atténuation de la mobilité au premier ordre θ_1. A noter que l'obtention de cette mobilité nécessite la connaissance de W et de L. Le laboratoire IMEP-LaHC ayant une certaine antériorité dans l'utilisation de cette méthode de modélisation pour l'extraction de paramètres électriques, il a été décidé de l'utiliser pour l'étude approfondie des NN-FET.

La Figure II-1 montre l'évolution du courant de drain tel que décrit par l'Équation II-7 pour différents choix de V_{th} et de μ_0. Dans certains articles, les dispositifs sont caractérisés grâce à l'extraction du rapport courant à l'état ON sur courant à l'état OFF, ou rapport I_{on}/I_{off}. Si cette donnée peut être utile pour une première analyse, la Figure II-1 nous montre bien que le courant à l'état ON (par exemple à V_g = -25 V) dépend à la fois de μ_0 et de V_{th}, qui sont des paramètres au sens plus « physique ». Pour nos analyses, il est donc plus intéressant d'extraire μ_0 et V_{th}.

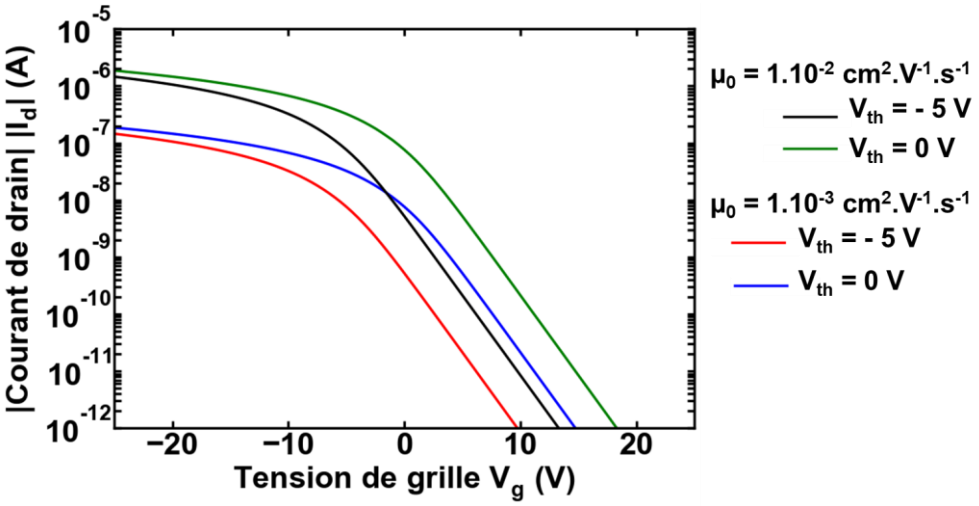

Figure II-1: *Modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert pour différents choix de paramètres (μ_0 et V_{th}). A noter qu'il est ici visible que la mesure du courant « ON », c'est-à-dire à un V_g fixé, par exemple à -25 V, n'est pas un très bon paramètre à extraire pour comparer la qualité des NN-FETs, car ce courant « ON » dépend à la fois de la tension de seuil et de la mobilité.*

Ce modèle est utilisé dans ce chapitre pour extraire les paramètres électriques principaux à partir des caractéristiques statiques des transistors NW-FET et des transistors NN-FET. Dans le cadre du projet H2020 Nanonets2Sense, ce modèle a par la suite été implanté par Dr. Rodriguez Duenas (KTH[22]) au sein d'un simulateur de circuit afin de calibrer le circuit de lecture du dispositif en vue d'une application capteur.

[22] *Kungliga Tekniska Hoegskolan* – Institut Royal de Technologie

II.1.2.3. Importance des paramètres extraits

Ces paramètres électriques nous sont aussi utiles afin d'étudier le transport au sein des transistors étudiés, notamment la mobilité faible champ μ_0 et la pente sous le seuil. L'extraction de V_{th} peut être utilisé afin de connaitre la quantité de charges en surface, lors de l'application capteur. Les dispositifs étudiés au cours de cette thèse possèdent un oxyde de grille d'épaisseur très importante, et donc une tension de seuil assez élevée. Pour les capteurs intégrés finaux, il faudra en plus réussir à maintenir V_{th} entre 0 et - 1,8 V, qui sont les tensions d'alimentation du circuit de lecture.

De plus, sachant que, d'après l'Équation II-10, n est lié à la densité de pièges à l'interface, qui affecte fortement la sensibilité (voir chapitre 1), diminuer n peut être une optimisation nécessaire pour une application capteur.

Dans cette partie, l'intérêt des caractéristiques statiques et de l'extraction de paramètres a été évoqué. Dans la partie suivante sont présentés les caractéristiques statiques de transistors à base de *nanofils*.

II.2.Caractérisation statique des NW-FET

Avant de présenter les caractéristiques statiques des FET à base de nanonet, nous présentons des caractéristiques statiques de transistors à base de nanofils. Ces dispositifs ont été fabriqués par KTH. Ces caractéristiques statiques vont servir à valider l'utilisation du modèle compact pour l'extraction de paramètres électriques. Ces paramètres électriques serviront de référence pour analyser les résultats obtenus plus loin pour les dispositifs à base de nanonets.

II.2.1.Présentation des dispositifs étudiés

Les dispositifs étudiés dans cette partie sont constitués de 100 nanofils de silicium en parallèles, de longueur 2 µm, obtenus par méthode top-down, c'est-à-dire par gravure d'un substrat de silicium sur isolant. La fabrication de ces dispositifs est présentée dans le papier [JAY 2018]. Ces dispositifs ont été conçus et fabriqués par Ganesh Jeyakumar et Per Erik Hellström à KTH dans le cadre des projets NanoFunction, puis Nanonets2Sense.

La Figure II-2 représente schématiquement les dispositifs fabriqués par Ganesh Jeyakumar (KTH). Plusieurs dispositifs ont été fabriqué de cette manière, avec différentes géométries de transistor : canal constitué d'un nanoruban comme sur la Figure II-2, ou constitué de nanofils en parallèle (de 1 à 100 nanofils). Ces différents dispositifs ont été caractérisés à l'aide de mesures statiques, notamment pour les étudier en tant que biocapteurs à effet de champ. L'objectif de la partie étant de présenter des dispositifs à base de nanofils, il a été décidé de se focaliser sur les dispositifs composés de 100 nanofils avec une longueur de 2 µm.

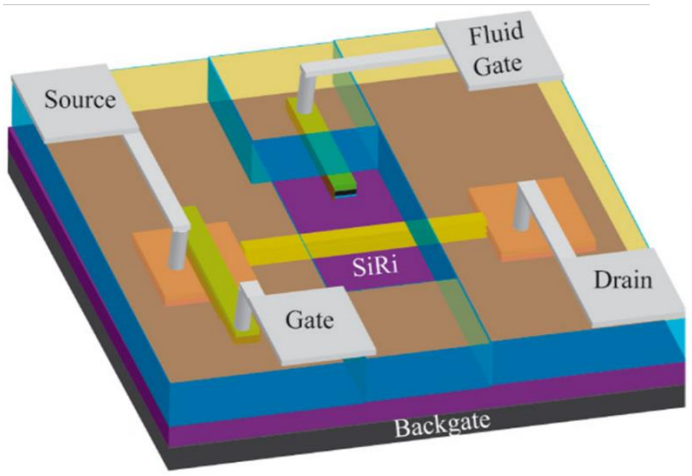

Figure II-2: *Schéma des dispositifs fabriqués par Ganesh Jeyakumar.*

Les caractéristiques principales de ces dispositifs sont données dans le Tableau 1. Il est indiqué que plusieurs couches de passivation ont été utilisé. Nous concentrons l'analyse sur les dispositifs passivés avec 10 nm de S_iO_2 et 10 nm de Al_2O_3, car il s'agit de ceux pour lesquels le plus grand nombre de dispositifs a été mesuré, ce qui permet d'analyses des tendances de manière plus fiable.

Longueur Source-drain	Nombre de nanofils en parallèle	Largeur des nanofils	Couche de passivation	Composition Oxyde de grille arrière	EOT (Equivalent Oxide thickness)
2 µm	100	33 nm	10 nm de S_iO_2, 10 nm de Al_2O_3 ou 4,5 nm de $Si0_2$+4,5 nm de HfO_2	SiO_2	145 nm

Tableau 1: *Caractéristiques des dispositifs NW-FET étudiés dans ce chapitre*

II.2.2. Caractéristiques statiques

Ces dispositifs sont caractérisés de manière automatisée à l'aide de la testeuse sous pointes Elite 300 disponible à l'IMEP-LaHC, en imposant une tension de drain V_d = -100 mV au niveau du drain et une tension variable V_g entre 0 et -10 V au niveau de la grille, tout en maintenant la source à la masse. Ainsi, 78 dispositifs différents sont mesurés pour la plaque avec une couche de passivation de 10 nm de SiO_2 et

16 pour la plaque avec une couche de passivation de 10 nm d'alumine. Sur les Figure II-3 et Figure II-4, les caractéristiques I_d-V_g de ces dispositifs sont affichées.

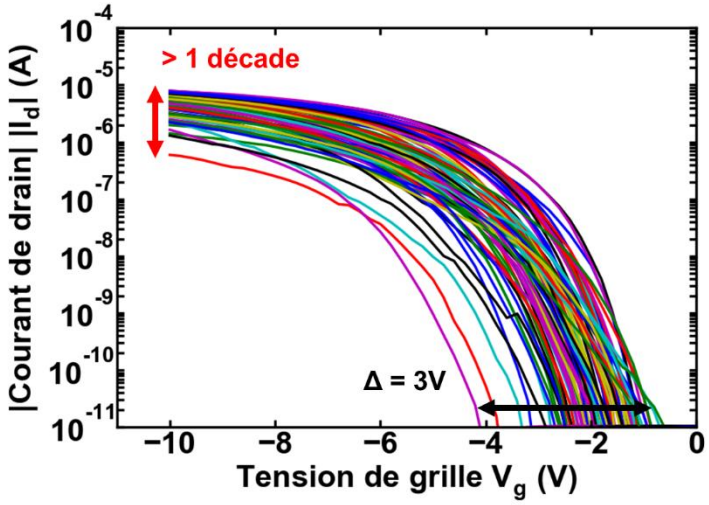

Figure II-3: *Caractéristiques I_d-V_g pour différents dispositifs NW-FET présentant les mêmes géométries (L = 2 µm, 100 nanofils en parallèles, largeur de nanofil = 33 nm, passivation avec 10 nm de SiO_2). Mise en valeur de la dispersion en tension de seuil et en courant à l'état ON.*

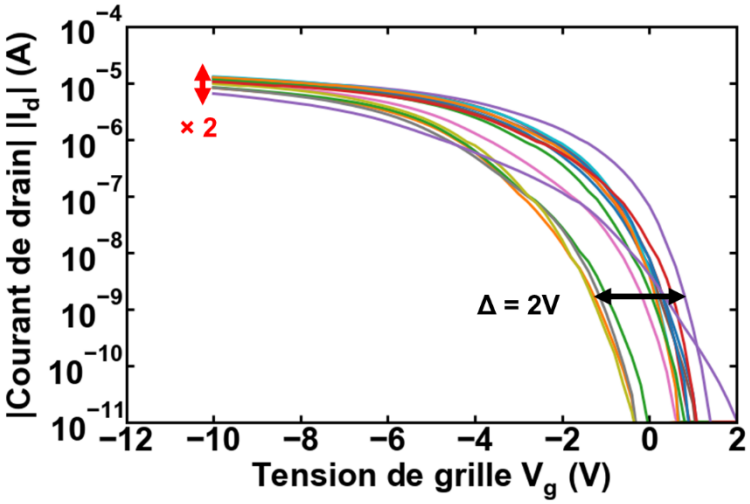

Figure II-4 : *Caractéristiques I_d-V_g pour différents dispositifs NW-FET présentant les mêmes géométries (L = 2 µm, 100 nanofils en parallèles, largeur de nanofil = 33 nm, passivation avec 10 nm d'alumine). Mise en valeur de la dispersion en tension de seuil et en courant à l'état ON.*

Sur la Figure II-3, il est notable que les NW-FET se comportent bien comme des transistors à effet de champ de type pMOS, avec un rapport I_{on}/I_{off} assez élevé. Néanmoins, il est remarquable que ces transistors présentent une forte variabilité en termes de tension de seuil et de courant ON, avec plus d'un ordre de grandeur de variation pour celui-ci. Cette forte dispersion est intrinsèque à la fabrication des dispositifs de cette dimension. De plus, rappelons qu'il s'agit d'un dispositif constitué de 100 nanofils en

parallèle et qu'il y a donc ici un premier effet de moyennage. La dispersion en tension de seuil et en mobilité des nanofils eux-mêmes doit donc être plus importante que celle qui est présentée ici.

Sur la Figure II-4, il est possible de voir que la passivation par de l'alumine a augmenté la mobilité des dispositifs et a réduit la dispersion en termes de mobilité et de tension de seuil des dispositifs.

Dans la partie suivante, l'extraction de paramètres électriques principaux à partir des caractéristiques statiques est présentée.

II.2.3.Modélisation compacte

Pour l'extraction des paramètres électriques principaux que sont la mobilité électrique faible champ μ_0, la tension de seuil V_{th} et le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n, le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert est utilisé. Pour se faire, une méthode d'optimisation de paramètres basée sur une descente de gradient est utilisée pour faire correspondre le mieux possible le modèle de l'Équation II-18 avec les données expérimentales. Pour améliorer cette optimisation, elle est effectuée sur le logarithme du courant de drain. La Figure II-5 montre un exemple de correspondance réussie pour la caractéristique statique d'un dispositif passivé avec de l'alumine.

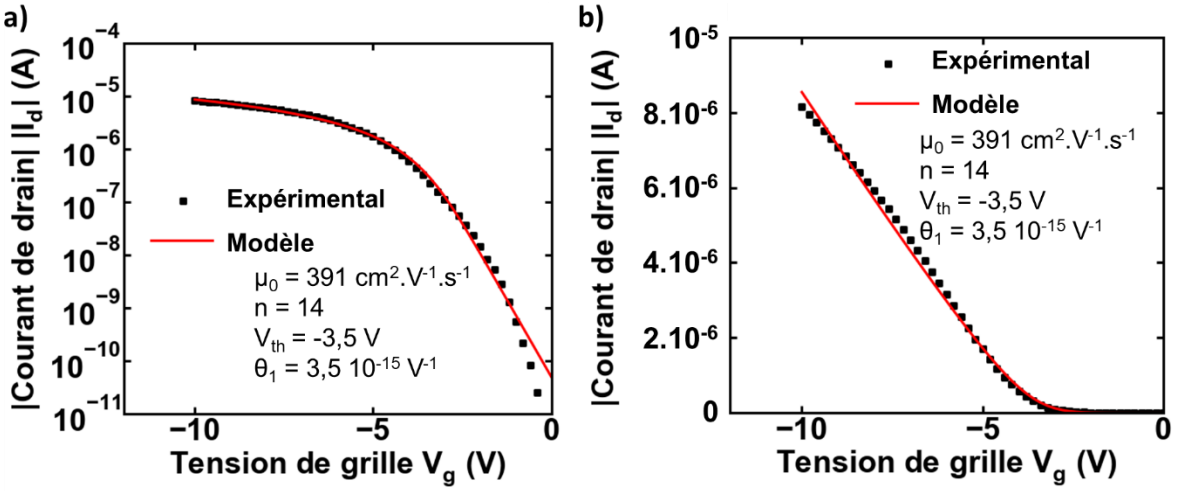

Figure II-5: *Exemple de correspondance entre le modèle compact et les données expérimentales pour un dispositif tel que longueur du nanofil = 2 µm, 100 nanofils en parallèles, largeur de nanofil = 33 nm et passivation avec 10 nm d'alumine.*

L'extraction est effectuée pour les dispositifs caractérisés sur les deux wafers. Les valeurs des paramètres électriques principaux sont résumées dans le Tableau 2.

	μ_0 ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	V_{th} (V)	n	θ_1 (V^{-1})
10 nm de SiO_2	Moyenne : 226 Ecart type : 81	Moyenne : -4,4 Ecart type : 0,8	Moyenne : 12,3 Ecart type : 2,7	Moyenne : $1,7.10^{-16}$ Ecart type : $1,1.10^{-15}$
10 nm de Al_2O_3	Moyenne : 368 Ecart type : 55	Moyenne : -1,9 Ecart type : 1,0	Moyenne : 12,4 Ecart type : 3,1	Moyenne : $3,2.10^{-19}$ Ecart type : $1,1.10^{-18}$

Tableau 2: *Paramètres électriques extraits grâce au modèle compact sur les dispositifs NW-FET*

Il est possible de voir que la passivation a un effet important sur la mobilité (une multiplication par 2). La dispersion des différents paramètres électriques, à commencer par celles de μ_0 et V_{th}, est assez importante. La comparaison de la mobilité extraite des caractéristiques statiques avec celle des trous dans le silicium massif (450 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$) montre que l'ordre de grandeur de la mobilité extraite est correct.

II.3.Caractérisation statique des NN-FET

II.3.1.Présentation des dispositifs étudiés

Les dispositifs NN-FET dont les caractéristiques sont présentées dans ce chapitre proviennent du lot « passivé ». Le contrôle par effet de champ est obtenu en utilisant le substrat Si/Si_3N_4 (200 nm) comme grille arrière.

II.3.2.Caractéristiques statiques

Les NN-FETs sont caractérisés à l'aide d'un analyseur HP 4155A. Le courant de drain I_d est mesuré en fonction de la tension de drain V_d pour un contact de source mis à la masse et différentes valeurs de tensions de grille V_g (Figure II-6). Les caractéristiques obtenues sont non linéaires pour des V_d proches de 0 V. Cela peut s'expliquer par le procédé de formation du siliciure par recuit à température relativement basse, sans redopage local sous les contacts source et drain, sur des nanofils de diamètres relativement fins (40 nm en moyenne). Le contact entre les nanofils et les contacts métalliques n'est donc pas forcément de très bonne qualité, ce qui se traduit par une caractéristique I_d-V_d non linéaire à faible V_d.

On peut voir sur ces caractéristiques la présence d'une hystérésis résiduelle, qui est bien moins importante que pour les dispositifs non passivés. Cette hystérésis peut s'expliquer par le chargement et le déchargement des états de pièges près du drain.

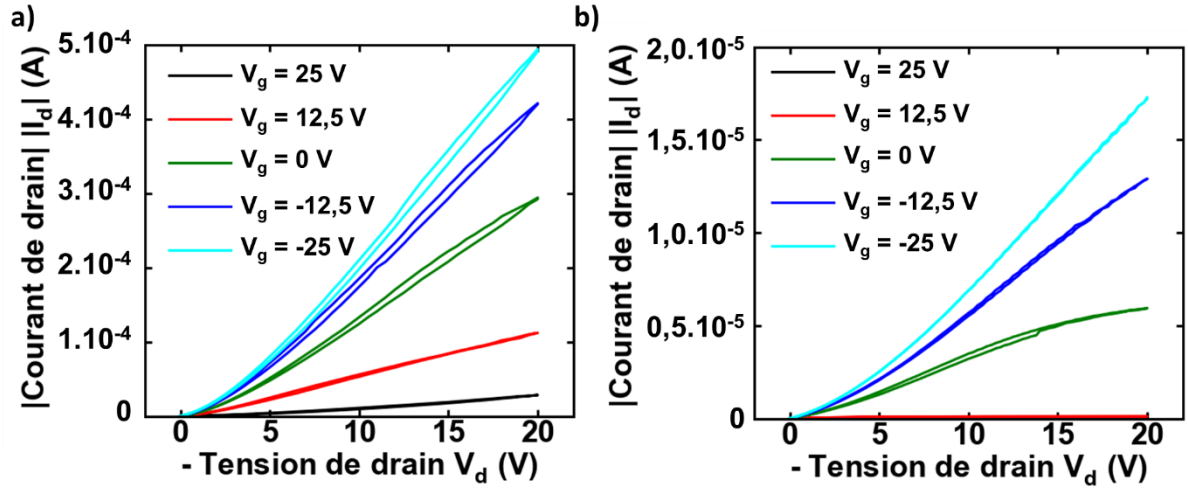

Figure II-6: *Caractéristique I_d-V_d des NN-FET obtenues pour (a) un dispositif avec L_{masque} = 10 µm et une densité de 0,65 nanofils.µm^{-2} et (b)) un dispositif avec L_{masque} = 50 µm et une densité de 0,65 nanofils.µm^{-2}. V_d varie de 0 à -20 V en effectuant un aller-retour.*

La Figure II-7 montre des caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes valeurs de L_{masque} pour une densité de nanofils égale à 0,33 nanofils.µm^{-2}, la source étant mise à la masse et une tension constante V_d = -9 V étant appliquée au drain, de manière à ce que le transistor fonctionne en régime linéaire.

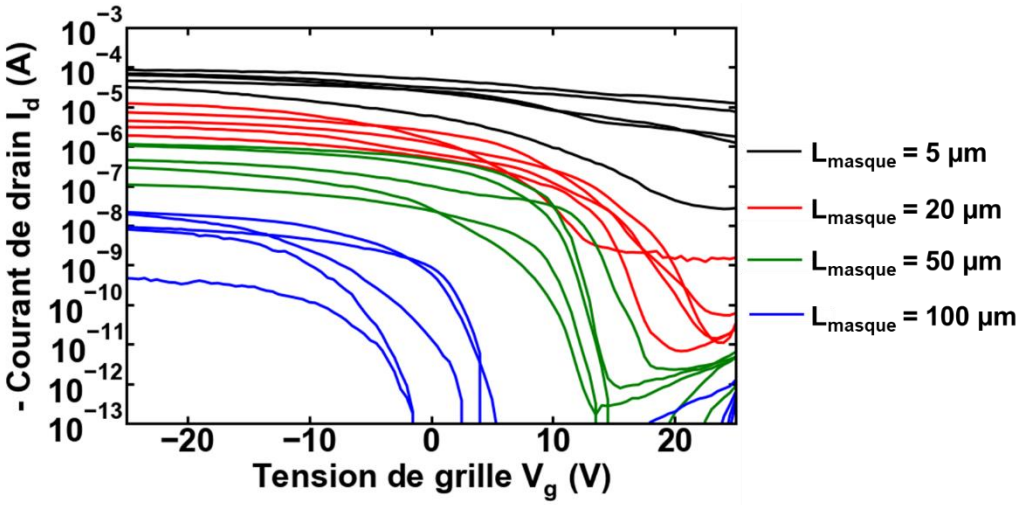

Figure II-7: *I_d-V_g des NN FET pour une densité de nanofils de 0,33 nanofils.µm^{-2} et différentes valeurs de L_{masque} (caractérisation de 5 dispositifs différents par combinaison densité-L_{masque})*

D'après cette figure, le Si NN-FET fonctionne bien comme un transistor à effet de champ de type pMOS. Le nanofil étant involontairement dopé, ce fonctionnement s'explique par l'injection des porteurs de charge dans le canal au niveau des contacts. De plus, pour certaines valeurs de L_{masque}, la modulation du courant de drain avec V_g semble correcte, avec un bon rapport I_{ON}/I_{OFF} (>10^5 pour L_{masque} = 20 µm et 50 µm). L_{masque} a un effet important sur les caractéristiques, notamment en ce qui concerne le courant dans l'état ON et la tension de seuil. Il est aussi possible de voir, et c'est encore plus visible sur la Figure II-8,

qu'il y a une importante dispersion des caractéristiques pour les dispositifs possédant les mêmes paramètres de fabrication, en particulier pour le courant à l'état ON et pour la tension de seuil. Cette dispersion peut être expliquée en partie par l'aspect intrinsèquement aléatoire des nanonets (dispersion en termes de nombre de fils dans le réseau, dispersion en emplacement des nanofils) et par la dispersion en paramètres électriques des nanofils eux-mêmes, comme cela était visible sur la Figure II-4.

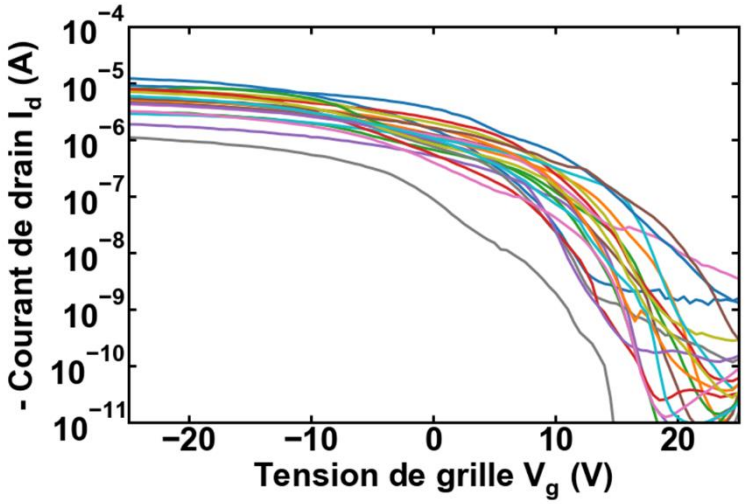

Figure II-8: *I_d-V_g des NN FET pour une densité de nanofils de 0,33 nanofils.µm^{-2} et L_{masque} = 20 µm (les caractéristiques de 20 dispositifs différents sont représentées afin de mettre en évidence la dispersion de courant à l'état ON et de tension de seuil)*

Pour étudier plus en détail la variation des caractéristiques avec L_{masque} et avec la densité de nanofils, les paramètres électriques principaux sont extraits par le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert présenté plus haut. Nous avons de nouveau utilisé la méthode d'optimisation par descente de gradient afin de faire correspondre le mieux possible la caractéristique expérimentale avec le modèle de l'Équation II-18. On extrait là aussi la mobilité faible champ μ_0, la tension de seuil V_{th}, le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n et le coefficient d'atténuation de la mobilité θ_1.

Il est important ici de noter qu'il faudrait extraire μ_0 en utilisant la largeur de canal physique $W_{physique}$ et la longueur de canal physique $L_{physique}$ pour que la valeur extrait ait un sens physique en elle-même. Cependant, ces deux grandeurs sont inconnues (en partie car elles peuvent fortement varier d'un dispositif à l'autre mais surtout parce que la largeur totale de canal offerte par les nanofils du réseau est très inférieur à la largeur des contacts de source et de drain. Ces grandeurs étant inconnues, nous avons utilisé W_{masque} et L_{masque} pour cette extraction. Les variations de μ_0 pourront donc venir de deux origines : la variation de la qualité du transport à travers les nanofils et les jonctions entre les nanofils d'une part, et la variation de la géométrie du réseau d'autre part. De plus, la valeur extrait sera très inférieure à la valeur physique. Dans

ce manuscrit, ce μ_0 est redéfini comme la mobilité faible champ *apparente*, pour mettre en évidence cette différence.

Sur la Figure II-9, on montre un exemple de correspondance réussie entre le modèle compact et la caractéristique statique pour deux dispositifs de même densité de nanofils (égale à 0,28 nanofils.µm^{-2}) et une distance source-drain L_{masque} = 20 µm pour (a) et L_{masque} = 50 µm pour (b). Les paramètres extraits sont indiqués sur les figures, dans le cas où le paramètre θ_1 est laissé libre (courbe en bleu) et dans le cas où le paramètre θ_1 est maintenu à 0 V^{-1} (courbe en rouge). Cela permet de mettre en lumière le fait que l'ajout du paramètre θ_1 permet de mieux réussir la correspondance entre la courbe expérimentale et le modèle compact pour des valeurs de V_g très négatives mais modifie peu les valeurs des autres paramètres extraits.

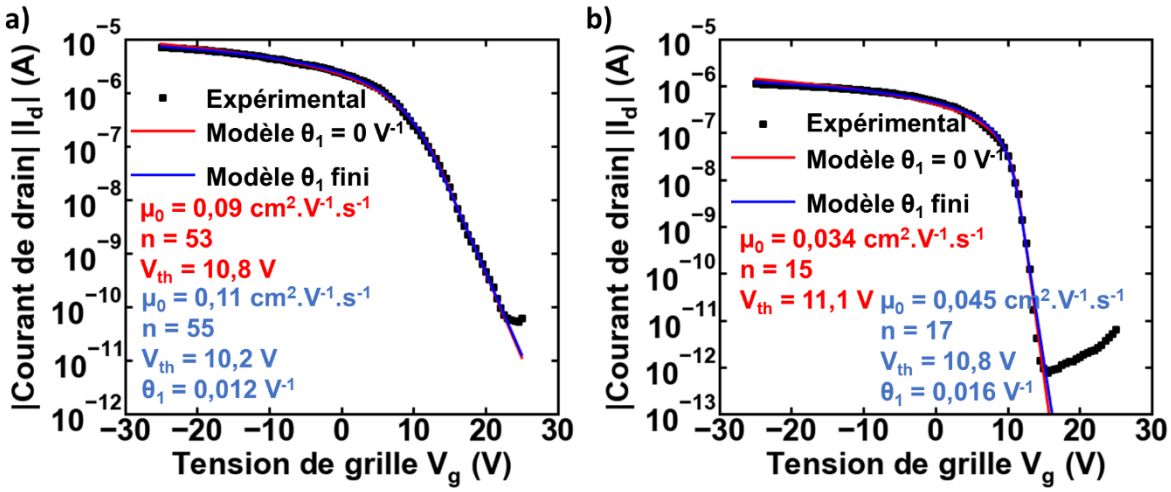

Figure II-9: *Correspondance réussie entre le modèle compact (avec θ_1 = 0 V^{-1} pour les courbes rouges et $\theta_1 \neq 0$ V^{-1} pour les courbes bleues) et les données expérimentales (carrés noirs) pour deux dispositifs avec une densité de nanofils égale à 0,28 nanofils.µm^{-2} et (a) L_{masque} = 20 µm et (b) L_{masque} = 50 µm.*

Sur la Figure II-10 est présenté la correspondance entre la caractéristique expérimentale et le modèle compact pour un dispositif avec une longueur L_{masque} = 50 µm et une densité de fil égale à 0,28 nanofils.µm^{-2}. Les paramètres extraits sont μ_0 = 8,1.10^{-3} cm^2.V^{-1}.s^{-1}, n = 37, V_{th} = 5,0 V et θ_1 = 0 V^{-1}. Ici, la caractéristique I_d-V_g présente une structure « en escalier », qui peut être expliqué par la présence d'une dispersion en tension de seuil pour les nanofils. Dans ce cas, il est évident que le modèle compact choisi n'est pas le modèle le plus optimal pour correspondre à la caractéristique. Il est possible de réaliser une meilleure correspondance avec un modèle composé d'une somme de fonctions $\mathcal{W}$ de Lambert, mais ce modèle est trop compliqué à utiliser dans le cadre d'une optimisation de paramètres et les paramètres électriques extraits manquent de sens physique. Le modèle Y pourrait aussi être utilisé pour extraire des valeurs de paramètres électriques, mais ce modèle ne prenant en compte que le régime de forte inversion,

il résoudrait le problème de la double tension de seuil en ne considérant que la tension de seuil la plus négative du système. Pour cette raison, le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert reste appliqué dans cette situation. Cependant, il est évident dans ce cas-là que le θ_1 extrait a peu de sens physique. De même, n et V_{th} correspondent plutôt à une sorte de moyenne.

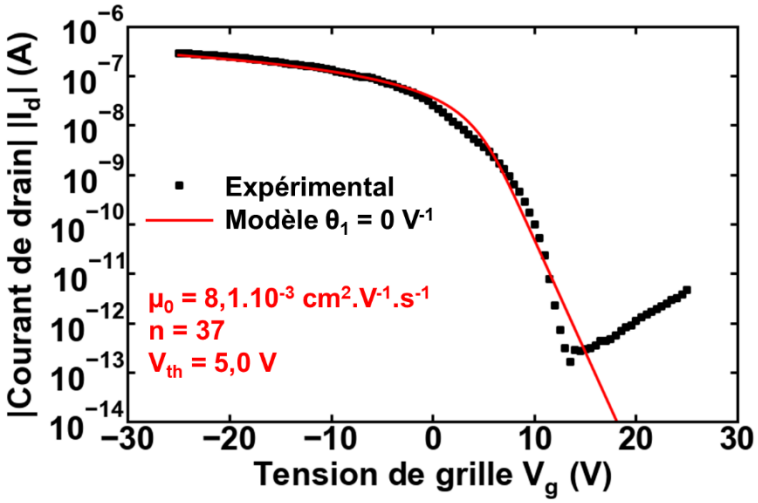

Figure II-10 : *Correspondance réussie entre le modèle compact (courbe rouge) et les données expérimentales (carrés noirs) pour un dispositif avec une densité de nanofils égale à 0,28 nanofils.µm^{-2} et L_{masque} = 50 µm. Les données expérimentales présentent sur cette figure une caractéristique en double-escalier, causée par la dispersion en tension de seuil des nanofils.*

Sur la Figure II-11 nous montrons des cas où le modèle compact correspond à la courbe expérimentale, mais où des choix de paramètres très différents peuvent être utilisés afin d'aboutir à une même qualité de correspondance. Les deux dispositifs dont les caractéristiques statiques sont représentées sont de même densité de nanofils égale à 0,23 nanofils.µm^{-2} et de même distance source-drain L_{masque} = 5 µm. Le fait que deux ensembles de paramètres très différents peuvent être utilisés pour aboutir à la même qualité de correspondance prouve que le problème d'optimisation de paramètres manque de convexité, pour certaines caractéristiques statiques. Il se trouve que ce problème apparait majoritairement lorsque la caractéristique I_d-V_g étudiée manque de modulation, cas rencontré pour les faibles L_{masque}. Dans les situations de la Figure II-11, θ_1 joue un rôle similaire à V_{th} et μ_0 de sorte que les résultats de la procédure d'optimisation perdent leur cohérence et ne peuvent plus être comparés. Étant surtout intéressé par V_{th} et le régime sous le seuil pour les applications capteurs, nous avons décidé de fixer θ_1 à 0 V^{-1}, en se basant sur la caractéristique I_d-V_g représentée en échelle linéaire, quitte à perdre de la précision en inversion.

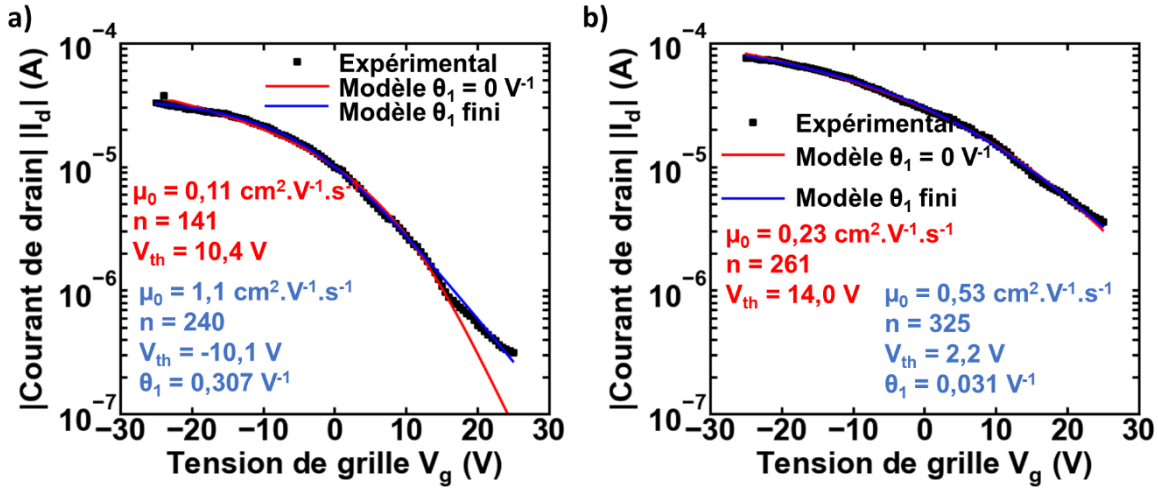

Figure II-11 : *Correspondance réussie entre le modèle compact (avec $\theta_1 = 0\ V^{-1}$ pour les courbes rouges et $\theta_1 \neq 0\ V^{-1}$ pour les courbes bleues) et les données expérimentales (carrés noirs) pour deux dispositifs avec une densité de nanofils égale à 0,23 nanofils.µm^{-2} et L_{masque} = 5 µm.*

L'extraction des paramètres électriques par l'utilisation d'un modèle basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert ayant été présenté, le sujet de la prochaine partie est la variation de ces paramètres avec la densité de nanofils et la distance source-drain.

II.3.3. Variation des paramètres électriques principaux

Les figures de cette partie présentent les variations des paramètres électriques en fonction de L_{masque} et de la densité de nanofils. Nous avons décidé d'imposer un critère sur I_{on}/I_{off} ($I_{on}/I_{off} > 30$) pour ne pas prendre en compte les dispositifs où le courant de drain est trop peu modulé par la variation de V_g. Pour un transistor idéal sur substrat massif, on s'attend à ce que les paramètres extraits ne dépendent pas ou peu de la géométrie. Ce n'est visiblement pas le cas pour les dispositifs de type NN-FET.

La Figure II-12 (resp. Figure II-13) montre la dépendance de μ_0 *en fonction de L_{masque}* pour différentes densités de nanofils (resp. *en fonction de la densité* de nanofils pour différentes valeurs de L_{masque})

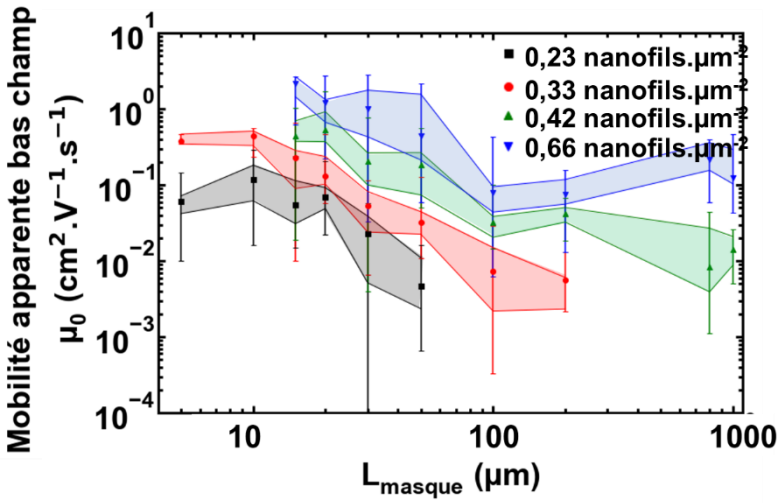

Figure II-12: *Variation avec la distance Source-Drain (L_{masque}) de la mobilité apparente faible champ μ_0 pour 4 valeurs différentes de densité. Les symboles représentent les valeurs médianes de μ_0. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution.*

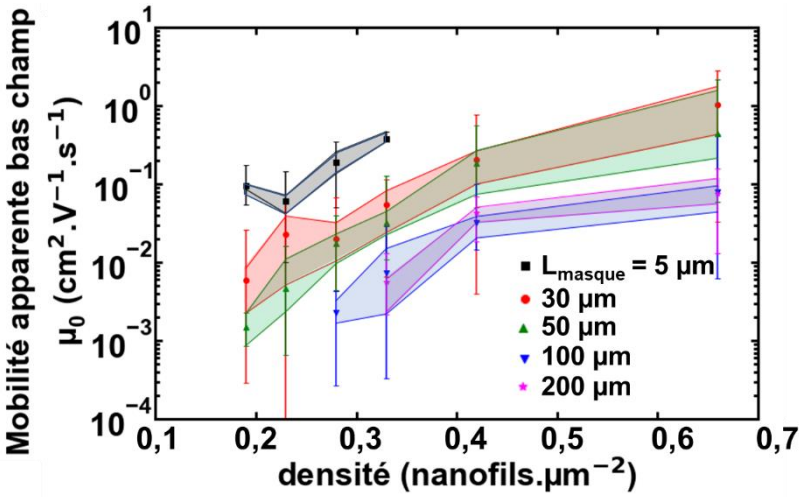

Figure II-13: *Variation avec la densité de nanofils de la mobilité apparente faible champ μ_0 pour 5 différentes valeurs de L_{masque}. Les symboles représentent les valeurs médianes de μ_0. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution.*

Ainsi, la mobilité à faible champ apparente décroit avec L_{masque} et augmente avec la densité de nanofils. Il est notable que la variation de μ_0 avec la densité est plus faible pour L_{masque} = 5 µm que pour des valeurs plus grandes (30 µm et au-delà). Nous l'expliquons par un changement dans le régime de conduction.

Pour une valeur de L_{masque} inférieure à la longueur moyenne des nanofils (7 µm), la conduction totale sera dominée par la conduction à travers les nanofils reliant directement les contacts de source et de drain,

la résistance des jonctions internanofils pouvant être supposée très grande comparée à la résistance des nanofils dans l'état ON (régime fils en parallèles). Pour une valeur de L_{masque} supérieure à la longueur moyenne des nanofils, la conduction totale se fait à travers un réseau composé de nanofils en série avec des jonctions internanofils (régime percolant). Cette particularité en termes de régime de conduction est illustrée schématiquement sur la Figure II-14.

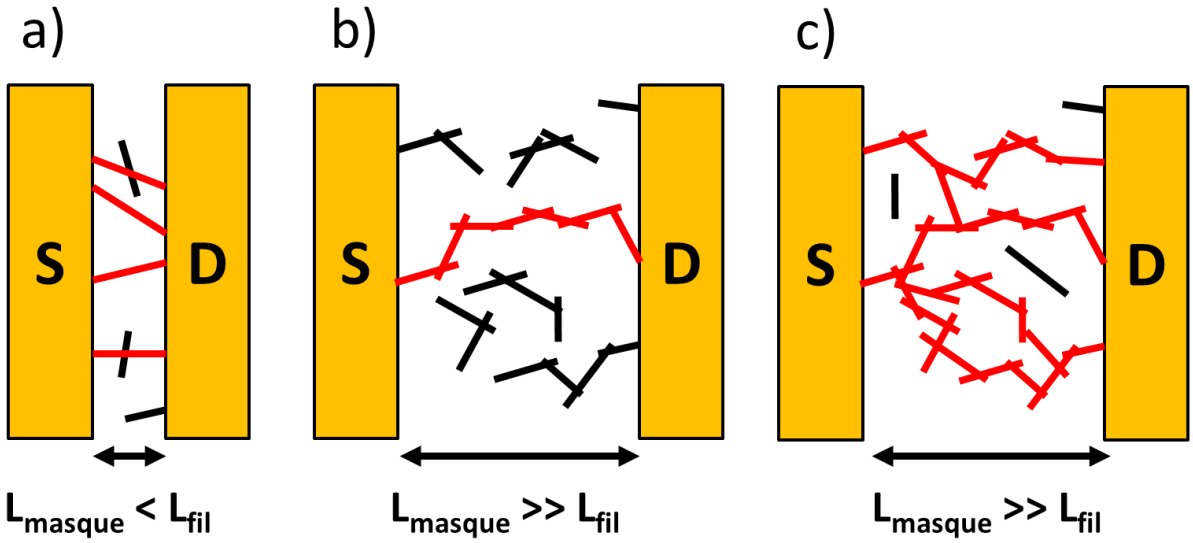

Figure II-14: *Représentation de la modification du régime de conduction avec la valeur de Lmasque. (a) $L_{masque} < L_{fil}$, la conduction est dominée par celle à travers les nanofils connectant directement la source et le drain. Ce régime est ainsi nommé le régime « nanofils en parallèle ». (b) et (c) $L_{masque} >> L_{fil}$, la conduction se fait à travers un chemin constitué de nanofils en série reliés entre eux par des jonctions internanofils. Ce régime est nommé le régime percolant. Pour (c), la densité de nanofils est plus élevée que pour (b), faisant passer le canal de conduction d'un canal constitué de nanofils en série à un canal mélange entre nanofils en série et en parallèles.*

Une comparaison entre la mobilité extraite pour les NN-FET et la mobilité extraite pour les NW-FET montre une différence importante, de deux ordres de grandeur. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la mobilité extraite pour les NN-FET est seulement une valeur apparente, à renormaliser avec la largeur de canal physique. Cette largeur peut effectivement être considérée comme de deux ordres de grandeurs inférieurs à celle de W_{masque}, c'est-à-dire proche de 1 µm, comme cela sera démontré dans le chapitre 5.

La Figure II-15 (resp. Figure II-16) montre la dépendance de n *en fonction de L_{masque}* pour différentes densités de nanofils (resp. *en fonction de la densité* de nanofils pour différentes valeurs de L_{masque}).

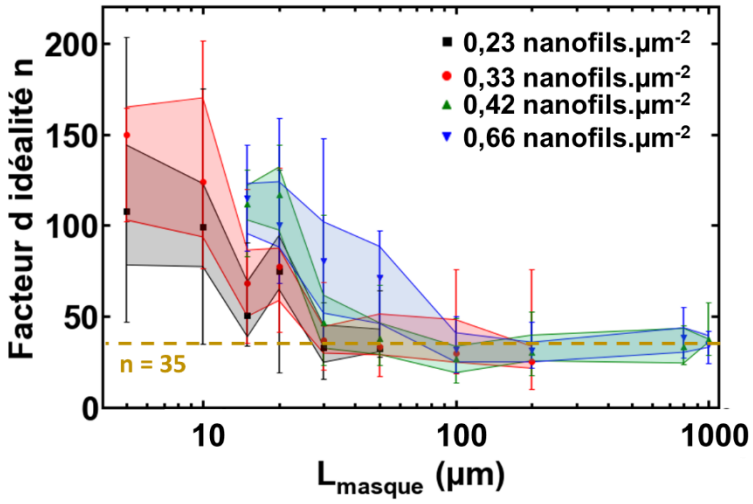

Figure II-15: *Variation avec la distance Source-Drain (L_{masque}) du facteur d'idéalité n pour 4 valeurs différentes de densité. Les symboles représentent les valeurs médianes de n. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de n au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de n au milieu de la distribution.*

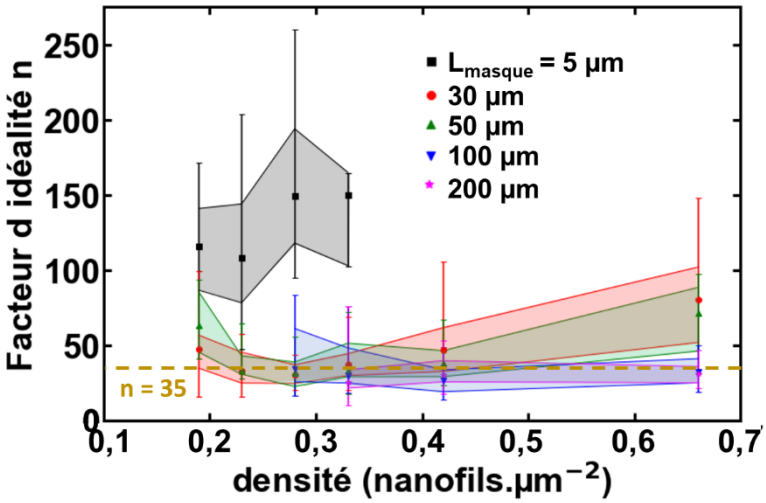

Figure II-16: *Variation avec la densité de nanofils du facteur d'idéalité n pour 5 différentes valeurs de L_{masque}. Les symboles représentent les valeurs médianes de n. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de n au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de n au milieu de la distribution.*

n augmente avec la densité de nanofils et décroit avec la longueur L_{masque}. Or, d'après l'Équation II 10, il devrait y avoir proportionnalité entre n et la densité de pièges, qui elle est supposée rester constante peu importe la géométrie du réseau. Visiblement, le n extrait ne dépend pas seulement de la densité de pièges mais dépend aussi d'un facteur géométrique. Il est même possible de désigner n par le terme de facteur d'idéalité apparent.

La Figure II-17 (resp. Figure II-18) montre la dépendance de V_{th} *en fonction de* L_{masque} pour différentes densités de nanofils (resp. *en fonction de la densité* de nanofils pour différentes valeurs de L_{masque}).

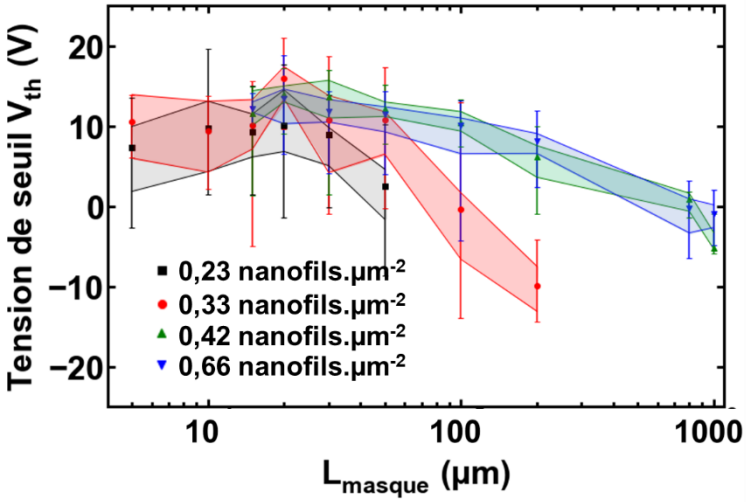

Figure II-17: *Variation avec la distance Source-Drain (L_{masque}) de la tension de seuil V_{th} pour 4 valeurs différentes de densité. Les symboles représentent les valeurs médianes de V_{th}. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution.*

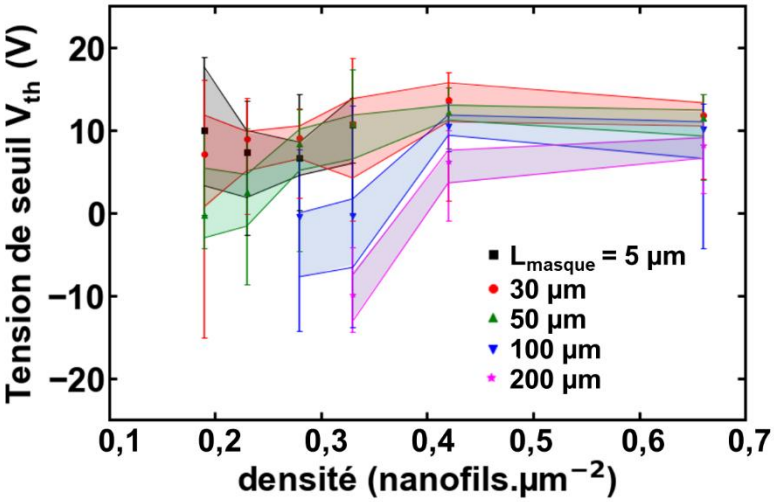

Figure II-18: *Variation avec la densité de nanofils de la tension de seuil V_{th} pour 5 différentes valeurs de L_{masque}. Les symboles représentent les valeurs médianes de V_{th}. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution.*

V_{th} devient plus négatif avec l'augmentation de L_{masque} et la diminution de la densité en régime percolant. En régime « nanofils en parallèle », V_{th} ne varie pas avec la densité de nanofils.

L'analyse de ces variations, qui ne sont pas celles attendues en général pour les transistors de ces dimensions, est le sujet du chapitre 4, qui va s'appuyer sur les simulations présentées dans le chapitre 3.

II.4.Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé, à l'aide de mesures statiques, les Si NN-FET passivés. Nous avons pu observer que les caractéristiques statiques obtenues étaient bien celles de transistors de type pMOS avec, pour certains paramètres de fabrication, une bonne modulation du courant de drain avec V_g.

Nous avons aussi pu observer une dispersion importante des caractéristiques électriques, même pour des dispositifs possédant les mêmes paramètres de fabrication. Cette dispersion peut être expliquée par la nature intrinsèquement aléatoire des nanonets mais aussi par l'aspect stochastique des caractéristiques des nanofils eux-mêmes. Pour vérifier cette assertion, nous avons caractérisé des nanofils obtenus par méthode top-down par un laboratoire partenaire du projet Nanonets2Sense (KTH), et nous avons pu mesurer une dispersion importante des caractéristiques électriques, en termes de tension de seuil et de mobilité.

Nous avons réussi à mesurer des dispositifs NN-FET jusqu'à une longueur de canal de 1 mm, ce qui est particulièrement grand pour un canal à base de nanofils de silicium. Pour de futures applications en tant que capteur, notamment au sein d'un circuit à base de canaux micro-fluidiques, il est important d'avoir des dispositifs fonctionnels même pour des dimensions (de dispositif) relativement importantes de façon à minimiser, par exemple, les problèmes de pénétration des fluides jusqu'à la surface active.

Nous avons aussi prouvé que le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert permet d'extraire les paramètres électriques principaux à partir de la caractéristique statique des Si NN-FET et des Si NW-FET. La variation des différents paramètres électriques avec L_{masque} et la densité de nanofils est inattendue pour des dispositifs de type transistor à effet de champ de cette dimension, mais sera expliquée au cours du chapitre 4.

Chapitre III : Approche développée pour la simulation de Nanonet-FETs

Dans ce chapitre nous présentons différentes méthodes de simulation des réseaux aléatoires de nanofils de silicium. Dans une première partie nous présentons un historique de la modélisation de réseaux de fils, partant des premiers résultats sur des réseaux de taille infinie vers la modélisation de réseaux de transistors de taille finie. A partir de cet état de l'art et des spécificités du Si NN-FET, nous élaborons un cahier des charges spécifique. Dans une deuxième partie, nous présentons une méthode de simulation répondant partiellement au cahier des charges, avec une résolution du système par éléments finis. Toutefois, cette méthode de simulation présente le défaut de ne pas pouvoir prendre en compte les jonctions entre les nanofils. Dans la dernière partie, nous présentons une méthode de simulation basée sur la résolution de la matrice de conductance du système, qui satisfait complètement le cahier des charges que nous nous sommes fixés, ainsi que les résultats obtenus par cette méthode.

III.1. Simulation de réseaux de fils percolants

Le but de cette partie est de présenter un état de l'art de la simulation de réseaux de fils, en commençant par les réseaux de fils conducteurs, et en poursuivant par les réseaux de fils semiconducteurs. L'objectif de cette partie est surtout de positionner les méthodes et les approximations utilisées dans ma thèse par rapport à cet état de l'art. Les résultats obtenus grâce à ces méthodes de simulation seront abordés dans le chapitre 4.

III.1.1. Simulation de réseaux de fils conducteurs

Dès 1974, les réseaux de fils sont étudiés dans le cadre des problèmes de percolation. Ce type de problème consiste à déterminer des paramètres critiques de percolation, c'est-à-dire des valeurs limites à prendre pour certains paramètres de fabrication pour assurer la percolation, c'est-à-dire qu'il soit possible de connecter par le réseau choisi des points situés à des distances infinies les uns des autres. Par exemple, il est possible de déterminer la longueur critique des fils [SIE 1974] ou la densité critique des fils (qui est nommée communément densité de seuil). Dès ces premiers papiers, il est noté qu'il n'existe pas de solution analytique au problème de percolation pour les fils, et qu'il est donc nécessaire de mettre en œuvre des simulations de type Monte Carlo.

Avec le développement des matériaux composites (notamment des fibres conductrices dans des matrices isolantes) et des réseaux de nanofils d'argent (utilisés notamment pour les écrans tactiles), l'étude

des réseaux de fils percolants trouve une application. Évidemment, l'utilisation dans le monde réel conduit s'éloigne de l'abstraction des premiers modèles : les réseaux ne sont plus considérés comme de longueur infinie et, si la recherche de paramètres critiques reste un sujet d'étude, les chercheurs s'intéressent aussi à la variation de la résistance du réseau avec les paramètres de fabrication (étude de réseaux anisotropes[BAL 1983a] , influence de la longueur des fils[BAL 1983a], de la longueur du canal [BAL 1983b], de la densité de fils [LI 2009, BER 2012]).

Pour les réseaux de fils conducteurs, les paramètres modifiés dans les simulations sont les paramètres du réseau (densité de fils, longueur des fils, distance entre contacts) ou les valeurs de résistance (résistance de jonction, résistivité des fils). Si la manière de générer le réseau consiste en général à un simple tirage au sort des positions et des angles des fils (selon des distributions sélectionnées par le chercheur), la manière de prendre en compte les résistances du réseau évolue de manière très importante d'un article à l'autre. Ainsi, certains considèrent une résistance de fils nulles devant la résistance de jonctions [HIC 2009, ZEZ 2012, BAL 1983b, FAI 2014] ou, au contraire, une résistance de jonction nulle et une résistivité des fils non nulle.[HIC 2009, ZEZ 2012] Notamment, [ZEZ 2012] ont étudié l'impact du rapport entre les résistances des jonctions et des fils sur la résistance du réseau. Pour finir, certains ont étudié l'influence d'une dispersion des valeurs des résistances de jonction.[SIM 2013] Pour ce dernier article, les éléments du réseau sont des nanotubes, mais vu qu'il n'y a pas de prise en compte d'un effet de champ, il n'y a pas de différence fondamentale avec la simulation d'un réseau de fils conducteurs.

Une fois que le réseau est généré, il faut pouvoir extraire une valeur de résistance totale du réseau entre les deux contacts. On distingue deux méthodes majoritairement employées. La première méthode consiste à ne considérer que les chemins les moins résistifs entre les deux contacts et ainsi d'aboutir à une représentation du réseau constituée de chemins en parallèles, chaque chemin pouvant être considéré comme une série de résistances. Ensuite, il suffit d'utiliser la loi d'association des résistances en série, puis en parallèle pour aboutir à la résistance totale du réseau. La deuxième méthode consiste à utiliser la représentation matricielle du réseau sous forme de matrice de conductance de Kirchhoff. Une fois que cette matrice est remplie, elle peut aisément être utilisée pour calculer la résistance totale du réseau entre deux points.[BAL 1983b] Cette méthode est aussi couramment utilisée dans les réseaux électriques.

L'avantage de la méthode avec matrice de conductance de Kirchhoff est qu'elle ne nécessite pas les approximations de la méthode «chemins les moins résistifs ». Cependant, la représentation matricielle d'un réseau est en général une matrice creuse et il faut donc utiliser des méthodes numériques adaptées pour l'exploiter et obtenir la résistance totale du réseau.

III.1.2. Simulation de réseaux de fils semiconducteurs

Les réseaux de fils semiconducteurs sont une création relativement récente (le mot nanonet ne date que de 2006). Il existe donc assez peu de publications sur les simulations de réseaux de fils semiconducteurs. De plus, la majorité de ces publications portent sur les réseaux de CNTs, qui diffèrent énormément des nanonets de silicium. En particulier, les nanonets de CNTs ont la particularité d'être composé d'un mélange de tubes métalliques et de tubes semiconducteurs, ceci entrainant une diversité en termes de mécanisme de conduction dans les tubes [TOP 2009], mais aussi en termes de transport à travers les jonctions entre tubes.[BEH 2007]

De manière générale, les publications simulent le fonctionnement des NNs semiconducteurs sans tenir compte de l'effet de champ [BEH 2007, SIM 2013] Le but de ces études est de déterminer des paramètres critiques de percolation ou d'étudier la conductance du réseau en fonction des paramètres de fabrication. En réalité, les méthodes de simulation dans ce cas sont très proches de celles utilisées pour les NNs métalliques, elles peuvent différer dans la prise en compte des différentes natures des tubes.

Quelques groupes de recherches ont réalisé des logiciels de simulation prenant en compte l'effet de champ créé par la modification d'une tension de grille. Dans la littérature, nous pouvons distinguer deux stratégies. Dans la première, le transport à travers le nanonet est étudié en résolvant les équations de transport du courant (dérive-diffusion) par volume fini. [KUM 2006] Dans ce cas, le réseau complet est pris en compte. Dans la seconde, illustré dans la référence [JOO 2013a], le réseau est simplifié en ne prenant en compte que les chemins les moins résistifs. Puis, les CNTs du réseau sont modélisés comme des transistors à effet de champ de paramètres identiques grâce à SPICE, reliés entre eux par des jonctions modélisées comme des résistances constantes.

En conclusion, des méthodes existent déjà pour prendre en compte l'effet de champ lors de la simulation d'un CNT-FET. Si certains aspects de leur modélisation (notamment la différence entre les types de CNTs) ne sont pas à prendre en compte dans les Si NN-FET, il est possible de s'en inspirer. Il est ainsi proposé une liste de points différenciant les stratégies de simulation les unes des autres :

- Prise en compte des variations des propriétés du réseau avec effet de champ;
- Prise en compte des jonctions;
- Prise en compte de l'ensemble du réseau ou seulement des chemins les moins résistifs.

III.2. Cahier des charges

Avant de présenter les stratégies de simulation que nous avons adoptées, cette partie permet de présenter le cahier des charges de la simulation recherchée. Elle est construite en grande partie sur la base de la liste concluant la partie précédente

Tout d'abord, il est décidé de prendre en compte la dépendance en tension de grille du courant traversant le réseau percolant. C'est d'autant plus essentiel que nous nous intéressons à des applications capteurs basées sur la variation de tension de seuil. Cet aspect est très peu étudié dans la littérature, qui s'intéresse majoritairement au courant traversant un réseau de résistances fixes. Cela peut s'expliquer par le peu de réalisations expérimentales utilisant un réseau de nanofils semiconducteurs comme canal pour un transistor à effet de champ. Nous avons déjà discuté dans la partie précédente de deux stratégies différentes pour prendre en compte l'effet de champ.

Pour la prise en compte des jonctions, nous avons décidé de considérer dans un premier temps que le transport à travers les jonctions est indépendant de la tension de grille. Ce modèle est un modèle à l'ordre 0 du fonctionnement réel des jonctions car, à notre connaissance, il n'y a pas d'étude publiée sur la modélisation des jonctions entre nanofils de silicium. Il existe quelques études portant sur la mesure de la résistance des jonctions entre CNTs [FUH 2000, NIR 2009] ainsi que sur leur modélisation [BUL 2001, LI 2011] qui montrent une valeur très importante de résistance de jonction comparée à celle des nanotubes. Ainsi, la modélisation de la jonction dans les CNT NN-FET est majoritairement une résistance [HU 2010, JOO 2013a]. D'ailleurs, il est intéressant de noter que cette valeur très importante de résistance de jonction peut conduire à négliger le rôle de la résistance des fils dans la résistance totale du réseau.[NIR 2009] Pour les nanofils d'argent, les jonctions peuvent aussi être considérées comme des résistances, évidemment de bien plus faible valeur que pour les CNTs.[BEL 2015] Quelques études prennent en compte une dispersion des valeurs de résistances de jonction.[SIM 2013] Leur conclusion étant que cette dispersion n'a pas un effet important sur les caractéristiques, nous avons décidé de ne pas tenir compte de cette dispersion dans un premier temps.

Dans la stratégie de simulation proposée par [JOO 2013a], seuls les chemins les moins résistifs sont pris en compte pour le calcul de la résistance total du réseau, grâce à un algorithme de type Dijkstra. Cependant, dans ce cas, la méthode prend mal en compte le fait que certains chemins puissent avoir des portions communes. Or, c'est une situation extrêmement courante, qui conduit à sous-estimer la résistance totale du réseau (Figure III-1). Pour éviter ce type d'erreur, nous avons décidé d'utiliser un algorithme prenant en compte la totalité du réseau.

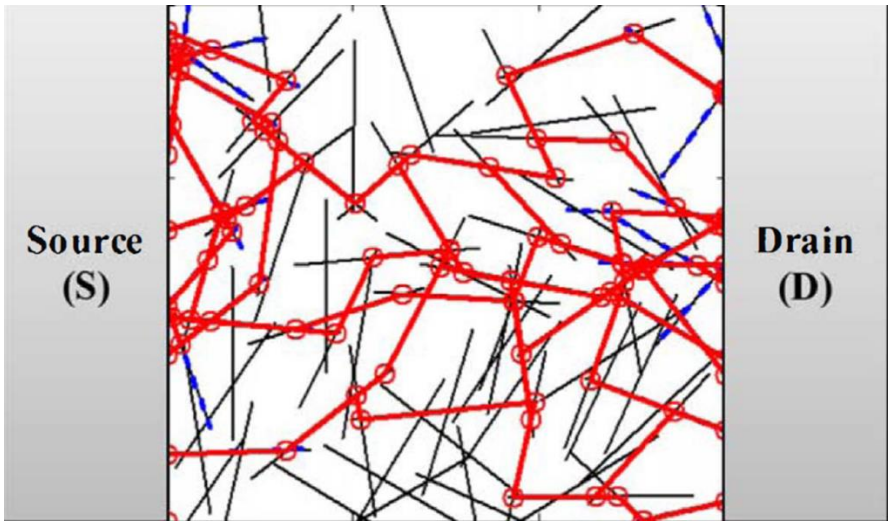

Figure III-1: *Représentation d'un NN-FET simulé par l'algorithme présenté dans [JOO 2013a]. Les nanofils surlignés en rouge sont ceux faisant partie des chemins les moins résistifs.*

Pour terminer, il a été décidé de prendre en compte la dispersion en termes de propriété électrique des nanofils. Cette dispersion électrique est supposée d'origine technologique. Pour évaluer son influence sur la dispersion électrique, nous avons d'abord modélisé le NW-FET par éléments finis. Par exemple, une des sources de dispersion est la dispersion en diamètre des nanofils utilisés pour fabriquer le nanonet (Figure III-2-a). La Figure III-2-a provient de la thèse de Maxime Legallais[LEG 2017b] et est le résultat d'une mesure statistique des diamètres des nanofils grâce à une visualisation par microscope électronique. Une autre source de dispersion étudiée est la dispersion en dopage des nanofils, beaucoup plus difficile à mesurer.

Le maillage du modèle élément fini du Si NN-FET est représenté sur la Figure III-2-b, avec en vert une vue en coupe du nanofil de silicium présentant un rayon noté radius et en vert l'oxide de grille d'épaisseur 200 nm. Sur la Figure III-3, les caractéristiques I_d-V_g sont représentées pour différentes valeurs de diamètres et de dopage de silicium. Il est visible que la variation de diamètre et de dopage a majoritairement une influence sur la tension de seuil. De plus, nous avons montré dans le chapitre 1 que l'ajout de pièges à l'interface entre oxyde et semi-conducteur pouvait aussi conduire à un décalage en tension de seuil. **Il a donc été décidé de prendre en compte dans la simulation une dispersion en tension de seuil pour les nanofils.**

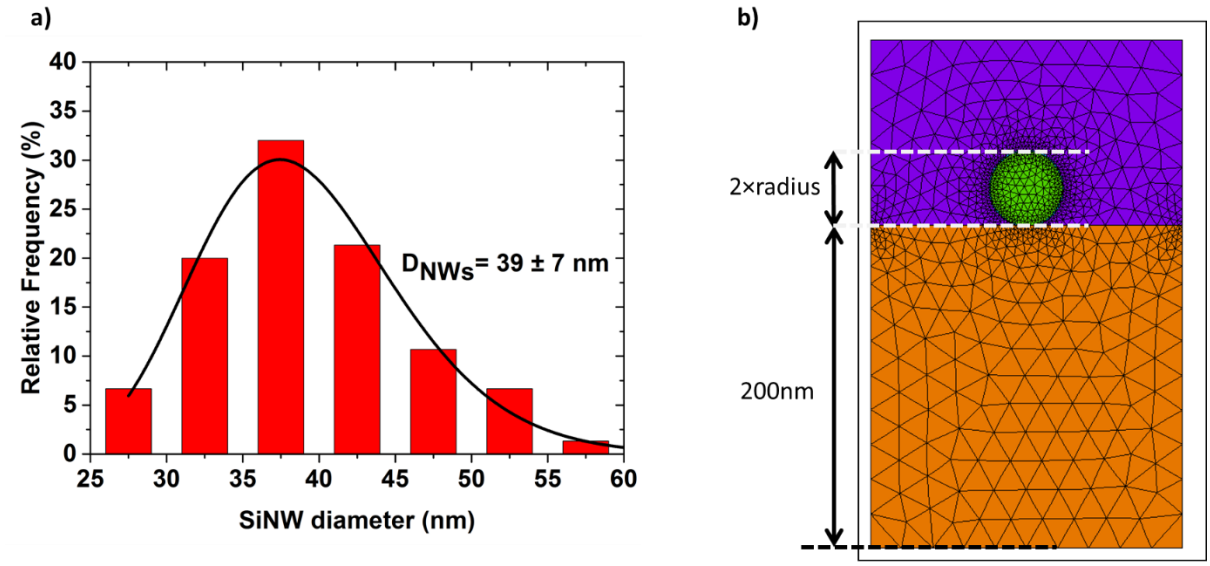

Figure III-2: *(a) dispersion en diamètre des nanofils utilisés dans la fabrication du Si NN* [LEG 2017b] *(b) Modélisation élément fini du NW-FET avec un rayon «radius» et un dopage du nanofil variables.*

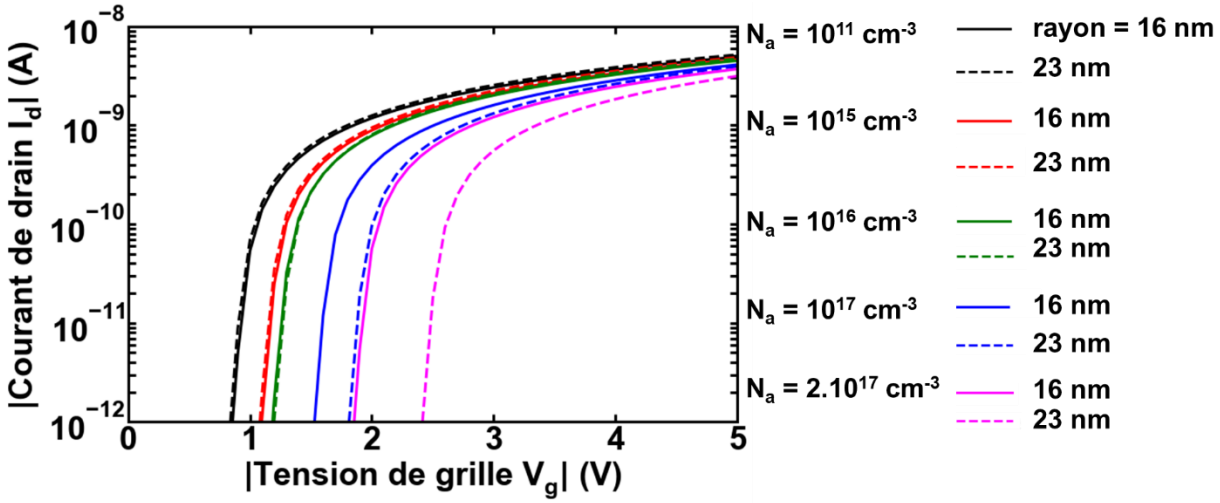

Figure III-3: *Effet de la dispersion en diamètre des nanofils utilisés pour différentes valeurs de dopages, par modélisation élément fini, d'après le maillage présenté sur la Figure III-2.*

En guise de conclusion, il est rappelé les différentes attentes de la simulation de Si NN-FET:

- Dépendance en tension de grille (étude de l'aspect FET) ;
- Prise en compte de l'ensemble du réseau de nanofils ;
- Prise en compte des jonctions ;
- Prise en compte de la dispersion en tension de seuil des nanofils individuels.

III.3. Modélisation du Nanonet par éléments finis

Dans un premier temps, nous avons décidé de simuler le comportement du Si NN-FET à l'aide d'une méthode de résolution par éléments finis, en prenant en compte la dispersion. Ces simulations vont nous fournir une première vision qualitative du fonctionnement du NN-FET en présence de dispersion.

III.3.1. Algorithme

Le réseau de nanofils (avec une taille finie délimitée par la distance source-drain L_{masque} et la largeur de contact W_{masque}) est obtenu par la génération aléatoire d'un nombre N_{fil} de nanofils définies par la position de leur centre (coordonnées 2D x_{0i} et y_{0i}) et leur angle par rapport à l'axe Source-Drain θ_i. La longueur des nanofils est supposée constante et égale à 7 µm. La tension de seuil V_{thi} des nanofils individuels est générée aléatoirement, suivant une loi normale de valeur moyenne V_{th0} et d'écart type σ_{Vth}. Sur la Figure III-4 sont représentés deux configurations de réseau de nanofils obtenues aléatoirement pour deux valeurs de L_{masque} différentes (L_{masque} = 5 µm pour la Figure III-4-a et L_{masque} = 30 µm pour la Figure III-4-b). Les autres paramètres sont identiques, avec une largeur de contact W_{masque} = 20 µm, une densité de nanofils égale à 0,2 fils.µm^{-2}, et une dispersion en tension de seuil caractérisée par V_{th0} = 5 V et σ_{Vth} = 2 V. Ce choix de valeur moyenne de tension de seuil, positive alors que les transistors étudiés sont des FET de type pMOS, provient de la tension de seuil extraite pour les NN-FET avec de petites valeurs de L_{masque} (voir chapitre 2).

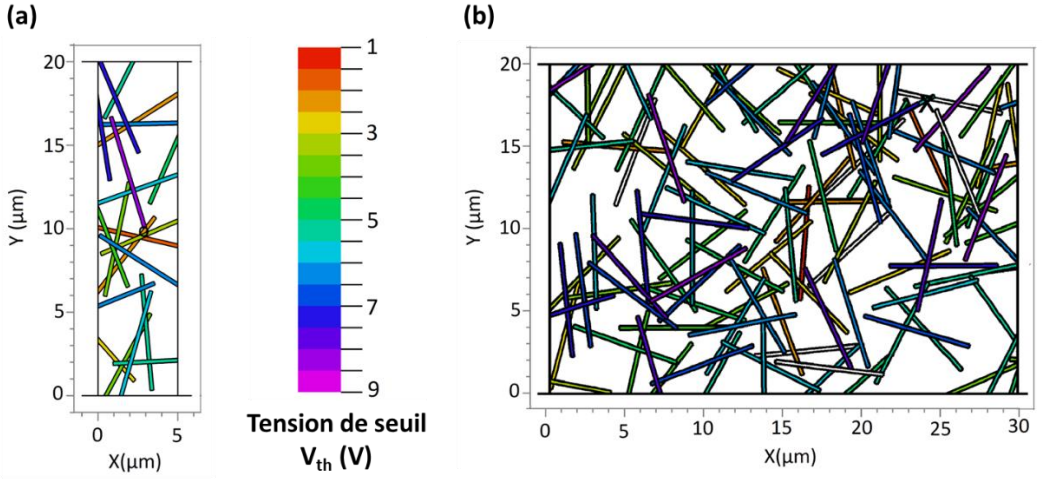

Figure III-4: *Configurations de réseau aléatoirement obtenues pour W_{masque} = 20 µm, densité de nanofils = 0,2 nanofils.µm^{-2}, V_{th0} = 5 V et σ_{Vth} = 2 V. Pour (a), L_{masque} = 5 µm et pour (b), L_{masque} = 30 µm. La couleur des fils indique leur tension de seuil.*

Le nanonet de silicium généré est étudié en tant que canal d'un transistor à effet de champ. Donc, la charge interne Q_i de chaque nanofil doit dépendre de la tension de grille V_g. Pour décrire cette dépendance, nous utilisons le modèle basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert (voir chapitre 2). Les

caractéristiques Q_i-V_g de trois NW-FETs possédant des valeurs V_{th} différentes sont représentées sur la Figure III-5.

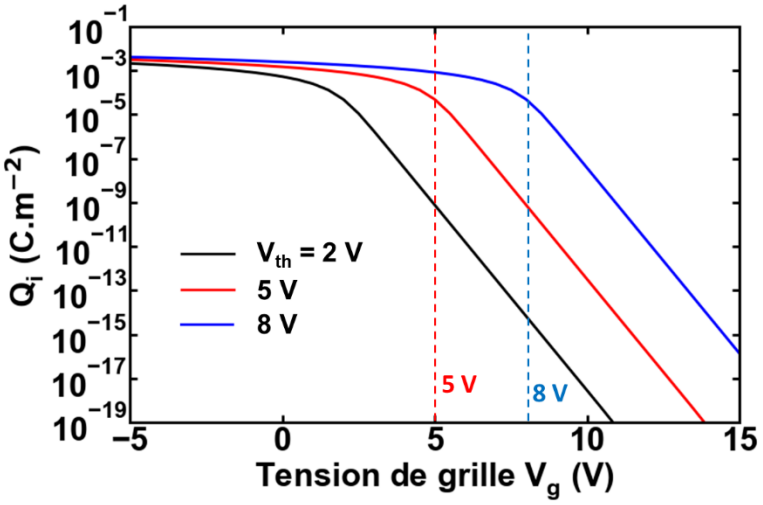

Figure III-5: *Caractéristiques Q_i-V_g des nanofils individuels pour différentes valeurs de tensions de seuil. Pour une tension V_g fixée, le nanofil présentant la tension de seuil la moins positive est celle qui possède la charge d'inversion Q_i la plus élevée.*

La Figure III-6 représente la distribution de charge d'inversion dans les réseaux représentées sur la Figure III-4 pour V_g = 5 V.

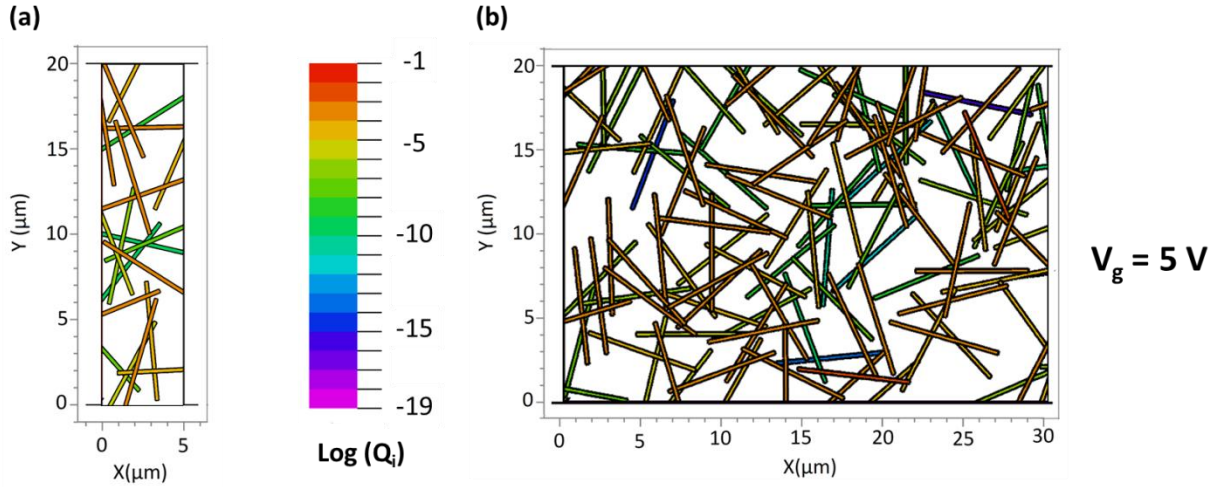

Figure III-6: *Distribution de charge interne Q_i (en m^{-3}) en fonction de la position sur le réseau de nanofils présenté sur la Figure III-4 pour une tension de grille V_g = 5 V. On vérifie que les nanofils de tension de seuil moins positives ont une charge d'inversion plus faible, ce qui est normal pour des transistors de type pMOS.*

Les régions de source et de drain sont positionnées de part et d'autre du nanonet (sur la Figure III-4, elles sont situées à X = 0 µm et à X = L_{masque} µm). Dans ces régions, la conductivité est choisie très grande devant celle du silicium. Le potentiel électrique est fixé à 0 V à la source et égal à la tension de drain V_d au niveau du contact de drain. Dans le cas où la source et le drain ne sont pas connectés, il peut y avoir des

erreurs de calcul. Pour éviter cela, un domaine très résistif est ajouté entre les contacts de source et drain, en parallèle du réseau de fils. Pour chaque valeur de tension de grille, et donc pour chaque répartition de Q_i au sein des nanofils, la méthode de calcul par éléments finis est utilisée pour résoudre l'équation de Poisson afin de connaitre la distribution de courant dans le réseau de nanofils. La Figure III-7 représente la distribution de courant calculée pour deux valeurs différentes de V_g (dans les réseaux représentés sur la Figure III-4). Le NN-FET étant un pFET, le courant est plus élevé lorsque la tension de grille devient moins positive. Il est possible de voir, en comparant les Figure III-4 et Figure III-7, que les nanofils présentant les tensions de seuils les moins positives participent moins au transport du courant que les nanofils présentant des tensions de seuil plus positives.

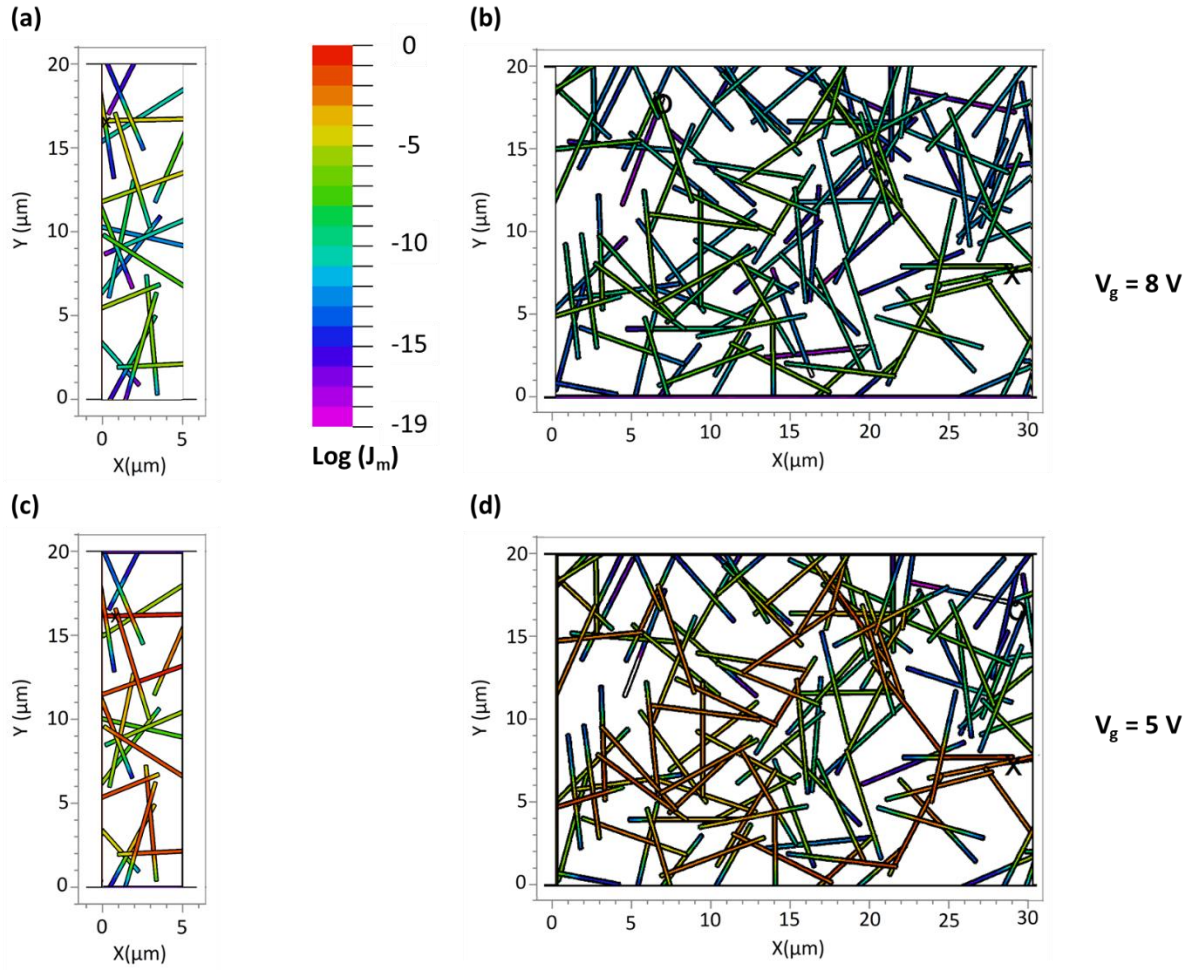

Figure III-7: *Distribution de courant surfacique J_m (en $A.m^{-2}$) en fonction de la position sur le réseau de nanofils présenté sur la Figure III-4 pour deux valeurs de tension de grille : V_g = 8 V pour (a) et (b) et V_g = 5 V pour (c) et (d). On voit bien sur ces figures, notamment la figure (d), apparaitre des « canaux de conduction » principaux. Ces canaux de conduction présentent des nanofils en commun à plusieurs endroits, ce qui illustre bien une des limites de l'utilisation des algorithmes de type Dijsktra qui identifient les chemins de percolation reliant les contacts de source et drain comme s'ils étaient indépendant les uns des autres.*

Par intégration sur la largeur des contacts, la distribution surfacique de courant permet de connaitre le courant de drain I_d circulant entre source et drain. Par exemple, la Figure III-8 montre l'évolution du courant I_d en fonction de V_g pour des réseaux tels que W_{masque} = 200 µm, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 2 V, n = 10, une densité de 0,1 nanofils.µm^{-2}, et L_{masque} = 5 µm ou 30 µm. Pour chaque choix de paramètre, 5 réseaux différents sont générés aléatoirement, afin d'obtenir un ordre de grandeur de variabilité statistique.

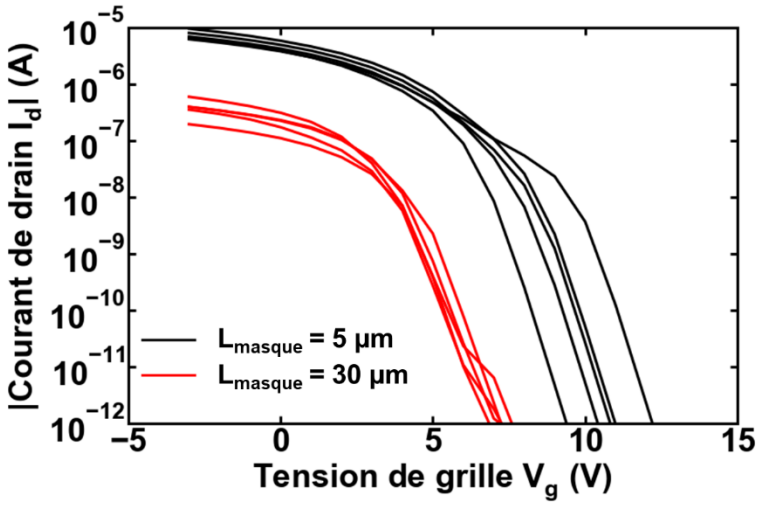

Figure III-8: *Caractéristiques I_d-V_g obtenues par simulation élément fini pour W_{masque} = 200 µm, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 2 V, n = 10, une densité de 0,1 nanofils.µm^{-2}, et L_{masque} = 5 µm (en noir) ou 30 µm (en rouge).*

Par ces caractéristiques I_d-V_g simulées, il est possible de remarquer une diminution de courant I_{on} et un décalage de V_{th} du NN-FET vers les tensions négatives avec l'augmentation de L_{masque}, ce qui correspond à l'observation expérimentale. De plus, les dispositifs courts présentent une plus grande dispersion en tension de seuil, ce qui correspond à la réalité expérimentale (voir chapitre 2). En plus, nous trouvons des configurations où les caractéristiques I_d-V_g présentent des épaulements, parfois observés expérimentalement (voir chapitre 2), qu'on attribue à la conduction de canaux en parallèle présentant des V_{th} sensiblement différents.

Pour étudier plus en détail la variation des caractéristiques avec les paramètres du réseau (densité et L_{masque}), nous avons extrait les paramètres électriques principaux à partir des caractéristiques simulées.

III.3.2. Résultats

Comme pour les données expérimentales, la mobilité apparente faible champ μ_0, le facteur d'idéalité n, la tension de seuil du nanonet V_{th} et le facteur d'atténuation de la mobilité au premier ordre θ_1 sont extraits par optimisation de paramètre à l'aide du modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert. W_{masque} et L_{masque} sont utilisés pour l'extraction. Contrairement au cas expérimental, où il a été décidé de réaliser cette extraction sur le domaine le plus important possible de la caractéristique I_d-V_g, il est

important pour les simulations de préciser un domaine d'extraction moins étendu. En effet, la caractéristique I_d-V_g expérimentale est limitée en V_g positif par l'apparition d'un plateau de courant lié à l'existence d'un courant de fuite résiduel, ce qui entraine une limitation du rapport I_{on}/I_{off}. Le modèle compact des nanofils, lui, ne simule pas ce courant de fuite, et la limitation de courant va provenir d'un manque de précision dans les calculs. Il a donc été décidé d'imposer une limitation de la gamme de tension de grille étudiée. Pour obtenir une première estimation de la variation de V_{th}, de n et de μ_0, il est décidé de se placer sur un intervalle de V_g tel que le courant varie de 3 ordres de grandeur. La dépendance en densité de μ_0, n et V_{th} est présentée respectivement sur la Figure III-9-a, la Figure III-10-a et la Figure III-11-a pour le cas L_{masque} = 5 µm pour différentes valeurs de σ_{Vth}. Le facteur d'idéalité et la tension de seuil moyenne des nanofils sont respectivement n = 10, et V_{th0} = 5 V. Les dépendances en L_{masque} de μ_0, n et V_{th} sont présentées respectivement sur la Figure III-9-b, la Figure III-10-b et la Figure III-11-b pour une densité de 0,1 nanofils.µm^{-2} et σ_{Vth} = 2 V.

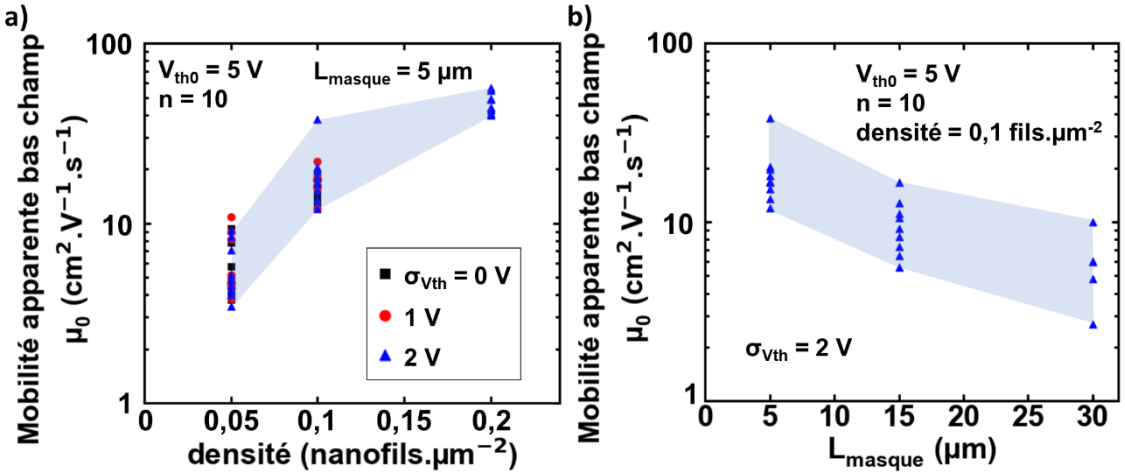

Figure III-9: *Mobilité μ_0 obtenue par simulation élément fini (a) en fonction de la densité pour L_{masque} = 5 µm et différentes valeurs de σ_{Vth} et (b) en fonction de L_{masque} pour une densité égale à 0,1 nanofils.µm^{-2} et σ_{Vth} = 2 V.*

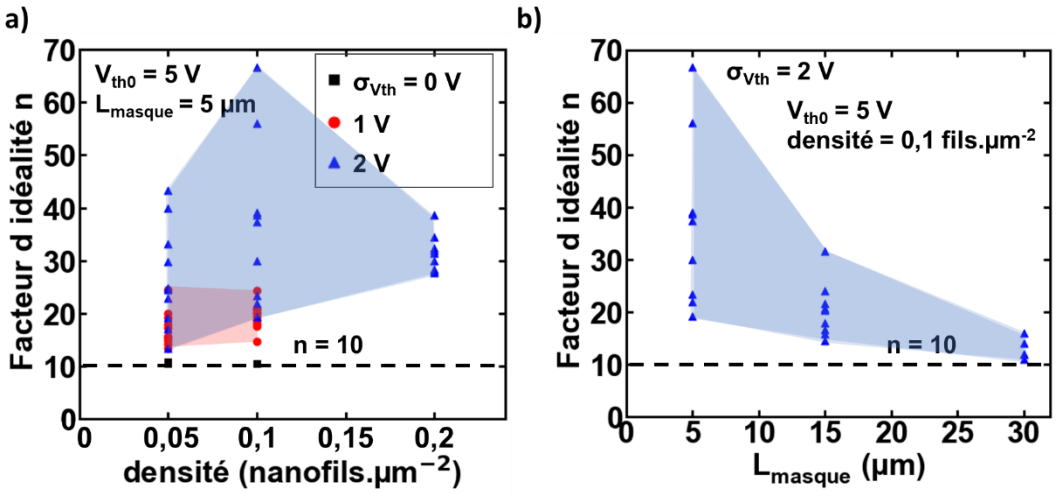

Figure III-10: *Facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n obtenue par simulation élément fini (a) en fonction de la densité pour L_{masque} = 5 µm et différentes valeurs de σ_{Vth} et (b) en fonction de L_{masque} pour une densité égale à 0,1 nanofils.µm^{-2} et σ_{Vth} = 2 V. La ligne en pointillée indique le facteur d'idéalité choisi pour les nanofils individuels, qui est bien aussi la valeur de facteur d'idéalité extraite lorsque σ_{Vth} = 0 V.*

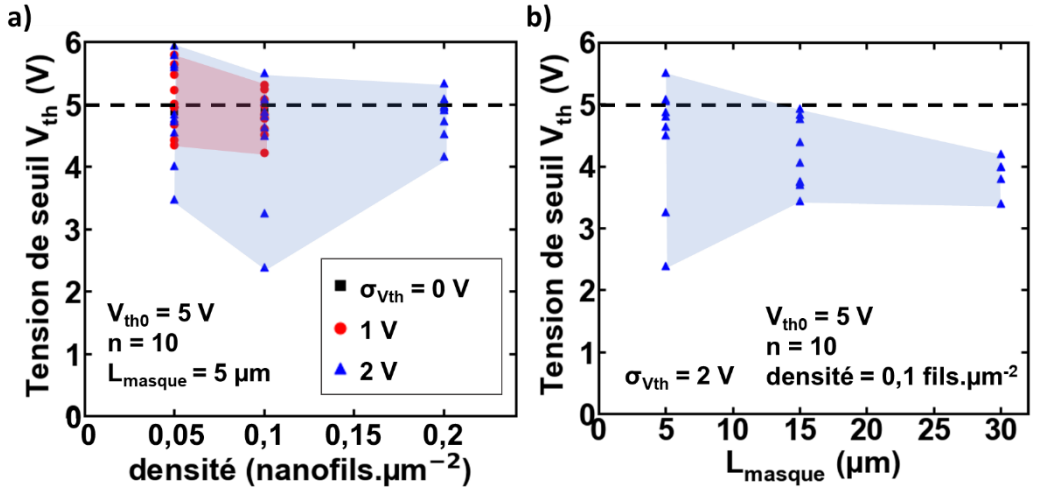

Figure III-11: *Tension de seuil V_{th} obtenue par simulation élément fini (a) en fonction de la densité pour L_{masque} = 5 µm et différentes valeurs de σ_{Vth} et (b) en fonction de L_{masque} pour une densité égale à 0,1 nanofils.µm^{-2} et σ_{Vth} = 2 V. La ligne en pointillée indique la valeur moyenne de V_{thi}, tension de seuil des nanofils individuels, égale à 5 V, qui se trouve être aussi la valeur de V_{th} extraite lorsque σ_{Vth} = 0 V.*

Il est ainsi possible de voir, dans le cas canal court (L_{masque} = 5 µm) que μ_0 augmente avec la densité et que n et V_{th} varient peu au niveau de leur valeur moyenne pour la gamme de densité étudiée. Il est aussi visible que σ_{Vth} modifie peu le V_{th} moyen du nanonet (malgré une nette augmentation de la dispersion de ce paramètre), mais que son augmentation conduit à une dégradation de la pente sous le seuil.

Pour une densité de fils égale à 0,1 nanofils.µm^{-2}, une augmentation de L_{masque} conduit à une diminution de μ_0. De plus, il est visible qu'une augmentation de L_{masque} conduit à un décalage de V_{th} vers

les tensions négatives et à une amélioration de n, qui se rapproche de la valeur prise pour décrire les nanofils individuels.

Il est important de noter ici que les dépendances en densité de la mobilité ainsi que les dépendances en L_{masque} de μ_0, V_{th} et n sont les mêmes que celles observées expérimentalement**, à condition de prendre en compte la dispersion de tension de seuil pour les nanofils individuels dans la simulation**.

Pour compléter cette étude, il peut être intéressant d'étudier la variation des paramètres électriques avec la densité pour un nanonet en régime percolant (par exemple pour L_{masque} = 30 µm). Mais cette stratégie possède des limites. Elle ne peut pas prendre en compte les résistances de jonctions, car il s'agit d'une projection en 2D du réseau réel. De plus, les calculs prennent beaucoup de temps et manquent de robustesse du fait du fort rapport d'aspect propre à la topologie des nanofils, qui oblige à utiliser un maillage très fin qui devient vite trop lourd pour les géométries avec une grande valeur de L_{masque} ou une densité élevée. Ainsi, l'étude de l'évolution des paramètres avec L_{masque} n'a pu être effectué que pour des densités faibles.

Nous avons donc décidé de changer de stratégie et de simplifier le réseau étudié, à la fois pour parvenir à la prise en compte des jonctions, pour diminuer le temps de calcul et pour augmenter la robustesse du code.

III.4. Modélisation du nanonet par un réseau de résistances (matrice de Kirchhoff)

Le but de cette partie est de présenter une stratégie alternative permettant de prendre en compte la dispersion de tension de seuil des nanofils individuels et les résistances de jonction pour la simulation de Si NN-FET. Nous allons considérer le réseau comme un réseau de résistance, pouvant être décrit sous forme matricielle par la matrice de conductance de Kirchhoff.

III.4.1. Stratégie

Contrairement à la stratégie de simulation par éléments finis, où le réseau de nanofil était constitué de nanofils 2D, cette nouvelle stratégie s'appuie sur une représentation des nanofils en 1D. Les nanofils sont caractérisés par une longueur et une résistivité, qui dépend elle-même de la tension de grille et de la tension de seuil du nanofil individuel. Les jonctions sont caractérisées par une résistance constante et une position à l'intersection entre deux nanofils. A partir de ces informations, il est possible de construire la matrice de conductance de Kirchhoff du réseau de nanofils, pour toute tension de grille. Grâce à cette matrice, il est possible de connaître la résistance entre source et drain, et finalement le courant de drain à partir de la tension de drain en appliquant la loi d'Ohm. En réitérant cette opération pour différentes

valeurs de V_g, il est possible d'obtenir la caractéristique I_d-V_g dans le régime linéaire où le transistor fonctionne comme une résistance contrôlée par la grille.

III.4.2. Algorithme

Le réseau de nanofils (avec une taille finie délimitée par la distance source-drain L_{masque} et la largeur de contact W_{masque}) est obtenu par la génération aléatoire d'un nombre N_{fil} de nanofils dont la localisation est définie par la position de leur centre (coordonnées 2D x_{0i} et y_{0i}) et leur angle par rapport à l'axe Source-Drain θ_i. Ce nombre N_{fil} est une constante égale à la densité désirée multiplié par la surface. Il n'y a donc pas de prise en compte de la dispersion en N_{fil} d'un dispositif à l'autre, dispersion qui suit probablement une loi de Poisson. Cet effet peut être assez important à densité faible et peut expliquer une partie importante de la variabilité d'un dispositif à l'autre pour les dispositifs de faible densité, et inversement la diminution de la variabilité avec la densité. La longueur des nanofils est obtenue par tirage au sort suivant une loi normale de valeur moyenne 7 µm et d'écart type 3 µm (d'après les dimensions des nanofils données au chapitre 1). La tension de seuil V_{thi} des nanofils individuels est générée aléatoirement, suivant une loi normale de valeur moyenne V_{th0} et d'écart type σ_{Vth}. La Figure III-12 représente un exemple de configuration de réseau de nanofils obtenue aléatoirement pour une valeur de L_{masque} = 30 µm et une densité de nanofils égale à 0,22 nanofils.µm^{-2}. Sur cette image, les nanofils sont représentés en noir, les contacts source et drain en jaune et les jonctions sont entourées par des cercles rouges.

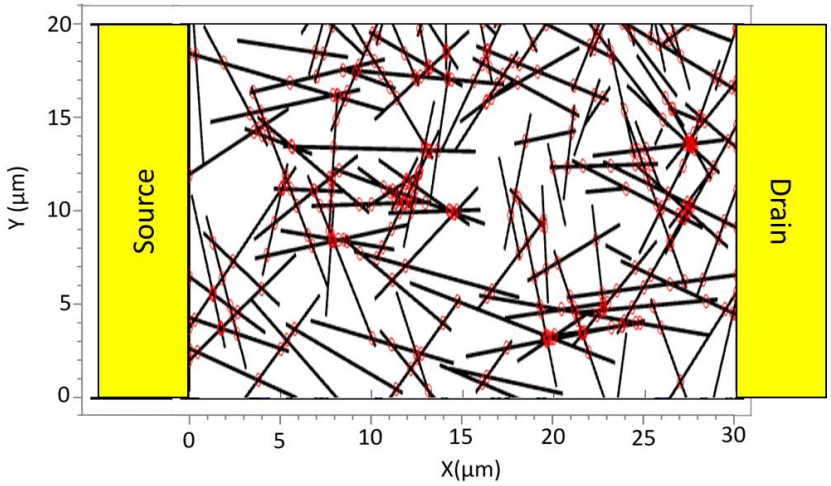

Figure III-12: *Représentation du réseau générée pour la simulation du fonctionnement du Si NN-FET basé sur l'utilisation de la matrice de conductance. L_{masque} = 30 µm et densité égale à 0,23 nanofils.µm^{-2}. La largeur de contact est en réalité de 200 µm mais seule la zone comprise sur une largeur de 20 µm est représentée. Les contacts sont représentés en jaune, les nanofils en noir et les jonctions sont entourées d'un cercle rouge.*

Les jonctions entre les nanofils sont identifiés par le programme. Ces jonctions, numérotées, sont sauvegardées dans une matrice ainsi que les nanofils qu'elles connectent. Les jonctions sont considérées comme pouvant être modélisées par une résistance constante en première approximation, qui est notée $R_{jonction}$.

Les nanofils de silicium sont modélisés par une résistivité variant avec V_g, suivant le modèle basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert. D'après ce modèle, la résistivité du nanofil va dépendre de V_g, de V_{thi}, de μ_{0i} et de n_i (l'indice i précise que ces paramètres sont définis pour chaque nanofil individuel). Pour nos études, μ_{0i} et n_i sont choisis constants et respectivement égaux à 450 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ et 35. μ_{0i} a donc été choisie égale à la mobilité des trous dans le silicium et n_i égale à la plus petite valeur de n obtenue expérimentalement dans les Si NN-FET fabriqués.

Il est possible de décomposer ce réseau en différents nœuds reliés entre eux par des conductances, égales à :

- L'inverse de $R_{jonction}$ si les nœuds sont de part et d'autre d'une jonction ;
- La conductance du segment de nanofil, calculée à partir de la résistivité du fil et de la longueur du segment, si les nœuds sont situés de part et d'autre d'un segment de nanofil.

Ce réseau peut donc être décrit sous forme matricielle, en utilisant la matrice de conductance de Kirchhoff. Cette matrice de conductance peut être utilisée pour connaitre la résistance totale du réseau entre source et drain, et donc le courant de drain I_d traversant le réseau pour un V_d donné. En réitérant ces opérations pour différentes valeurs de V_g, la caractéristique I_d-V_g est obtenue.

Il est possible de comparer cette stratégie de simulation à celle basée sur la résolution par éléments finis, en se basant sur le cahier des charges spécifié au début du chapitre. Cette comparaison est résumée dans le Tableau 3.

	Simulation par éléments finis	Simulation par matrice de conductance
Dépendance en tension de grille (étude de l'aspect FET)	Oui, la charge interne dans les nanofils varie avec V_g selon le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert	Oui, la résistivité des nanofils varie avec V_g selon le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert
Prise en compte de la dispersion en tension de seuil des nanofils	Oui	Oui

individuels		
Prise en compte de l'ensemble du réseau de nanofils	Oui	Oui
Prise en compte des jonctions	Non, car le réseau étudié est une projection 2D du Si NN-FET réel	Oui, il suffit de rajouter des résistances correspondant aux jonctions dans la matrice de conductance
Temps de calcul et robustesse	Très lent et la résolution de système dense est compliquée (densité maximale de 0,1 fils.µm^{-2} à L_{masque} = 30 µm)	Bien plus rapide et pas de problème de manque de robustesse (simple résolution de problème matricielle, optimisé pour Matlab)
Linéarité	Possibilité d'étudier le NN-FET en régime non linéaire et en régime linéaire	Possibilité d'étudier le NN-FET seulement en régime linéaire

Tableau 3: *Comparaison entre les deux méthodes de simulation étudiées au cours de cette thèse*

D'après ce tableau, la méthode de simulation basée sur la matrice de conductance correspond mieux au cahier des charges spécifié en ce début de chapitre. Les caractéristiques I_d-V_g obtenues par cette méthode de simulation sont étudiées dans la partie suivante.

III.4.3. Résultats

L'analyse des caractéristiques se décompose en trois sous parties. La première porte majoritairement sur l'influence des résistances de jonction au niveau des caractéristiques I_d-V_g, tout en permettant une étude rapide de l'influence de L_{masque}, notamment la transition entre le régime « fils en parallèles » et le régime percolant. La seconde se concentre sur l'influence de la dispersion en tension de seuil des nanofils individuels. Dans la dernière partie, l'influence de L_{masque} et de la densité sur les caractéristiques est étudié.

III.4.3.1. Influence des résistances de jonction

Nous discutons d'abord le cas des canaux courts (régime « fils en parallèle »). Sur la Figure III-13, les caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes configurations de réseau avec les mêmes paramètres de génération (L_{masque} = 5 µm et une densité égale à 0,12 nanofils.µm^{-2}) et avec 3 valeurs différentes de

résistance de jonction ($R_{jonction}$ = 100 Ω, $R_{jonction}$ = 1 MΩ, $R_{jonction}$ = 100 MΩ) sont présentées. De plus, σ_{Vth} = 0 V. La valeur de L_{masque} choisie correspond à un régime « nanofils en parallèle ». Les caractéristiques sont représentées en échelle log (Figure III-13-a) et linéaire (Figure III-13-b) pour mettre en évidence le régime sous le seuil.

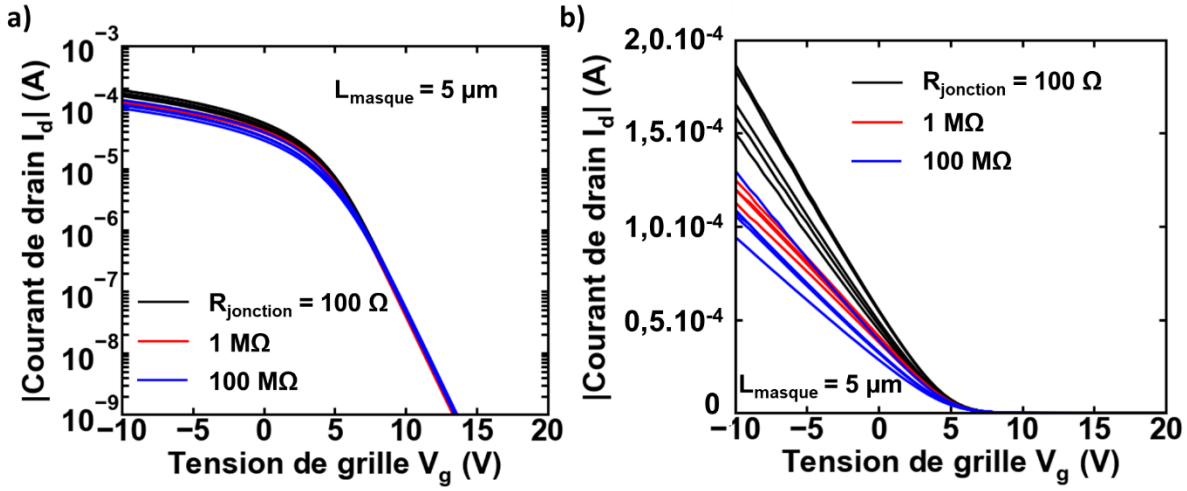

Figure III-13: *Caractéristiques I_d-V_g en échelle log (a) et en échelle linéaire (b) obtenues par la simulation basée sur la matrice de conductance. Les paramètres du réseau étudié sont L_{masque} = 5 µm, densité = 0,12 nanofils.µm^{-2}, V_{th0} = 5 V et σ_{Vth} = 0 V. 3 valeurs différentes de $R_{jonction}$ sont utilisées. Pour chaque valeur de $R_{jonction}$, 5 réseaux différents sont générés, en vue d'obtenir un ordre de grandeur de variation statistique.*

La valeur de résistance $R_{jonction}$ la plus faible (100 Ω) a été choisie pour être très inférieure à la résistance des fils, même dans l'état ON, donc la situation est exactement la même que si $R_{jonction}$ = 0 Ω. Ce choix a été fait car il est impossible de mettre des valeurs infinies dans la matrice de conductance. Il est visible que le fait d'ajouter une résistance de jonction conduit à une diminution du courant dans l'état ON. Toutefois, cette variation est faible (division par 2 lorsqu'on passe d'une résistance virtuellement nulle à 100 MΩ). Elle peut s'expliquer, pour ces structures à canal court devant la longueur moyenne des nanofils, par la suppression des chemins de conduction constitués de plus de 1 nanofil. Le fait que tous les chemins possédant des résistances de jonction se trouvent rejetés en dehors du canal majoritaire de conduction est confirmé par le fait qu'il n'y ait pas d'atténuation de la mobilité à V_g suffisamment négatif et que l'augmentation de la résistance de jonction ne conduit pas une variation significative du courant ON lorsqu'on compare les cas 1 MΩ et 100 MΩ.

Or, pour l'approximation « nanofils en parallèle » à L_{masque} = 5 µm, il faut que les chemins constitués de plus de 1 nanofils en série puissent être considérés isolants devant les nanofils connectant directement source et drain. Pour que cela soit vrai, il faut une résistance de jonction égale ou supérieure à 1 MΩ. Évidemment, cette valeur limite est déterminée pour une valeur donnée de mobilité dans les nanofils.

Nous discutons maintenant le cas des canaux longs (régime percolant). La Figure III-14 présente des caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes configurations de réseau avec les mêmes paramètres de génération (L_{masque} = 30 µm et une densité égale à 0,12 nanofils.µm^{-2}) et avec 3 valeurs différentes de résistance de jonction ($R_{jonction}$ = 100 Ω, $R_{jonction}$ = 1 MΩ, $R_{jonction}$ = 100 MΩ). De plus, σ_{Vth} = 0 V. La valeur de L_{masque} choisie correspond à un régime percolant.

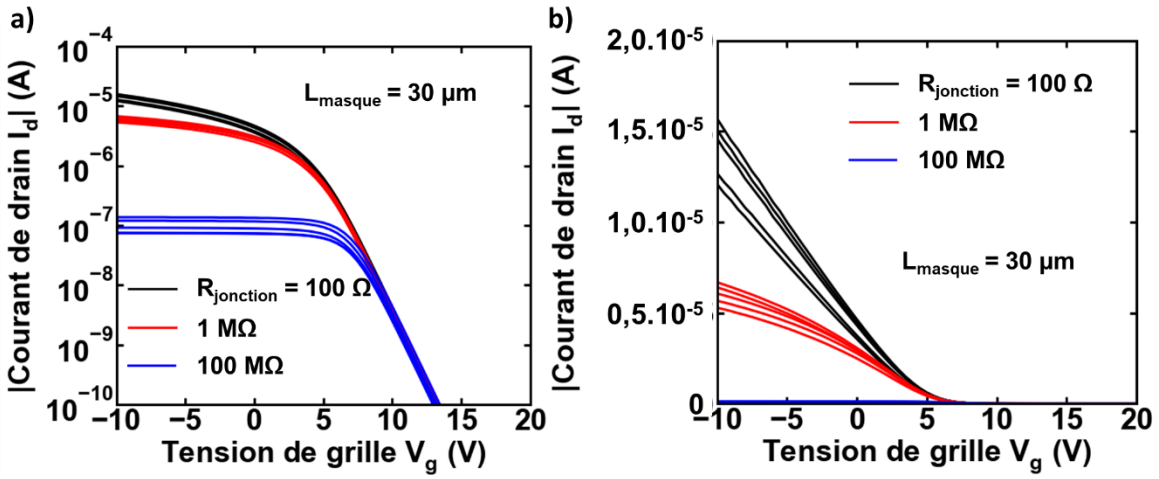

Figure III-14: *Caractéristiques I_d-V_g en échelle log (a) et en échelle linéaire (b) obtenues par la simulation basée sur la matrice de conductance. Les paramètres du réseau étudié sont L_{masque} = 30 µm, densité = 0,12 nanofils.µm^{-2}, V_{th0} = 5 V et σ_{Vth} = 0 V. 3 valeurs différentes de $R_{jonction}$ sont utilisées. Pour chaque valeur de $R_{jonction}$, 5 réseaux différents sont générés, en vue d'obtenir un ordre de grandeur de variation statistique.*

Pour ces caractéristiques, il est visible que l'ajout de la résistance de jonction conduit à une importante diminution du courant et à une forte atténuation de la mobilité à fort champ. Il est ainsi certain que les jonctions font partie du chemin de conduction, ce qui est normal dans le régime percolant. Cette affirmation est confirmée par le fait que l'augmentation de $R_{jonction}$ de 1 MΩ à 100 MΩ conduit à une diminution de deux ordres de grandeur du courant dans l'état ON. En se basant sur ces simulations, et sur les caractéristiques I_d-V_g obtenues expérimentalement, nous avons décidé de travailler avec $R_{jonction}$ = 1 MΩ, valeur qui permet à la fois d'obtenir le régime « nanofils en parallèles » pour L_{masque} = 5 µm et qui permet d'obtenir un effet qui ne soit pas exagéré (qualitativement du même ordre de grandeur pour les caractéristiques expérimentales) sur l'atténuation de la mobilité à fort champ.

Dans la partie suivante, l'influence de σ_{Vth} sera étudié avec $R_{jonction}$ = 1 MΩ.

III.4.3.2. Influence de la dispersion en tension de seuil

La Figure III-15 montre les caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes configurations de réseau avec les paramètres de fabrication suivants : une densité égale à 0,12 nanofils.µm^{-2} et L_{masque} = 5 µm

(respectivement 30 µm) pour la Figure III-15-(a) (respectivement la Figure III-15-(b)), avec $R_{jonction}$ = 1 MΩ et différentes valeurs de σ_{Vth}.

Pour σ_{Vth} = 0 V, la V_{th} du réseau est égale à V_{th0} = 5 V et le n du réseau est égal à n_i = 35, et cela pour toutes les valeurs de L_{masque}. Pour le régime « nanofils en parallèle », l'augmentation de σ_{Vth} conduit à une dégradation de la pente sous le seuil et à l'apparition d'épaulement dans les caractéristiques, conformément aux données expérimentales. Pour le régime percolant, l'augmentation de σ_{Vth} conduit à une dégradation de la pente sous le seuil mais de moindre amplitude que pour le régime « nanofils en parallèle » et à un décalage de la tension de seuil vers des valeurs moins positives.

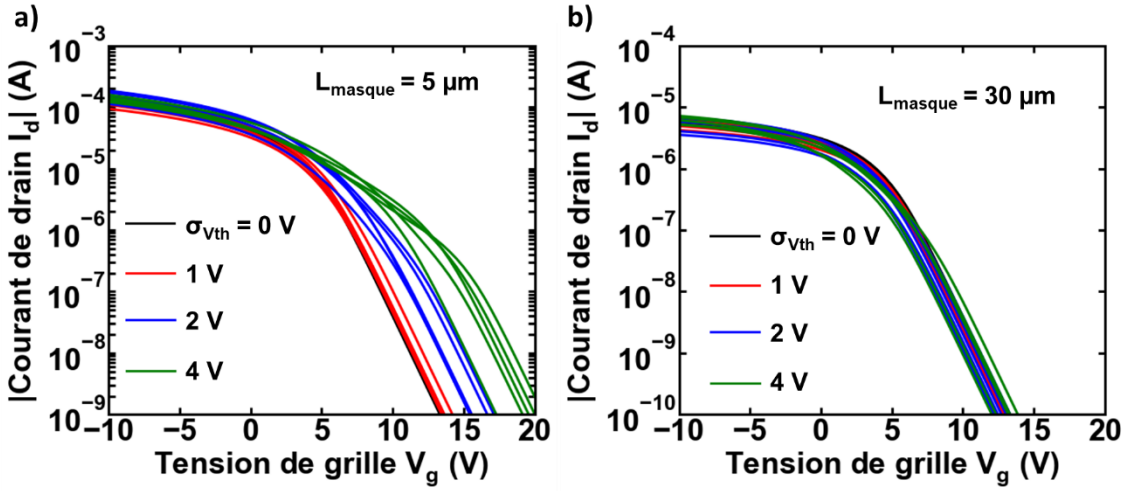

Figure III-15: *Caractéristiques I_d-V_g obtenues par la simulation basée sur la matrice de conductance. Les paramètres du réseau étudié sont (a) L_{masque} = 5 µm ou (b) L_{masque} = 30 µm, densité = 0,12 nanofils.µm^{-2}, V_{th0} = 5 V et $R_{jonction}$ = 1* MΩ. *4 valeurs différentes de σ_{Vth} sont utilisées. Pour chaque valeur de σ_{Vth}, 5 réseaux différents sont générés, en vue d'obtenir un ordre de grandeur de variation statistique*

En comparant les deux figures obtenues, il est visible que l'augmentation de L_{masque} conduit à une amélioration de la pente sous le seuil et à un décalage de la tension de seuil vers les tensions moins positives, ce qui est le résultat obtenu pour les données expérimentales. On obtient toutefois ce résultat dans les simulations qu'**à la condition de prendre en compte une dispersion en tension de seuil**. Pour la suite de l'étude, avec l'influence de la géométrie, nous avons fixé σ_{Vth} à 4 V.

III.4.3.3. Influence de la géométrie

En premier lieu, nous étudions l'influence de la densité. La Figure III-16 montre les caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes configurations de réseau avec les paramètres de fabrication suivants : L_{masque} = 5 µm pour la Figure III-16-a et L_{masque} = 30 µm pour la Figure III-16-b. On fixe $R_{jonction}$ = 1 MΩ, σ_{Vth} = 4 V et on compare les caractéristiques obtenues pour différentes valeurs de densité.

Pour L_{masque} = 5 µm, il est visible que le fait d'augmenter la densité augmente la valeur de courant ON (le fait de doubler la densité double la valeur du courant, ce qui est raisonnable étant donné qu'on double le nombre de nanofils susceptibles de ponter la source et le drain). De plus, le fait d'augmenter la densité conduit à une dégradation de la pente sous le seuil. Pour L_{masque} = 30 µm, augmenter la densité augmente la valeur de courant ON, mais avec une amplitude plus importante que pour L_{masque} = 5 µm, cela pouvant être expliqué par la théorie de la percolation, comme nous le verrons dans le chapitre 4. De plus, le fait d'augmenter la densité conduit à un décalage de la tension de seuil vers les tensions positives. La dégradation de la pente sous le seuil est quant à elle très faible.

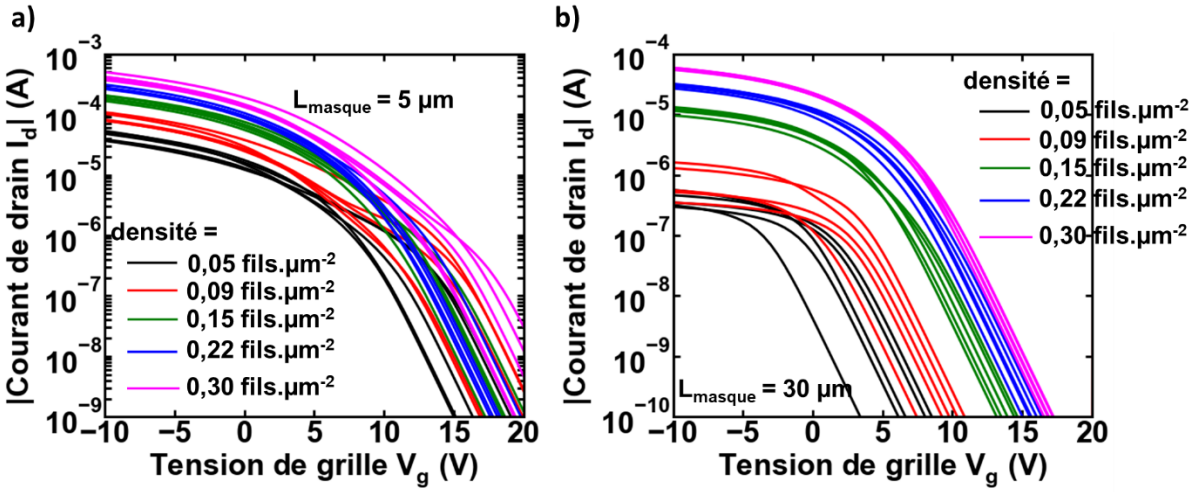

Figure III-16: *Caractéristiques I_d-V_g obtenues par la simulation basée sur la matrice de conductance pour différentes valeurs de densité. Les paramètres du réseau étudié sont (a) L_{masque} = 5 µm ou (b) L_{masque} = 30 µm, V_{th0} = 5 V,* σ_{Vth} = 4 V *et $R_{jonction}$ = 1* MΩ. *Pour chaque valeur de densité, 5 réseaux différents sont générés, en vue d'obtenir un ordre de grandeur de variation statistique*

Maintenant, nous étudions l'influence de la distance source-drain L_{masque}. La Figure III-17 présente des caractéristiques I_d-V_g obtenues pour différentes configurations de réseau avec les paramètres de fabrication suivants : densité = 0,09 nanofils.µm^{-2} (respectivement 0,3 nanofils.µm^{-2}) pour la Figure III-17-(a) (respectivement la Figure III-17-(b)), $R_{jonction}$ = 1 MΩ, σ_{Vth} = 4 V et différentes valeurs de L_{masque}.

Pour une densité faible (0,09 nanofils.µm^{-2}), l'augmentation de L_{masque} conduit à une diminution importante du courant à l'état ON, une amélioration de la pente sous le seuil et un décalage de tension de seuil vers les tensions négatives. Pour une densité plus importante (0,3 nanofils.µm^{-2}), l'augmentation de L_{masque} conduit aussi à un décalage de la tension de seuil vers les tensions négatives et à une diminution de courant à l'état ON mais ces décalages sont moins importants que pour la densité faible.

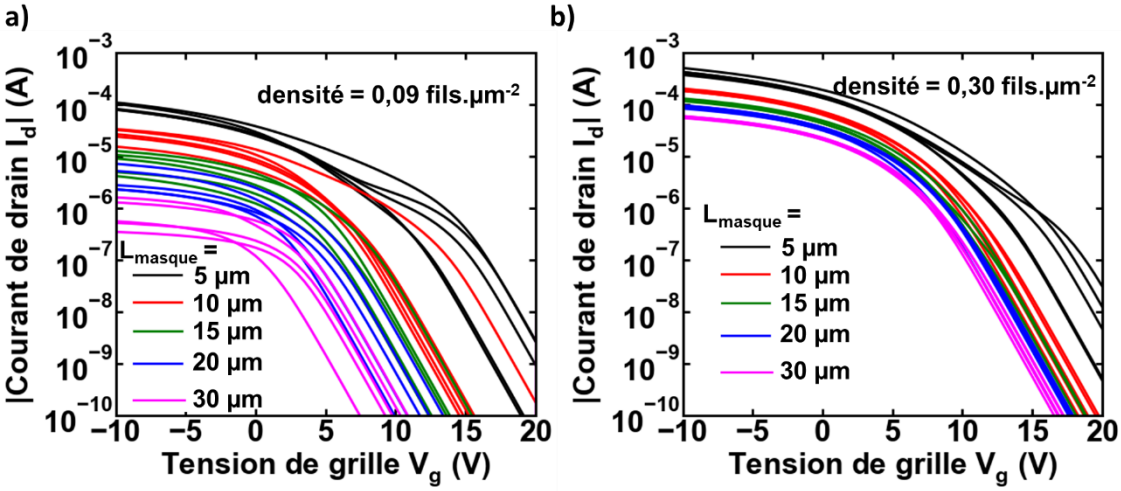

Figure III-17: *Caractéristiques I_d-V_g obtenues par la simulation basée sur la matrice de conductance pour différentes valeurs de L_{masque}. Les paramètres du réseau étudié sont (a) densité = 0,09 nanofils.µm^{-2} ou (b) 0,3 nanofils.µm^{-2}, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 4 V et $R_{jonction}$ = 1 MΩ. Pour chaque valeur de L_{masque}, 5 réseaux différents sont générés, en vue d'obtenir un ordre de grandeur de variation statistique*

Pour améliorer la visibilité de ces résultats, et obtenir des figures comparables aux données expérimentales, nous avons extrait les paramètres électriques principaux en utilisant le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert et étudié leurs variations avec les caractéristiques géométriques du nanonet.

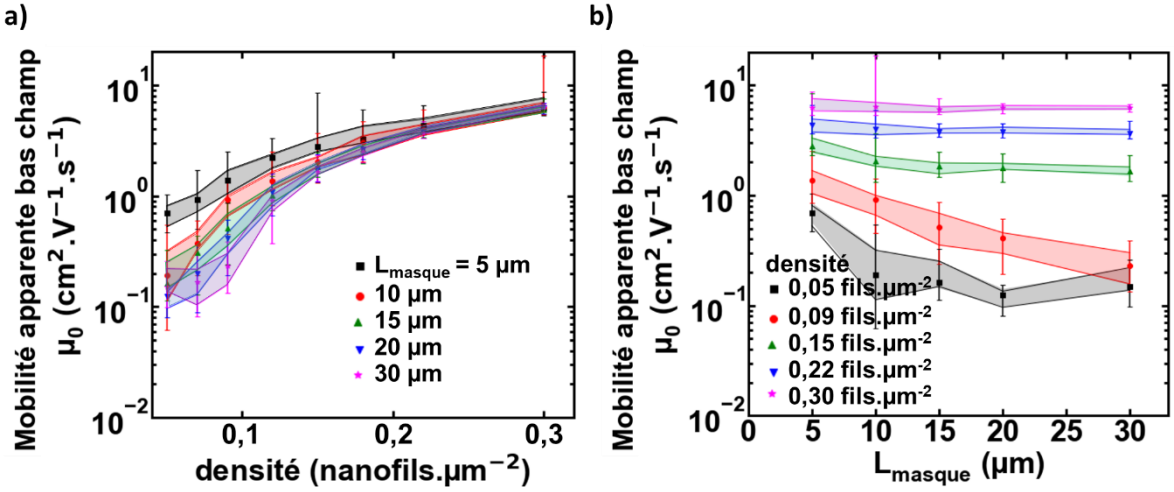

Figure III-18: *Mobilité μ_0 obtenue par simulation (a) en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque} et (b) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densité. Les paramètres choisis sont W_{masque} = 200 µm, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 4 V et $R_{jonction}$ = 1 MΩ. Les symboles représentent les valeurs médianes de μ_0. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 au milieu de la distribution.*

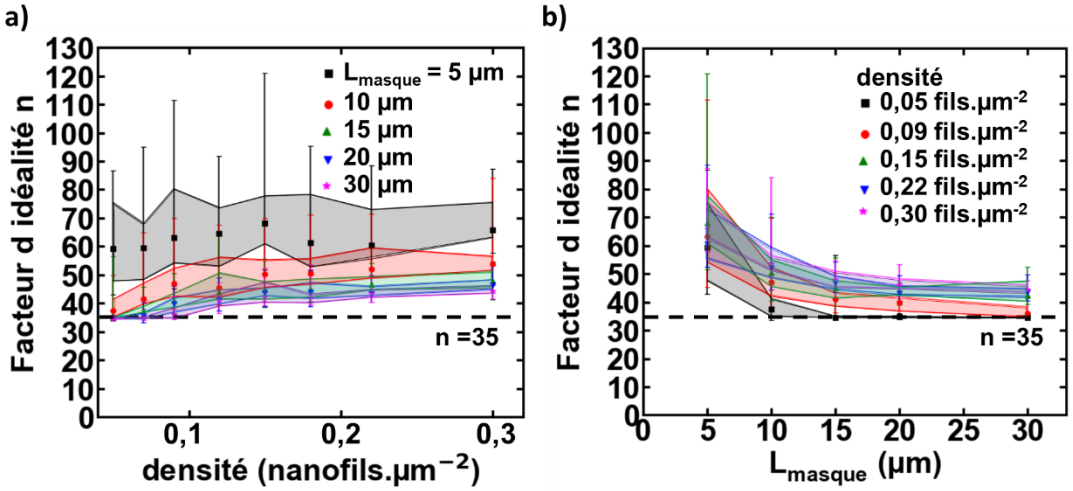

Figure III-19: Facteur d'idéalité n *obtenue par simulation (a) en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque} et (b) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densité. Les paramètres choisis sont W_{masque} = 200 µm, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 4 V et $R_{jonction}$ = 1 MΩ. Les symboles représentent les valeurs médianes de n. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de n au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de n au milieu de la distribution.*

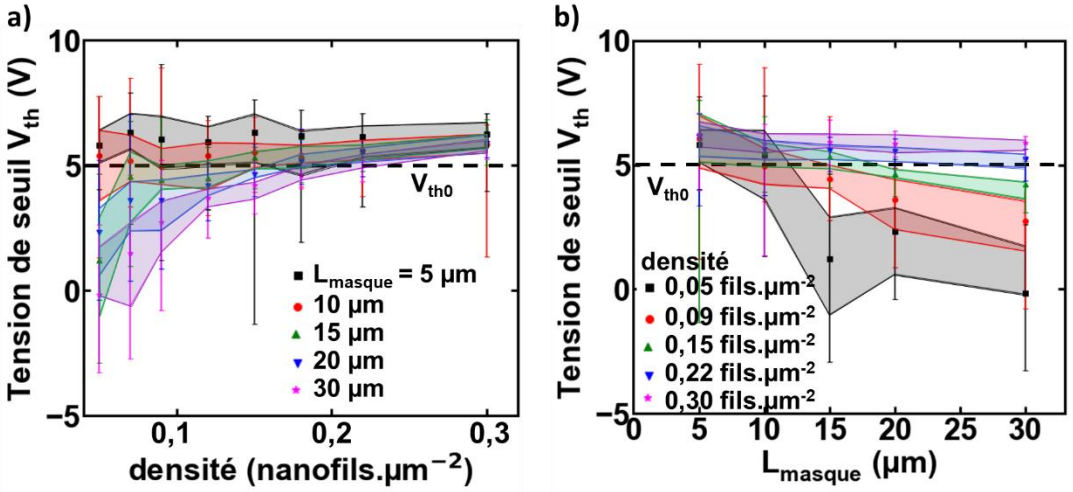

Figure III-20: Tension de seuil V_{th} *obtenue par simulation (a) en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque} et (b) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densité. Les paramètres choisis sont W_{masque} = 200 µm, V_{th0} = 5 V, σ_{Vth} = 4 V et $R_{jonction}$ = 1 MΩ. Les symboles représentent les valeurs médianes de V_{th}. Les barres d'erreur représentent 90 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs de V_{th} au milieu de la distribution.*

Sur les Figure III-18, Figure III-19 et Figure III-20 sont représentées l'évolution de μ_0, n et V_{th} en fonction de la densité et de L_{masque}. Il est visible que μ_0 augmente avec la densité et décroit avec L_{masque}, que n augmente avec la densité et décroit avec L_{masque} et que V_{th} devient plus négatif avec l'augmentation de L_{masque} et devient plus positif avec l'augmentation de la densité en régime percolant.

Les variations des paramètres électriques obtenues par la simulation du Si NN-FET avec la méthode basée sur la matrice de conductance correspondent aux variations expérimentales. Le sujet du chapitre suivant est l'analyse des variations observées expérimentalement, qui sera en partie basée sur les résultats de la simulation.

III.5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons montré deux stratégies de simulation Monte-Carlo utilisées au cours de cette thèse, l'une basée sur une modélisation du nanonet par éléments finis, et l'autre basée sur une représentation du réseau par la matrice de conductance de Kirchhoff.

La deuxième stratégie de simulation présente l'avantage de permettre la prise en compte des jonctions et la simulation de dispositifs présentant des densités de fils plus importantes et des distances source-drain plus grandes.

Cette stratégie de simulation est la première à prendre en compte simultanément la dispersion des propriétés électriques des nanofils constituant le réseau et l'effet de champ dans la simulation d'un dispositif. De plus, cette stratégie de simulation s'émancipe de certaines simplifications comme la prise en compte seulement des chemins les moins résistifs. Pour finir, la prise en main de cet algorithme étant assez simple, il est tout à fait possible de l'exploiter pour la simulation d'autres transistors à base de réseaux de fils.

Cette méthode de simulation a été utilisée pour étudier l'effet de différents paramètres, tout d'abord des paramètres de fabrication (densité et distance source-drain), mais aussi de la résistance de jonction et de la dispersion des caractéristiques électriques des nanofils. Ainsi, ces simulations nous ont montré que :

- La prise en compte de la résistance de jonction a des effets très différents sur les caractéristiques statiques selon le régime de conduction.
- La prise en compte de la dispersion en tension de seuil est indispensable pour reproduire les tendances expérimentales observées dans le chapitre 2.

Ces résultats de simulation vont maintenant nous permettre d'approfondir l'analyse des résultats expérimentaux dans le prochain chapitre.

Chapitre IV : Confrontation entre résultats expérimentaux et théorie

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les caractéristiques statiques obtenues expérimentalement pour des dispositifs Si NN-FET ainsi que les dépendances à la distance source-drain et à la densité des différents paramètres électriques. Dans ce chapitre, nous analyserons ces mesures expérimentales. Ces analyses seront basées sur la théorie de la percolation et sur nos interprétations, qui s'appuieront sur les simulations par méthode Monte Carlo du chapitre 3. Dans une première partie, la notion de densité critique sera définie et cette grandeur sera estimée pour les dispositifs expérimentaux et dans les simulations. La différence entre ces deux densités critiques va conduire à l'introduction de la notion de densité électrique apparente. Dans une deuxième partie, nous analyserons l'influence de la densité de nanofils et de la distance source-drain sur la mobilité bas champ apparente, en se basant en grande partie sur les résultats de la théorie de la percolation pour des réseaux constitués de bâtons. Dans une troisième partie, nous étudierons les variations de la pente sous le seuil et de la tension de seuil avec la densité et la longueur de canal. Cette analyse, originale, s'appuiera essentiellement sur les simulations Monte Carlo. A partir des données expérimentales, il sera proposé une estimation de la valeur du facteur d'idéalité de la pente sous le seuil et de la dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels. Cette analyse servira à montrer l'utilité de ce modèle pour le suivi des techniques de fabrication.

IV.1. Estimation de la densité critique

IV.1.1. La densité critique d'après la théorie de la percolation

Dans le but d'introduire la notion de densité critique, nous débutons cette partie par une introduction sur la théorie de la percolation. Cette partie est inspirée de l'article [PIK 1974]. Dans un objectif de simplification, la problématique de la percolation ne sera étudiée ici que dans le plan, et pas en 3 dimensions.

Soit un plan de taille infinie et des points répartis dans ce plan. Il est rajouté une condition de liaison entre chacun des points. Typiquement, à chaque point va être associé un élément de réseau et il va être décidé que deux points sont liés s'il y a contact entre leurs éléments de réseau respectifs. A partir de cette construction (répartition des points dans le plan et condition de liaison), des groupes de points peuvent être construits, comprenant tous les points interconnectés. De manière générale, un problème de percolation consiste à trouver une relation entre les paramètres du réseau (densité de points, choix des éléments du réseau) et les groupes de points obtenus (taille moyenne). Par exemple, pour une certaine répartition de

points et des bâtons de longueur L_{baton} en tant qu'élément de réseau, on cherchera une relation entre la taille des groupes et la longueur des bâtons. En particulier, il est recherché à partir de quelle valeur de paramètre du réseau il est possible d'obtenir un groupe de points de taille infini.

Pour un réseau en 2D constitué de bâtons de longueur L_{baton}, répartis de manière homogène et dont l'angle par rapport à l'horizontale est aléatoire, la densité critique se définit comme la densité à partir de laquelle tous les bâtons sont reliés. Cette densité critique d_c dépend évidemment de la taille des bâtons et s'écrit :

$$d_c = \frac{4{,}236^2}{\pi L_{baton}^2} \qquad \text{Équation IV-1}$$

Il est important de noter que si certains problèmes de percolation peuvent être résolus de manière analytique, la percolation à travers un réseau de bâtons a toujours été résolue grâce à des méthodes de type Monte Carlo. [PIK 1974]

Pour le Si NN-FET, le problème de percolation ne se pose pas exactement de la même façon. En effet, le système est de taille finie et on ne veut pas savoir à partir de quelle densité tous les fils du réseau vont être connectés, mais à partir de quelle densité il y aura contact entre source et drain. On définit alors la densité critique comme la densité à partir de laquelle des chemins assurent le passage du courant entre source et drain. Pour être plus précis et obtenir un véritable critère d'évaluation, il s'agit de la densité à partir de laquelle la probabilité d'avoir un chemin reliant source et drain dépasse 50 %.[LI 2009]

IV.1.2. Evaluation de la densité critique pour les Si NN-FET

D'après la partie précédente, la densité critique peut être évaluée comme la densité à partir de laquelle la probabilité d'avoir un chemin reliant source et drain dépasse 50 %. On représente la proportion de dispositifs Si NN-FET fonctionnels en fonction de la densité pour différentes distances source drain L_{masque}, pour les dispositifs expérimentaux (Figure IV-1) et pour les dispositifs simulés (Figure IV-2).

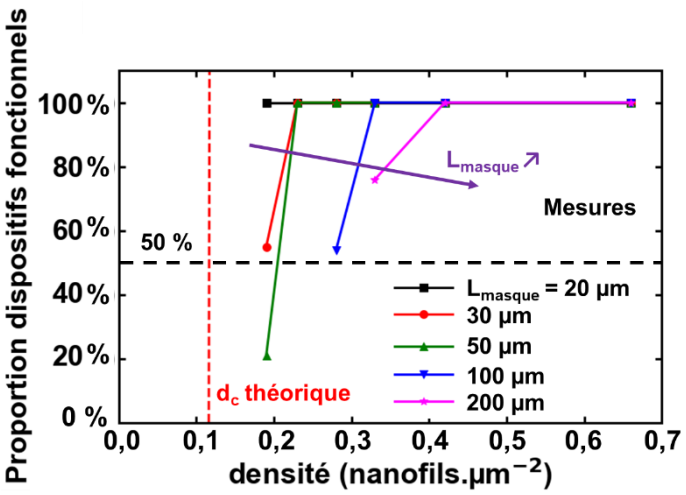

Figure IV-1: *Proportion de dispositifs fonctionnels en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque},* ***pour les dispositifs expérimentaux.*** *La ligne en pointillée rouge représente la valeur de densité critique théorique pour L_{baton} = 7 µm.*

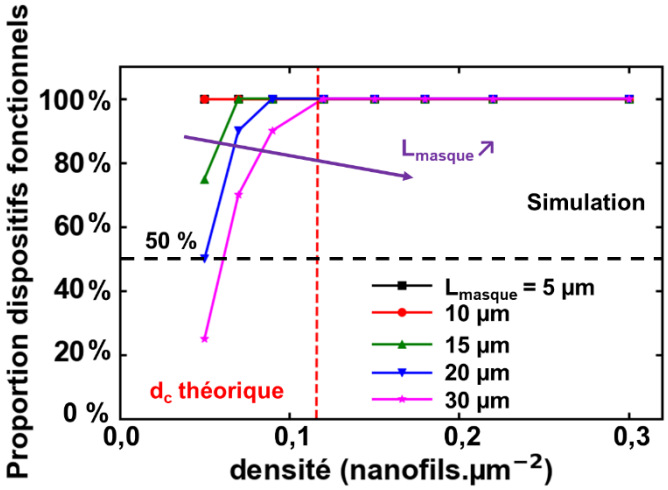

Figure IV-2: *Proportion de dispositifs fonctionnels en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque},* ***pour les dispositifs simulés.*** *La ligne en pointillée rouge représente la valeur de densité critique théorique pour L_{baton} = 7 µm.*

Sur ces deux figures, la densité critique augmente avec L_{masque}. Cela est un résultat en opposition avec l'Équation IV-1, qui annonce une densité critique constante et indépendante de L_{masque}. En réalité, ce résultat (Équation IV-1) n'est valable que pour des longueurs de dispositifs infinies (ou suffisamment grands comparées à la longueur des fils). Pour les dispositifs de taille finie, cette augmentation peut être expliquée en considérant deux situations extrêmes :

- Pour L_{masque} nulle, il y aura percolation dès que la densité de nanofils sera supérieure à 0, donc la densité critique est égale à 0 nanofils.µm^{-2}.

- Pour L_{masque} suffisamment grand, la densité critique est égale à une valeur constante, décrite par la théorie de la percolation.

Entre ces deux cas extrêmes, il y a augmentation de la densité critique avec L_{masque}. C'est un résultat déjà observé dans les réseaux de taille finie.[LI 2009] Notamment, nous pouvons remarquer que la densité critique obtenue pour les dispositifs simulés tend vers la valeur théorique lorsque L_{masque} augmente.

Une autre information peut être obtenue en comparant les Figure IV-1 et Figure IV-2. Pour deux réseaux de même paramètre de fabrication (longueur de fils, dispersion des fils, distance source-drain), la densité critique est censée être la même. Pour L_{masque} = 30 µm, la densité critique obtenue pour les dispositifs expérimentaux est proche de 0,19 nanofils.µm^{-2} tandis que celle obtenue pour les dispositifs simulés est proche de 0,06 nanofils.µm^{-2}. Pour expliquer ce décalage, il va être introduit une différence conceptuelle entre la densité des dispositifs expérimentaux et celle des simulés. Pour les dispositifs expérimentaux, la densité est une densité de nanofils mesurée au microscope électronique. C'est-à-dire que sont comptabilisés dans la densité les nanofils ayant des bonnes propriétés pour assurer le transport (mobilité relativement élevé et jonctions avec les autres nanofils de résistance relativement faible) mais aussi les nanofils cassés, ceux présentant une mauvaise mobilité et ceux connectés aux autres nanofils par des jonctions trop résistives. Dans la simulation, tous les nanofils présentent la même mobilité, et la résistance de jonction est une constante. Donc, la densité de nanofils dans les simulations correspond à la densité de fils dans les dispositifs expérimentaux une fois que les nanofils ne pouvant pas participer à la conduction à cause de leurs caractéristiques internes ne sont plus considérés. Cette densité peut être appelée la densité électrique.

Evidemment, cette densité électrique est plus faible que la densité physique. Cela explique la différence entre la densité critique obtenue expérimentalement et la densité critique obtenue par simulation.

L'introduction du concept de densité électrique explique pourquoi il est assez difficile de comparer les variations des paramètres électriques en fonction de la densité pour les dispositifs expérimentaux et les dispositifs simulés. Cela ne nous empêche pas de comparer les tendances de ces variations, à commencer par la variation de la mobilité apparente à bas champ avec la densité et avec L_{masque}.

IV.2. Variation de la mobilité apparente à bas champ

Dans le chapitre 2 et le chapitre 3, nous avons obtenu la variation de μ_0 avec la densité et avec L_{masque} pour des dispositifs expérimentaux et des dispositifs simulés. Pour analyser ces variations, il est nécessaire de s'appuyer sur la théorie de la percolation, notamment sur la relation entre conductance, densité de fils et distance source-drain.

IV.2.1. Quelques éléments de théorie

Pour l'analyse de la mobilité en fonction de la géométrie et de la longueur de canal, nous nous sommes appuyés sur l'état de l'art portant sur l'analyse de la variation de la conductance dans les réseaux de CNT à l'état ON. [HU 2004, TOP 2009] Nous nous sommes basés sur ceux-là car il s'agit des nanonets semiconducteurs les plus étudiés. A l'état ON, les réseaux se comportent exactement comme des réseaux de nanofils conducteurs, par exemple de nanofils d'argent.[KUM 2017]

Dans ces différents papiers, la conductance G du réseau (à l'état ON) s'écrit en fonction de la densité comme :

$$G = \text{constante} \times (\text{densité} - d_c)^{\beta} \qquad \text{Équation IV-2}$$

Dans cette équation, β est une constante égale à 4/3 pour un réseau 2D de nanofils [STA 1994]. Cette constante a par la suite été étudiée en fonction des paramètres du réseau.[LI 2010, ZEZ 2012]

Cette équation signifie simplement que dans un système percolant, la conductance va varier avec la densité en suivant une loi de puissance. Cela s'oppose à la variation attendue pour un système composé de fils ordonnés en parallèle , où la conductance varie linéairement en fonction de la densité.

Pour un réseau de longueur finie, la conductance va aussi dépendre de la distance source drain selon la relation :

$$G = \text{constante}\ \frac{1}{L_{baton}} \times \left(\frac{L_{baton}}{L_{masque}}\right)^{m} \qquad \text{Équation IV-3}$$

Avec L_{baton} correspondant à la longueur des fils et m un exposant variant avec la densité. Ainsi, m diminue lorsque la densité augmente et tend vers 1. Lorsque m vaut 1, la conductance devient proportionnelle à l'inverse de la distance source drain. On retrouve la loi attendue pour un matériau homogène. Dans la littérature, certains auteurs appellent ce régime le régime « ohmique » [KUM 2005].

Dans la littérature, on peut lire que pour une densité proche de la densité critique, m est égal à 1,93 [KOC 2007, KUM 2005, LOB 1984, FRA 1988]. Toutefois, ce résultat n'étant valable que dans le cas d'un réseau constitué de bâtons conducteurs reliés entre eux par des jonctions idéales et pas dans le cas d'un réseau constitué de bâtons conducteurs connectés entre eux par des jonctions résistives, cette valeur de m ne saurait constituer pour le Si NN-FET une valeur maximale théorique.

IV.2.2. Application aux données expérimentales

Dans la littérature, d'après la partie précédente, c'est généralement la conductance qui est étudiée en fonction des paramètres de fabrication. Pour les dispositifs Si NN-FET, la conductance à tension de grille constante ne semble pas être un bon paramètre électrique pour comparer les propriétés de transport des dispositifs, notamment à cause de la dispersion en tension de seuil d'un dispositif à l'autre. Il nous a d'abord paru plus pertinent d'analyser la mobilité bas champ apparente μ_0, en supposant que la variation de μ_0 suit les mêmes évolutions que la conductance dans les Équation IV-2 et Équation IV-3.

Pour donner du crédit à cette hypothèse, il faut se rappeler que μ_0 est une mobilité apparente, car non normalisée par la largeur et la longueur de canal physique. Il en résulte qu'une augmentation de largeur physique ou une diminution de longueur physique de canal va entrainer une augmentation de μ_0. Or, pour une conductivité fixée, la conductance va varier de la même façon avec les paramètres géométriques physiques du canal.

La Figure IV-3 représente la variation de μ_0 en fonction de la densité de nanofils pour différentes valeurs de L_{masque} pour les dispositifs expérimentaux. On voit qu'il est possible de lui superposer un modèle de variation correspondant à l' Équation IV-2, c'est-à-dire une loi de puissance avec β considéré égal à 4/3. A noter que la densité critique est ajustée à la main afin d'obtenir une bonne correspondance entre le modèle et les données expérimentales. La correspondance est assez réussie mais quelques points expérimentaux restent éloignés du modèle, ce qui peut être expliqué par le faible nombre de dispositifs mesurés (20 dispositifs mesurés pour chaque choix de paramètre de réseau) et par la variation assez importante de mobilité d'un dispositif à l'autre.

Grâce à la correspondance réussie entre le modèle et les points expérimentaux, la densité critique est de nouveau extraite pour différentes valeurs de L_{masque}. Par exemple, pour L_{masque} = 30 µm, une densité critique de 0,19 nanofils.μm^{-2} peut être extraite. De nouveau, il y a augmentation de la densité critique avec L_{masque}.

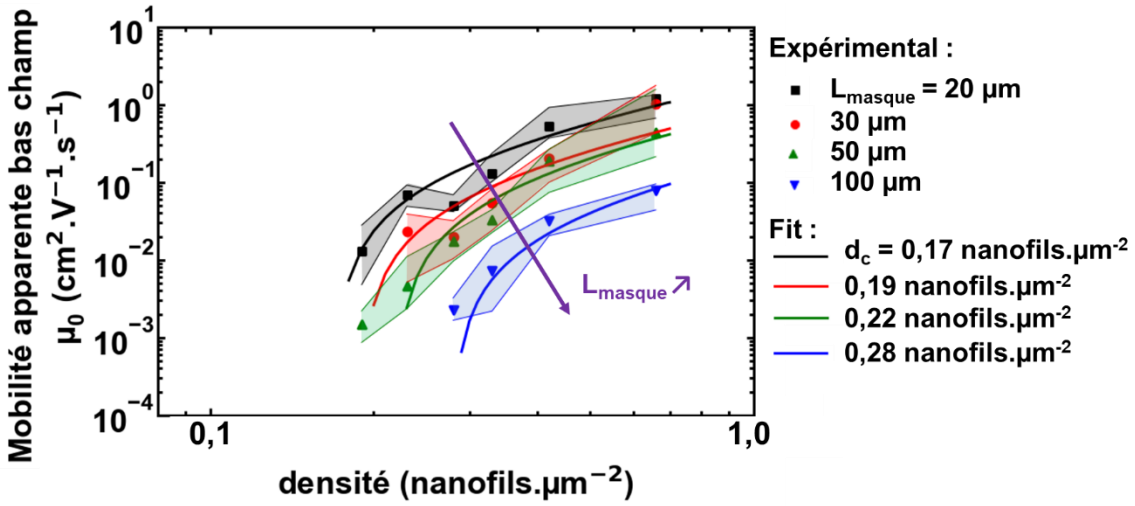

Figure IV-3: *Mobilité apparente bas champ μ_0 extraite pour les dispositifs expérimentaux en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque}. Les points représentent les valeurs médianes expérimentales et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-2*, pour différentes valeurs de densité critique. Ces densités critiques ont été choisies de manière à faire correspondre le modèle aux points expérimentaux.*

La Figure IV-4 montre l'équivalent de la Figure IV-3 pour les données simulées. La correspondance entre le modèle de l'Équation IV-2 et les données est bien réussie, et permet de nouveau d'observer une augmentation de la densité critique avec L_{masque}.

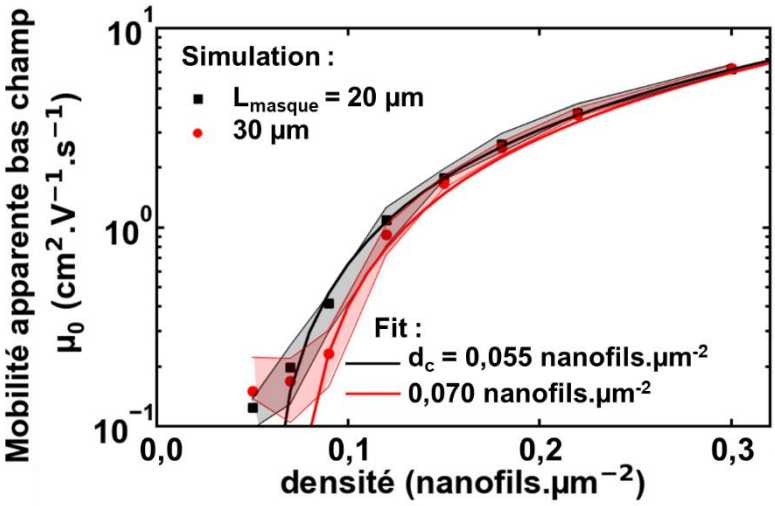

Figure IV-4: *Mobilité apparente bas champ μ_0 extraite pour les dispositifs simulés($R_{jonction}$ = 1 MΩ) en fonction de la densité pour différentes valeurs de L_{masque}. Les points représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-2*, pour différentes valeurs de densité critique. Ces densités critiques ont été choisies de manière à faire correspondre le modèle aux points expérimentaux*

.

En conclusion, à L_{masque} fixé et en régime percolant, μ_0 dépend de la densité en suivant une loi de puissance. Cette évolution est à relier avec l'évolution de la largeur de canal et de la longueur de canal physique du dispositif.

Pour modéliser la variation de μ_0 en fonction de L_{masque}, l'Équation IV-3 peut servir de base, mais en se souvenant bien que μ_0 est déjà normalisé par L_{masque}. Donc l'équation utilisée pour modéliser cette dépendance est :

$$\mu_0 = \text{constante}\ \frac{L_{masque}}{L_{baton}} \times \left(\frac{L_{baton}}{L_{masque}}\right)^m \qquad \text{Équation IV-4}$$

D'après cette équation, dans le cas où m = 1, c'est à dire pour le régime dit « ohmique », la mobilité est bien indépendante de la longueur de canal comme attendu pour un matériau homogène.

Sur la Figure IV-5 est représentée μ_0 en fonction de L_{masque} pour quelques valeurs de densité ainsi que le modèle de l'Équation IV-4. La valeur de m extraite diminue avec la densité, jusqu'à atteindre 1, ce qui se traduit par un plateau de mobilité avec L_{masque}.

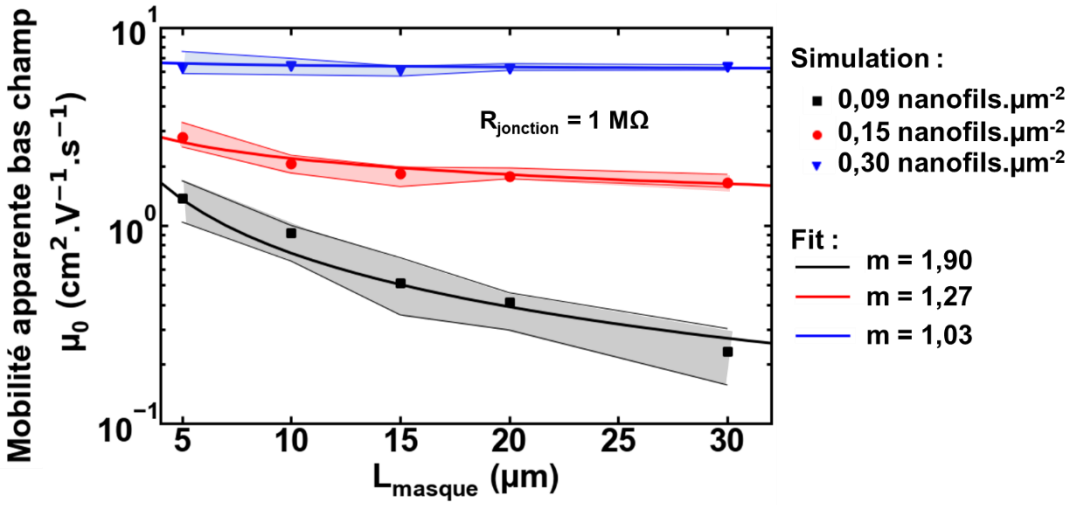

Figure IV-5: *Mobilité apparente bas champ μ_0 extraite pour les dispositifs simulés ($R_{jonction}$ = 1 MΩ) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densités. Les points représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-4*, pour différentes valeurs de m. Ces valeurs de m ont été choisies de manière à faire correspondre le modèle aux points expérimentaux.*

La Figure IV-6 montre l'équivalent de la Figure IV-5 pour les données expérimentales. La valeur de m extraite est bien plus importante pour les dispositifs expérimentaux que pour les dispositifs simulés.

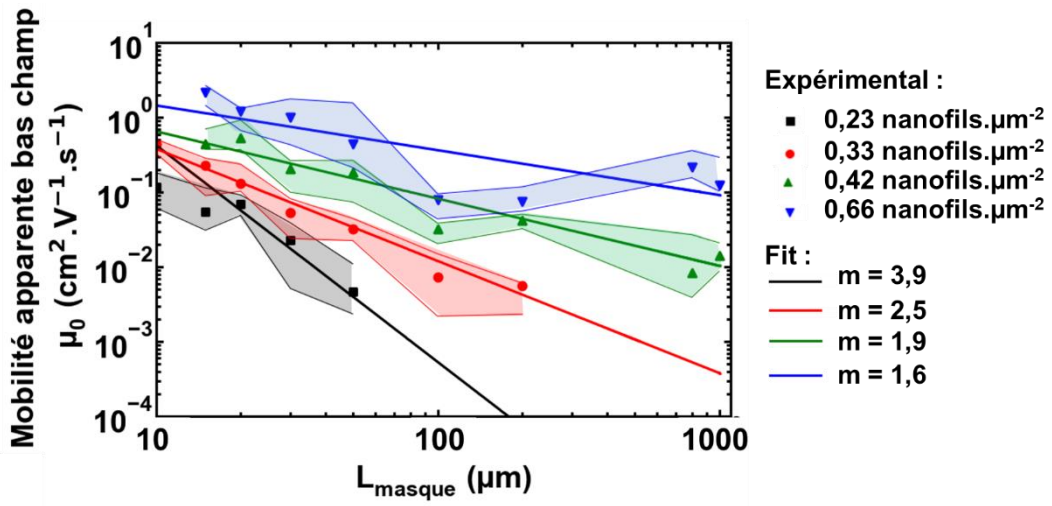

Figure IV-6: *Mobilité apparente bas champ μ_0 extraite pour les dispositifs expérimentaux en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densités. Les points représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-4, *pour différentes valeurs de m. Ces valeurs de m ont été obtenues par régression linéaire sur les données expérimentales.*

Pour expliquer cette différence, les valeurs de m sont aussi extraites à partir des valeurs de I_d à l'état ON (V_g = -25 V pour les données expérimentales et V_g = -20 V pour les données simulées), qui est proportionnel à la conductance à V_g constant. La Figure IV-7 représente l'évolution de I_d à l'état ON en fonction de L_{masque} pour différentes densités, pour les données expérimentales (Figure IV-7-a) et pour les données simulées (Figure IV-7-b).

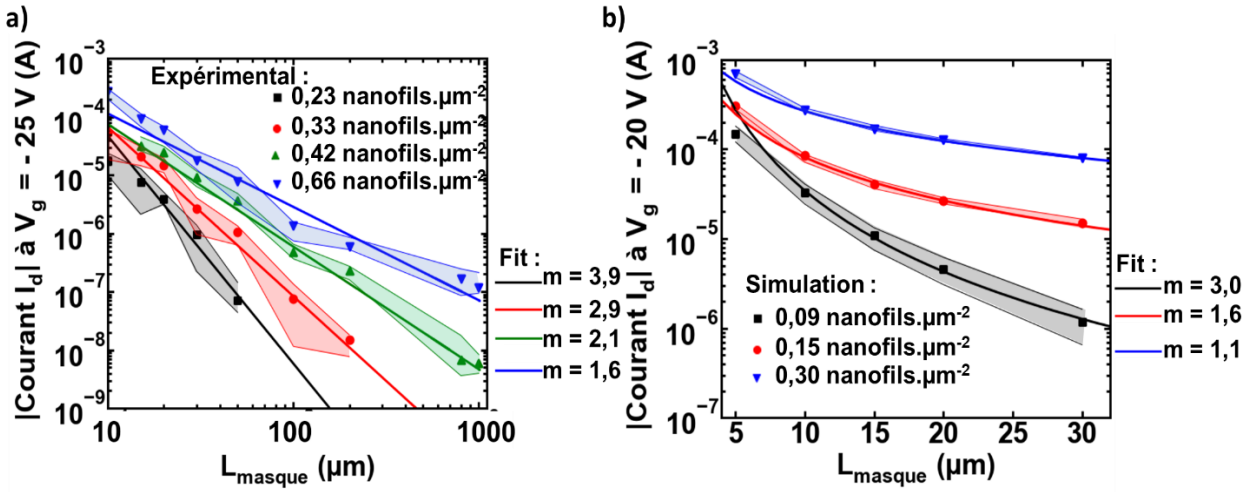

Figure IV-7: *Courant de drain I_d à V_g constant pour les dispositifs expérimentaux (V_g = -25 V) (a) et les dispositif simulés (V_g = -20 V) (b) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densités. Les points représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-3, *pour différentes valeurs de m. Ces valeurs de m ont été obtenues par régression linéaire sur les données.*

En comparant les Figure IV-6 et Figure IV-7-a, on constate que les valeurs de m extraites à partir de la variation de I_d à l'état ON et de μ_0 sont proches dans le cas des dispositifs expérimentaux. A l'inverse, en comparant les Figure IV-5 et Figure IV-7-b, les valeurs de m extraites à partir de la variation avec L_{masque} de I_d à l'état ON et de μ_0 peuvent être assez différentes pour les dispositifs simulés, notamment pour les dispositifs de faible densité de nanofils. Nous avons donc cherché à comprendre cet écart de comportement entre I_d à l'état ON et μ_0 pour les dispositifs simulés.

Pour les dispositifs simulés, la variation de I_d à l'état ON peut être liée à la variation de différents paramètres :

- La variation de la longueur ou de la largeur physique du canal ;
- La présence de résistances de jonction le long du canal.

Dans le cas des simulations, ces deux contributions n'agissent pas de la même façon sur la variation de μ_0. Cela peut se vérifier en simulant des dispositifs sans résistance de jonction (Figure IV-8).

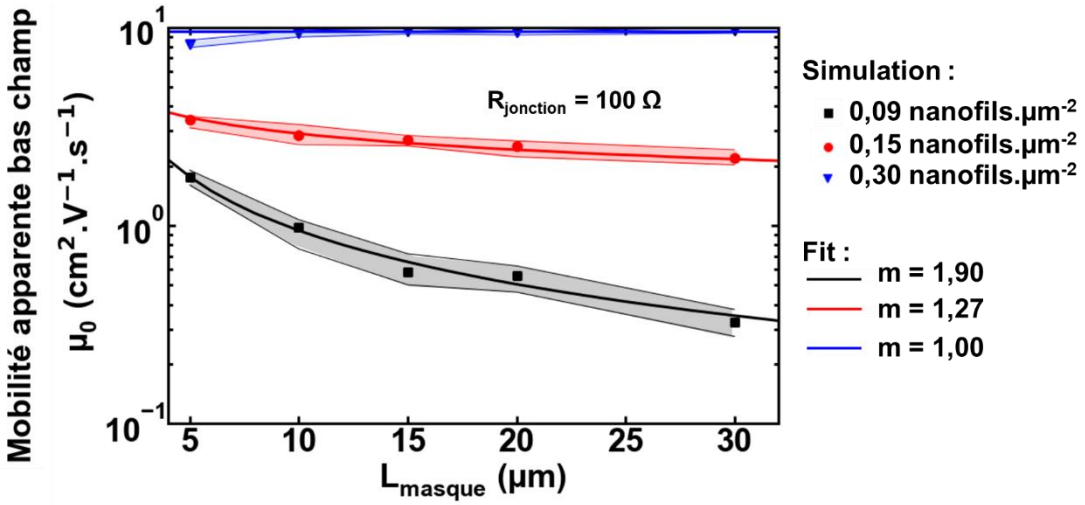

Figure IV-8: *Mobilité apparente bas champ μ_0 extraite pour les dispositifs simulés ($R_{jonction}$ = 100 Ω) en fonction de L_{masque} pour différentes valeurs de densités. Les points représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs de μ_0 autour de la médiane de la distribution. Les lignes de couleur représentent le modèle de l'*Équation IV-4, *pour différentes valeurs de m. Ces valeurs de m ont été choisies de manière à faire correspondre le modèle aux points expérimentaux.*

On observe que m est toujours du même ordre de grandeur, pour les dispositifs simulés, que l'on prenne en compte ou non les résistances de jonction. Cela signifie que la variation du μ_0 avec L_{masque} est seulement liée à la variation de longueur ou de largeur physique de canal. La prise en compte de la

résistance de jonction est faite grâce à θ_1. Ainsi, on comprend mieux pourquoi les valeurs de m sont différentes en se basant sur I_{on} ou sur μ_0.

Dans le cas des données expérimentales, le μ_0 extrait est sensible à la fois à la variation de dimension du canal physique et à la présence de jonctions résistives, ce qui explique pourquoi les valeurs de m extraites à partir de μ_0 et du courant de drain soient similaires.

Pour le moment, nous ne sommes pas tout à fait certains de pouvoir expliquer pourquoi le μ_0 des dispositifs expérimentaux est plus sensible à la présence de résistance de jonctions que le μ_0 des dispositifs simulés. Nous pensons que cela peut s'expliquer par une variation de la valeur des résistances de jonction, dans le cas des dispositifs expérimentaux, par effet de champ. La dépendance à V_g des résistances de jonction conduirait à une prise en compte de ces résistances de jonction dans le μ_0 extrait.

Nous notons cependant que la forte valeur de m extraite grâce à la variation de μ_0 expérimental est avant tout à lier à la présence de jonctions.

Dans des simulations Monte Carlo de réseaux de nanofils où seules les résistances de jonctions étaient prises en compte dans le calcul de la résistance totale du réseau (sans prise en compte de l'effet de champ) et en ne considérant que les chemins les moins résistifs, des résultats similaires ont été trouvés pour les valeurs de m.[LEG 2017b] Ces valeurs de m, considérés comme trop importantes (par rapport à la valeur de 1,93), étaient expliquées en introduisant un nouveau régime percolant à faible densité, le régime pré-percolant. En réalité, cette valeur limite de 1,93 n'étant valable que pour des fils conducteurs sans jonctions, l'introduction d'un nouveau régime de conduction n'est pas nécessaire pour expliquer ces valeurs de m.

En conclusion, la diminution de la mobilité μ_0 expérimentale avec l'augmentation de L_{masque} peut s'expliquer par deux raisons :

- La diminution de la largeur physique de canal ;
- La présence de résistances de jonctions.

De même, la variation de ces deux paramètres peut expliquer l'augmentation de μ_0 avec la densité. En effet, augmenter la densité va conduire à une augmentation de la largeur physique de canal, suivant une loi de puissance. Et cette augmentation va entrainer l'apparition de chemins moins résistifs (avec moins de jonctions) entre source et drain.

IV.3. Variation de la tension de seuil et du facteur d'idéalité

Dans cette partie, le sujet d'étude est la variation de la tension de seuil et du facteur d'idéalité en fonction de la densité du réseau et de la distance source drain.

IV.3.1. Un bref état de l'art

Comme expliqué dans le chapitre 3, il existe très peu de littérature sur l'analyse des caractéristiques électriques des transistors à effet de champ basés sur des canaux de conduction percolants. Toutefois, un article [PIM 2007] propose une modélisation du courant de drain sur toute la gamme de V_g de la forme:

$$I_d = \mathcal{E}(V_g, V_d) \times \mathcal{G}\,(L_{masque}, W_{masque}, \text{densité}) \qquad \text{Équation IV-5}$$

D'après cette équation, il est possible de découpler l'influence de la géométrie $\mathcal{G}$ et l'influence des paramètres électriques $\mathcal{E}$. Ainsi, la variation des paramètres de géométrie est censée avoir pour seul effet de décaler la caractéristique I_d-V_g en amplitude. Ce terme géométrique reprend la théorie de la percolation telle que décrite dans la partie précédente (paragraphe IV.2.1). Dans ce modèle l'amplitude du courant est censée varier avec la géométrie mais les paramètres n et V_{th} sont supposés en rester indépendants.

Or, dans le chapitre 2, on a observé expérimentalement que n augmente avec la densité et décroit avec L_{masque}, tandis que V_{th} devient plus négatif avec l'augmentation de L_{masque} et avec la diminution de la densité. Dans la partie suivante nous proposons une explication de ce résultat, en nous appuyant sur les simulations présentées au chapitre 3.

IV.3.2. De l'introduction de la dispersion en tension de seuil

En s'appuyant sur la stratégie de simulation présentée au chapitre 3, la Figure IV-9 est tracée, représentant la variation de n et de V_{th} en fonction de la densité et de L_{masque} pour différentes valeurs de la dispersion en tension de seuil σ_{Vth} des nanofils individuels. La tension de seuil moyenne des nanofils est fixée à V_{th0} = 5 V et le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil des nanofils est fixé à n_{fil} = 35. Le choix de ces valeurs est expliqué plus loin. De même, $R_{jonction}$ = 1 MΩ.

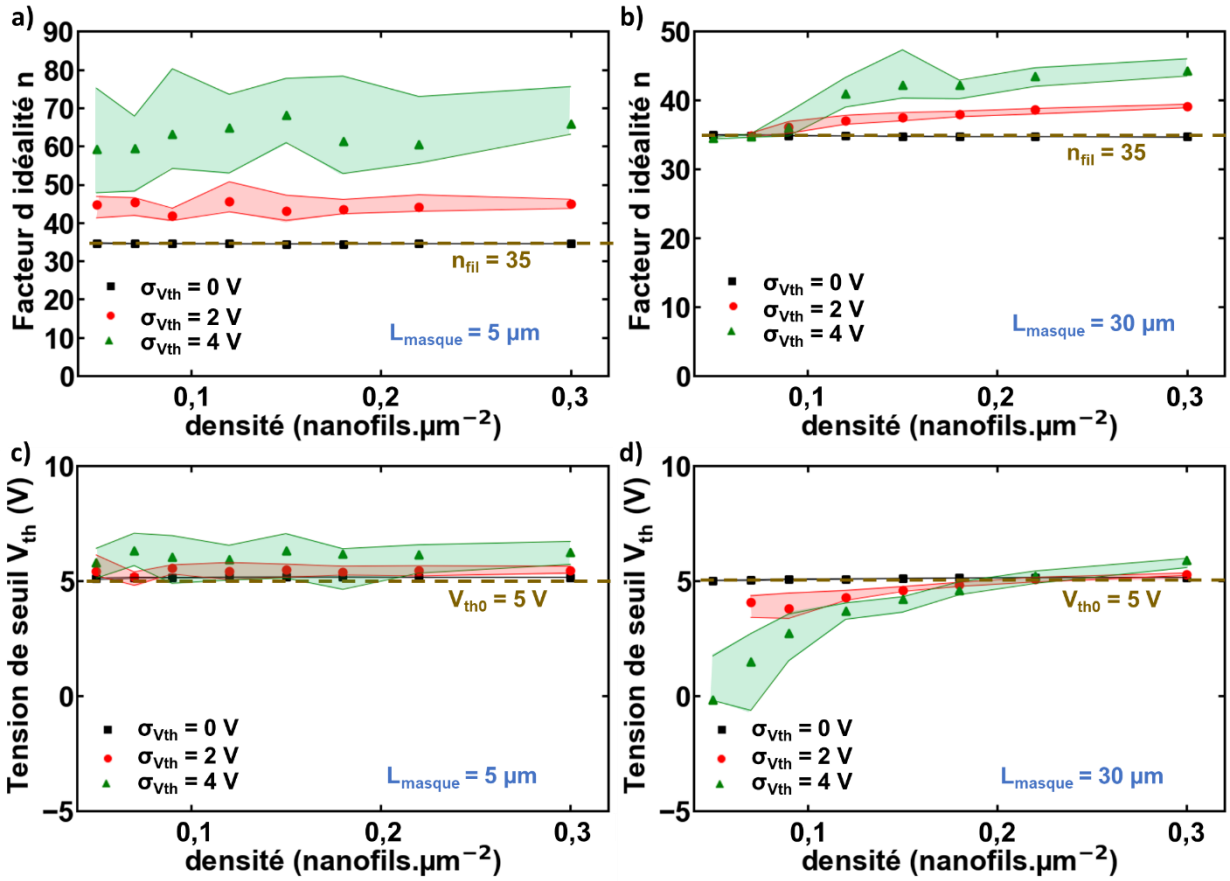

Figure IV-9: *Variation avec la densité du facteur d'idéalité n (a, b) et de la tension de seuil V_{th} (c, d) pour différentes valeurs de L_{masque} (L_{masque} = 5 µm pour (a) et (c) et L_{masque} = 30 µm pour (b) et (d))et différentes valeurs de dispersion de tension de seuil individuelles σ_{Vth}. Les symboles représentent les valeurs médianes et les zones colorées représentent 50 % des valeurs au milieu de la distribution. Les lignes en pointillés indiquent le facteur d'idéalité des fils n_{fil} = 35 et la tension de seuil moyenne des nanofils V_{th0} = 5 V.*

Dans le cas σ_{Vth} = 0 V, V_{th} et n ne dépendent pas de la géométrie et de la densité. V_{th} est une constante égale à V_{th0} et n est une constante égale à n_{fil}. Dans le cas où $\sigma_{Vth} \neq 0$ V, V_{th} et n présentent les mêmes tendances en fonction de la géométrie et de la densité que dans le cas expérimental. Le but de la suite de cette partie est d'expliquer le lien entre la dispersion en tension de seuil et ces variations de n et de V_{th}. Cette étude commence par l'étude de l'effet de la dispersion dans deux cas extrêmes : le régime « nanofils en parallèle » (L_{masque} plus petit ou égal à la taille des nanofils) et le régime « nanofils en série » (L_{masque} grand et faible densité de nanofils).

IV.3.2.1.Régime « nanofils en parallèle »

Dans ce régime, la conduction se fait majoritairement à travers les fils connectant directement les contacts de source et drain (la conduction à travers les chemins de plus d'un nanofil étant fortement atténuée à cause de la résistance de jonction). Ce régime est obtenu lorsque L_{masque} est suffisamment petit

pour que certains fils soient en contact direct (en général, dans les cas L_{masque} < longueur du nanofil). Cette configuration est illustrée sur la Figure IV-10-a.

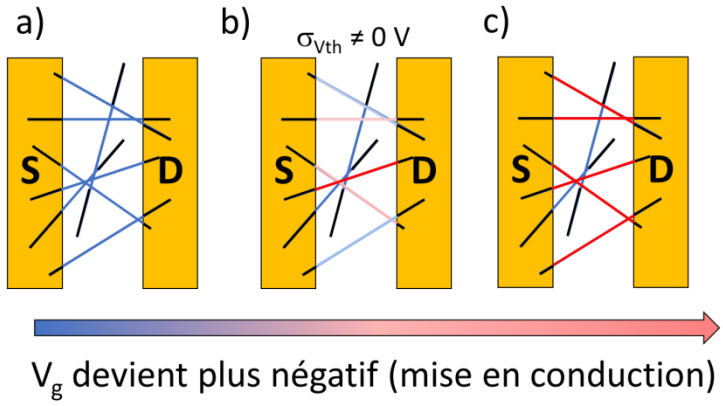

Figure IV-10: *Illustration du régime "nanofils en parallèle », régime obtenu pour L_{masque} inférieur à la longueur des fils. Les parties de fil en noir sont celles qui ne participent pas au passage du courant. L'importance du passage du courant dans les fils est décrite en nuance de bleu et de rouge (plus il y a de courant, plus le fil est rouge). Dans le cas (a), tous les fils sont OFF et le passage de courant dans les fils est faible. Dans le cas (b), la diminution de V_g entraine le passage progressif à l'état ON des nanofils, selon leurs tensions de seuil respectives. Les fils ne connectant pas directement source et drain restent bleu foncé, car les résistances de jonctions limitent fortement le passage du courant. Dans le cas (c), lorsque V_g est suffisamment négatif, tous les nanofils connectant directement source et drain participent au passage du courant.*

Dans le cas où les nanofils présentent une dispersion en tension de seuil, la variation de V_g des valeurs positives aux valeurs négatives (faisant ainsi passer le NN-FET de l'état OFF à l'état ON) va ouvrir successivement des chemins de conduction en parallèle. A cause de l'ouverture successive des chemins de conduction en parallèle, il y a dégradation de la pente sous le seuil. Cet effet peut être simulé en considérant un système composé d'une infinité de fils en parallèle, suivant l'équation :

$$Q_{ipar} = \int_{V_{th0}-5\sigma_{Vth}}^{V_{th0}+5\sigma_{Vth}} Q_i(V_g, V_{th}, n_{fil}) \times \mathcal{N}(V_{th}, V_{th0}, \sigma_{Vth}) dV_{th} \qquad \text{Équation IV-6}$$

Dans cette équation, Q_{ipar} est la charge interne du réseau de nanofils en parallèle, Q_i la charge interne d'un nanofil, selon le modèle basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert, $\mathcal{N}$ (V_{th}, V_{th0}, σ_{Vth}) la loi normale de moyenne V_{th0} et d'écart type σ_{Vth}. En utilisant cette équation pour différentes valeurs de dispersion, on obtient la Figure IV-11, qui montre l'évolution de la caractéristique statique avec la dispersion en tension de seuil pour un réseau composé d'une infinité de fils en parallèle. La pente sous le seuil se dégrade avec l'augmentation de la dispersion en tension de seuil.

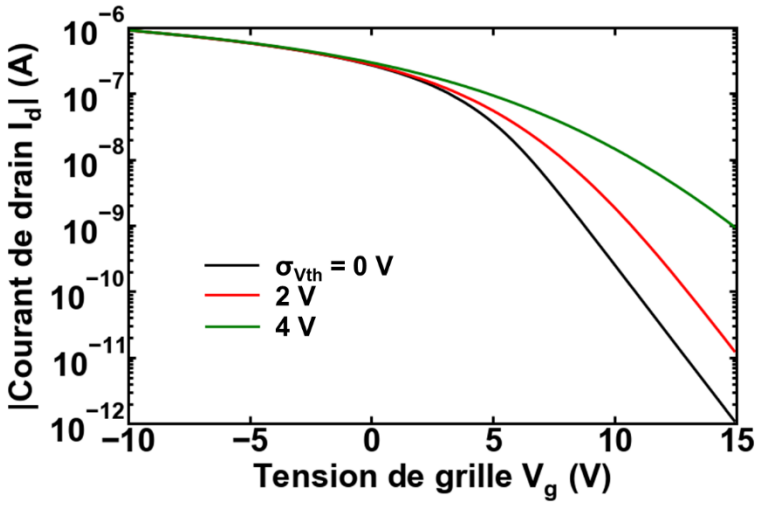

Figure IV-11: *Caractéristique statique d'un dispositif constitué d'une infinité de fils en parallèle (Équation IV-6) pour différentes valeurs de dispersion en tension de seuil des fils σ_{Vth}. La tension de seuil moyenne vaut 5 V et n_{fil} = 10.*

Dans le cas d'un nombre fini N_{chemin} de chemins en parallèle, deux situations extrêmes peuvent être considérées:

- Pour la situation $N_{chemin} = 1$, la caractéristique statique obtenue est celle du nanofil unique, donc $n = n_{fil}$;
- Pour la situation $N_{chemin} = \infty$, la caractéristique obtenue est celle de la Figure IV-11.

Ainsi, l'augmentation de la densité de fils (et donc de N_{chemin}) va conduire à une augmentation de n, de n_{fil} à un palier correspondant au cas N_{chemin} infini. La prise en compte de la dispersion en tension de seuil permet d'expliquer simplement la variation de n avec la densité lorsque L_{masque} est petit.

Sur la Figure IV-11, V_{th} varie peu avec la dispersion en tension de seuil. Or, en se basant sur l'explication selon laquelle les chemins en parallèle deviennent passants successivement avec la diminution de V_g, V_{th} devrait se décaler vers les V_g positifs. En effet, le nanofil avec le V_{th} le plus positif, qui est le premier à passer de l'état OFF à l'état ON, devrait aussi conduire le nanonet entier à passer de OFF à ON.

Pour expliquer ce résultat contre intuitif, on peut écrire la variation du courant I_{d_i} dans un chemin i, dans le régime de forte inversion, en fonction de la tension de grille, de μ_{eff_chemin} et de V_{th_i}.

$$I_{d_i} = \frac{W_{chemin}}{L_{chemin}} \mu_{eff_chemin} C_{ox} (-V_g + V_{th_i}) V_{ds} \qquad \text{Équation IV-7}$$

Cette équation décrit la caractéristique I_d-V_g d'un NW-FET avec pour canal un nanofil unique de largeur W_{chemin} et de longueur L_{chemin}. Pour un canal constitué d'un nombre N_{chemin} de nanofils en parallèle, avec pour chaque nanofil i une tension de seuil V_{th_i}, le courant I_{d_total} peut être décrit grâce à l'équation :

$$I_{d_total} = \sum_{i=1}^{N_{chemin}} I_{d_i} \qquad \text{Équation IV-8}$$

Cette équation peut s'écrire, en remplaçant le terme I_{d_i} par sa formulation dans l'Équation IV-7 :

$$I_{d_total} = \frac{W_{chemin}}{L_{chemin}} \mu_{eff_chemin} C_{ox} V_{ds} \sum_{i=1}^{N_{chemin}} (-V_g + V_{th_i}) \qquad \text{Équation IV-9}$$

$$I_{d_total} = N_{chemin} \frac{W_{chemin}}{L_{chemin}} \mu_{eff_chemin} C_{ox} V_{ds} \left(-V_g + \frac{1}{N_{chemin}} \sum_{i=1}^{N_{chemin}} V_{th_i} \right) \qquad \text{Équation IV-10}$$

Par analogie avec l'Équation IV-7, I_{d_total} peut se réécrire en fonction de μ_{eff_total} et de V_{th_total}, respectivement la mobilité et la tension de seuil du réseau de fils en parallèle:

$$I_{d_total} = \frac{W}{L} \mu_{eff_total} C_{ox} (-V_g + V_{th_total}) V_{ds} \qquad \text{Équation IV-11}$$

Et ainsi d'obtenir μ_{eff_total} et V_{th_total} en fonction de N_{chemin} :

$$\mu_{eff_total} = \frac{L}{W} \frac{W_{chemin}}{L_{chemin}} N_{chemin} \mu_{eff_chemin} \qquad \text{Équation IV-12}$$

$$V_{th_total} = \frac{1}{N_{chemin}} \sum_{i=1}^{N_{chemin}} V_{th_i} \qquad \text{Équation IV-13}$$

En théorie, L est égal à L_{chemin} et W à N_{chemin} multiplié par W_{chemin}, il y a donc égalité entre la mobilité des chemins et la mobilité du réseau de nanofils en parallèle. Lorsqu'on utilise pour l'extraction de paramètres une valeur de référence pour W qui ne dépend pas de N_{chemin} (comme nous l'avons fait), l'augmentation de N_{chemin} va conduire à une augmentation de la valeur de μ_{eff_total} extraite.

D'autre part, V_{th_total} est en réalité égal à la moyenne des tensions de seuil des chemins en parallèle. Il est donc normal qu'il ne varie pas avec l'augmentation de la dispersion en tension de seuil sur la Figure IV-11, ou avec l'augmentation de la densité de nanofils.

En conclusion, pour les petites valeurs de L_{masque}, l'ajout d'une dispersion en tension de seuil permet d'expliquer les variations de paramètres électriques avec la densité de nanofils, notamment la dégradation de la pente sous le seuil lorsque la densité augmente.

IV.3.2.2.Cas régime "nanofils en série »

Ce régime est représenté sur la Figure IV-12. Il correspond au cas schématique où un seul chemin de conduction, constitué de nanofils en série connecte les contacts de source et de drain. Ce régime peut être obtenu seulement pour une densité très faible, proche de la densité critique. A cause de la dépendance de la densité critique avec L_{masque}, un régime « nanofils en série » peut également être obtenu à densité constante en augmentant L_{masque}.

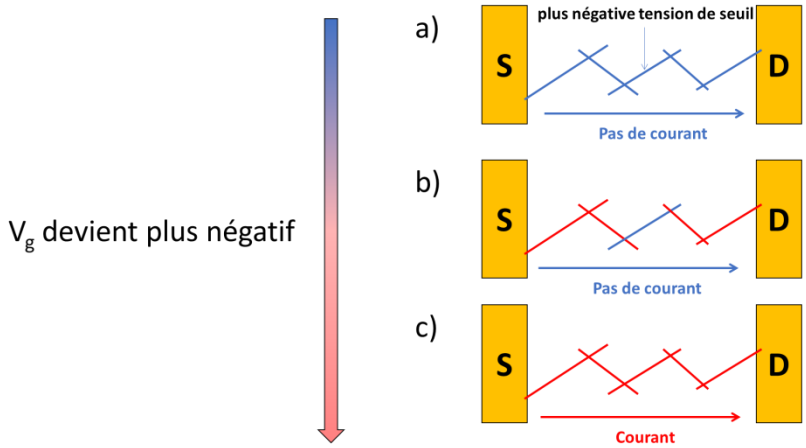

Figure IV-12: *Illustration du régime "nanofils en série ». La couleur des fils décrit leur état (bleu pour OFF et rouge pour ON). (a) V_g est trop positif et aucun nanofil est ON, il n'y a donc pas de passage du courant. (b) V_g est tel que tous les nanofils sauf un sont ON, à cause de la dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels. Il n'y a pas de passage de courant. (c) V_g est suffisamment négatif pour que le nanofil avec la tension de seuil la plus négative devienne ON. Il y a passage de courant.*

Dans ce régime, le réseau de nanofils passe de l'état OFF à l'état ON lorsque tous les nanofils du chemin sont passés à ON. S'il y a dispersion en tension de seuil, les nanofils vont devenir passants successivement avec la variation de V_g vers des valeurs plus négatives. Mais, dans ce régime, tant qu'il reste un nanofil du chemin qui n'est pas passant, tout le chemin reste bloqué. C'est donc le nanofil présentant la tension de seuil la plus négative de la série qui est responsable de la transition de OFF à ON. La tension de seuil du réseau et la pente sous le seuil du réseau sont ainsi égales à celles du nanofil présentant la tension de seuil la plus négative. On s'attend donc à ce que la dispersion en tension de seuil conduise à un décalage de la tension de seuil vers les tensions plus négatives, tandis que la pente sous le seuil reste inchangée. Cet effet peut être simulé en considérant un système composé d'une infinité de fils en série, suivant l'équation :

$$Q_{isérie} = \frac{1}{\int_{V_{th0}-5\sigma_{Vth}}^{V_{th0}+5\sigma_{Vth}} \frac{1}{Q_i(V_g,V_{th},n_{fil})} \times \mathcal{N}(V_{th},V_{th0},\sigma_{Vth})\,dV_{th}}$$ Équation IV-14

Dans cette équation, $Q_{isérie}$ est la charge interne du réseau de nanofils en série.

En utilisant cette équation pour différentes valeurs de dispersion, on obtient la Figure IV-13, qui montre l'évolution de la caractéristique statique avec la dispersion en tension de seuil pour un réseau composé d'une infinité de fils en série. La tension de seuil se décale effectivement vers les tensions négatives avec l'augmentation de la dispersion en tension de seuil, et la pente sous le seuil n'est pas modifiée.

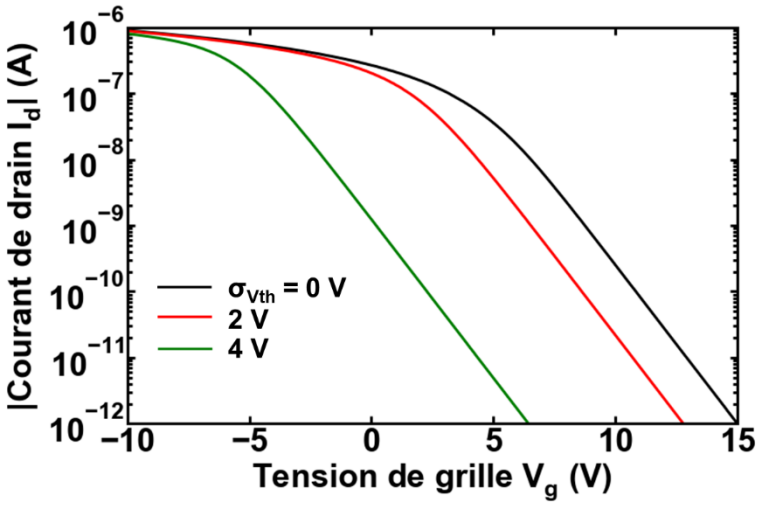

Figure IV-13: *Caractéristique statique d'un dispositif constitué d'une infinité de fils en série (*Équation IV-14*) pour différentes valeurs de dispersion en tension de seuil des fils σ_{Vth}. La tension de seuil moyenne vaut 5 V et n_{fil} = 10.*

En conclusion, le régime « nanofils en série » se caractérise par un décalage de la tension de seuil vers les tensions négatives lorsque la dispersion en tension de seuil est prise en compte. L'étude en fonction de la densité, comme celle effectuée pour le régime « nanofils en parallèle », est présentée dans la partie suivante. En effet, augmenter la densité va modifier le régime de conduction, et il faut donc se placer dans le cas plus général du régime percolant, dont le régime « nanofils en série » n'est qu'une approximation pour une faible densité.

IV.3.2.3.Cas régime percolant

Pour ce régime, le réseau ne présente pas de topologie particulière en termes d'arrangement des nanofils (sauf pour une faible densité, où le régime « nanofils en série» peut être utilisé). Pour simuler ce cas, il faut utiliser les méthodes Monte Carlo présentées au chapitre 3.

En se plaçant à une valeur L_{masque} fixé (par exemple 30 µm sur la Figure IV-14), l'augmentation de la densité conduit à une dégradation de la pente sous le seuil et à un décalage de la tension de seuil vers les tensions positives. Ce résultat est obtenu d'une part pour les données expérimentales et d'autre part pour les simulations lorsque la dispersion en tension de seuil est prise en compte.

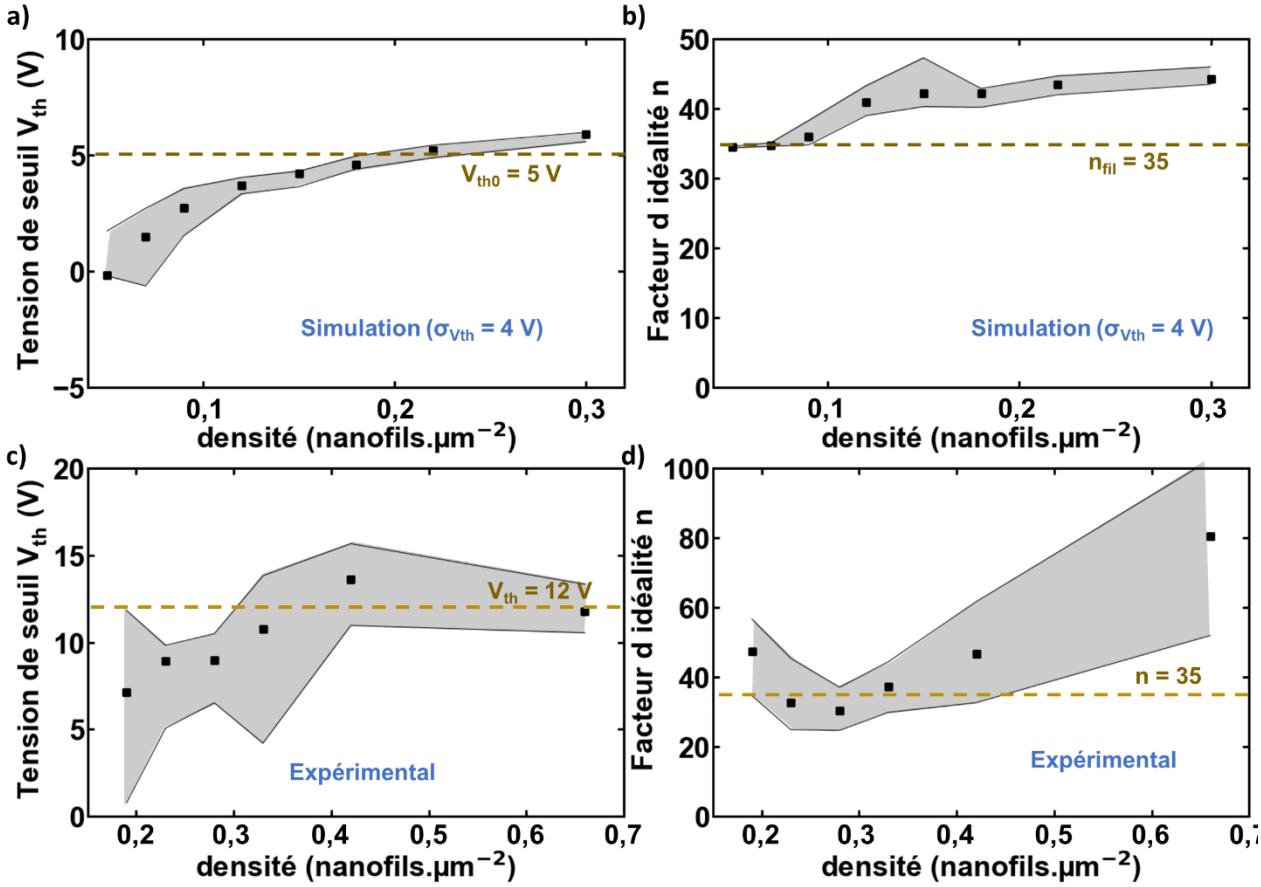

Figure IV-14: *(a et c) V_{th} fonction de la densité pour L_{masque} = 30 µm par simulation (a) et par mesure expérimentale (c). (b et d) n fonction de la densité pour L_{masque} = 30 µm par simulation (b) et par mesure expérimental (d). Les symboles représentent les valeurs médianes. Les zones colorées représentent 50 % des valeurs au milieu de la distribution. Les pointillés noirs représentent les valeurs de V_{th0} et de n_{fil} pour les nanofils individuels dans le cas de la simulation. Les pointillées dorés représentent les valeurs limites de V_{th} à forte densité et de n à faible densité pour les mesures expérimentales.*

Ce résultat peut être expliqué par le raisonnement illustré sur la Figure IV-15. Sur la Figure IV-15-a est représentée une situation où la densité de nanofils est très faible, c'est à dire un régime « nanofils en série ». Dans cette situation, c'est le nanofil présentant la tension de seuil la plus négative qui commande le passage de OFF à ON. Donc, la tension de seuil et la pente sous le seuil du réseau sont celles de ce nanofil.

Lorsque la densité de nanofils est augmentée (Figure IV-15-b), des chemins en parallèles s'ajoutent. Il y a donc une possibilité que le nanofil présentant la tension de seuil la plus négative dans la configuration

de la Figure IV-15-a soit en parallèle avec des nanofils ayant une tension de seuil plus positive, qui le court-circuitent. Dans ce cas, la tension de seuil va devenir plus positive. De plus, il y a aussi une possibilité que des chemins en parallèle présentent des tensions de seuil proches, ce qui entraine une dégradation de la pente sous le seuil du réseau.

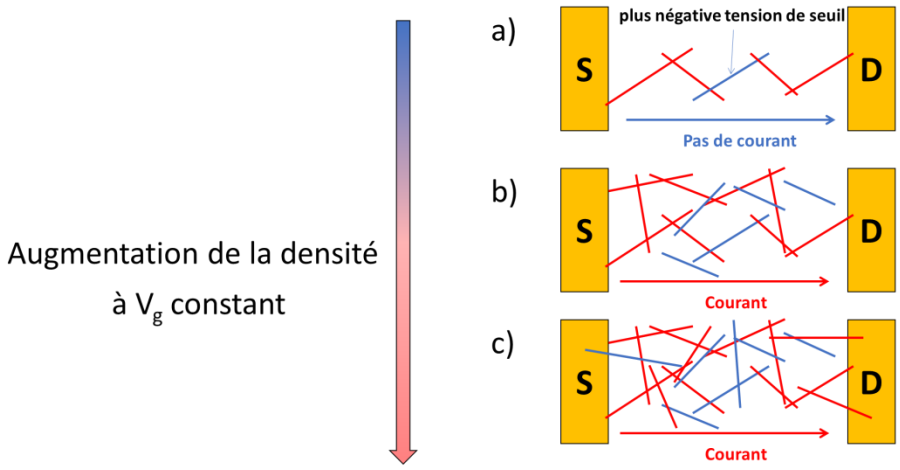

Figure IV-15: *Illustration de l'effet de l'augmentation de la densité sur les dispositifs initialement « nanofils en série ». La couleur des fils décrit leur état pour le V_g choisi (bleu pour OFF et rouge pour ON). (a) V_g est tel que tous les nanofils sauf un sont ON, à cause de la dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels. Il n'y a pas de passage de courant. (b) L'augmentation de la densité entraine l'apparition de fils de tension de seuil plus positives court-circuitant le nanofil empêchant le passage à l'état ON du nanonet dans le cas (a).Il y a passage de courant. (c) L'augmentation de la densité entraine l'apparition de chemins en parallèle, ce qui peut entrainer une dégradation de la pente sous le seuil.*

Ainsi, la prise en compte d'une dispersion en tension de seuil permet d'expliquer la dégradation de la pente sous le seuil et le décalage de la tension de seuil vers les tensions positives avec l'augmentation de la densité.

De même, il est possible d'étudier l'effet de L_{masque} à densité constante, dont l'augmentation conduit à une diminution de n et à un décalage de V_{th} vers les tensions négatives. Au début de ce chapitre, il a été observé que la densité critique diminue avec L_{masque}. Ainsi, l'augmentation de L_{masque}, même à densité constante, va conduire à une diminution du nombre de chemins en parallèles et à un rapprochement du cas limite « nanofils en série ».

Augmenter L_{masque} et diminuer la densité ont donc des effets similaires, dans le sens où ils permettent de s'approcher du régime « nanofils en série », conduisant à une diminution de n et à un V_{th} plus négatif.

Mais ils n'ont pas des effets tout à fait identiques, et cela se voit notamment au niveau de la dispersion des paramètres électriques extraits. Pour une grande valeur de L_{masque} et une faible valeur de densité, le grand nombre de nanofils en série assure une certaine répétabilité des différents dispositifs. Ainsi,

l'augmentation de L_{masque} conduit à une diminution de la dispersion des paramètres électriques d'un dispositif à l'autre, ce qui est aussi l'effet d'une augmentation de la densité de nanofils.

Pour conclure, la prise en compte de la dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels permet d'expliquer les variations de n et de V_{th} avec les paramètres du réseau. Si elle n'est pas prise en compte, n et V_{th} ne varient pas. L'Équation IV-5 est donc valable dans ce cas, mais seulement dans celui-ci. A partir du moment où il y a dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels, cette équation n'est plus valable.

IV.4. Extraction des caractéristiques des nanofils

En se basant sur les résultats de la partie précédente, les paramètres électriques des nanofils individuels peuvent être extraits en exploitant les variations des paramètres électriques avec la densité et L_{masque}. Il est notamment possible d'estimer le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n_{fil} ainsi que V_{th0} et σ_{Vth}.

En régime « fils en parallèle », la valeur moyenne de V_{th} correspond à la valeur moyenne des tensions de seuil des nanofils du réseau. Si la distribution des tensions de seuil est bien gaussienne, cela signifie que cette valeur moyenne est égale à V_{th0}. D'après la Figure 2-16, V_{th0} peut être estimé égal à 10 V. En se basant sur les résultats de simulation (Figure 3-18), le plateau de V_{th} à faible L_{masque} est en réalité légèrement plus positif que V_{th0}.

En régime percolant, un plateau du facteur d'idéalité est visible lorsque L_{masque} augmente, à densité constante (Figure 2-15). En considérant que cela est dû à une approche du régime « nanofils en série », n_{fil} peut être estimé comme égal à cette valeur plateau. Une autre possibilité serait de prendre la valeur minimale de n, en supposant que les autres valeurs de n sont liées à des chemins parallèles. D'après les résultats de simulation (Figure 3-17), la seconde option est la meilleure car toutes les valeurs de n se rapprochent de n_{fil} avec l'augmentation de L_{masque} mais sont toujours supérieures. En considérant n_{fil} égal à la valeur plateau, n_{fil} vaudrait 35. En utilisant les valeurs minimales, n_{fil} serait proche de 20.

La valeur de n_{fil} peut être utilisée pour extraire la densité de pièges à l'interface, en utilisant l'équation :

$$D_{it} = (n_{fil} - 1)\,\frac{C_{ox}}{q} \qquad \text{Équation IV-15}$$

Pour $n_{fil} = 35$, $D_{it} = 7.10^{12}\ cm^{-2}.eV^{-1}$. Pour $n_{fil} = 20$, $D_{it} = 4.10^{12}\ cm^{-2}.eV^{-1}$. L'ordre de grandeur est le même, et prouve que le D_{it} est très important pour ces nanofils (malgré la passivation). Sachant que la densité de pièges à l'interface est un des critères très importants pour améliorer la sensibilité (voir

Chapitre 1), il faut pouvoir évaluer la variation de D_{it} avec l'amélioration de la qualité d'interface. Il est aussi possible également que cette valeur importante soit liée à la présence d'amas issus de défaut de croissance qui ne sont pas complétement éliminés par le processus de centrifugation utilisé lors de la fabrication des nanonets. Cette extraction de D_{it} peut donc être fait en mesurant la pente sous le seuil pour de grandes valeurs de L_{masque} et des faibles densités.

De même, en régime percolant et à faible densité, c'est le nanofil présentant la tension de seuil la plus négative qui commande la transition du transistor. Sur la figure 2-16, on note un palier de V_{th} à -10 V pour une densité de 0,33 nanofils.µm^{-2} et pour L_{masque} très grand (200 µm). Dans cette situation, le chemin contenant le moins de nanofils en possède statistiquement plus que 200/7 (environ 30). C'est donc une bonne approximation d'un régime « nanofils en série ». Donc cette valeur de -10 V correspond à la valeur de tension de seuil du nanofil possédant la tension de seuil la plus négative de la série. En considérant que cette valeur la plus négative correspond à V_{th0}-3σ_{Vth}, et ayant estimé V_{th0} = 10 V, on en déduit un écart type σ_{Vth} = 6,7 V. Evidemment, cette valeur très importante peut être relativisée (mauvaise estimation de V_{th0}, dispersion non gaussienne des tensions de seuil, lien entre la valeur minimale et σ_{Vth}).

En conclusion, en se basant sur notre modélisation, les paramètres électriques des nanofils eux-mêmes peuvent être estimés, notamment la densité de pièges à l'interface, paramètre extrêmement important à optimiser en vue d'une application capteur.

IV.5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons expliqué les variations de paramètres électriques observées dans le chapitre II. Les variations de mobilité apparente sont expliquées à la fois par une variation de largeur physique du réseau et par la présence de jonctions résistives le long du canal de conduction. L'ajout de ces jonctions permet d'expliquer la variation importante de la mobilité avec la longueur source-drain, représentée par un paramètre m. La valeur extraite pour m peut dépasser ainsi la limite théorique obtenue dans le cas des réseaux de nanofils sans jonctions, sans nécessité d'introduction d'un nouveau régime de conduction.

Les variations de tensions de seuil et de facteur d'idéalité sont expliquées en se basant sur les simulations du chapitre III. L'introduction d'une dispersion en tension de seuil pour les nanofils individuels est nécessaire pour expliquer ces variations. Nous avons ainsi remis en question le domaine de validité de l'Équation IV-5, qui ne serait donc valable que pour des nanofils présentant des caractéristiques identiques en termes de tension de seuil.

Pour finir, nous avons montré que l'utilisation du modèle permet d'estimer des paramètres électriques des nanofils eux-mêmes à partir des caractéristiques des NN-FET, et notamment d'obtenir un ordre de

grandeur de la densité de pièges à l'interface. La densité obtenue pour les NN-FET, pourtant passivés, reste très importante et peut poser un problème pour des applications capteurs.

Chapitre V : Caractérisation du bruit basse fréquence (LFN) des transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium

Dans ce chapitre, nous présentons les informations obtenues sur les transistors NN-FET à l'aide de mesures de bruit basse fréquence (notées LFN pour *Low Frequency Noise*). Dans une première partie, nous énumérons les sources de bruit pouvant être observées dans les transistors à effet de champ, en insistant notamment sur le bruit lié aux pièges présents dans l'oxyde de grille et sur les signatures spectrales de ce bruit. Partant de ces connaissances, nous expliquons comment l'étude du bruit en basse fréquence peut être utilisée pour caractériser les transistors, en particulier les propriétés de l'interface, en commençant par la densité de pièges. Nous proposons aussi une ouverture vers une application capteur de ce type de mesure. Dans une dernière partie, nous présentons les caractéristiques LFN obtenues pour des dispositifs Si NN-FET passivés. Nous commençons par utiliser le modèle CNF-CMF[23] pour extraire la densité spectrale de puissance (DSP) de la tension de bandes plates ainsi que le coefficient de collision coulombienne (*remote Coulomb scattering factor*). Puis, nous expliquerons comment cette DSP de tension de bande plate peut être utilisée pour obtenir un ordre de grandeur de l'aire électrique du nanonet et de sa variation avec la densité de nanofils.

V.1. Notions de bruit électronique et de caractérisation à basse fréquence

V.1.1. Le bruit électronique

La définition la plus large du bruit est qu'il s'agit d'une fluctuation dans le temps d'un paramètre mesuré, autour de sa valeur moyenne. Cette notion du bruit se retrouve dans pratiquement tous les domaines des sciences, des sciences sociales à la physique fondamentale. En électronique, cette notion de bruit est restreinte à une fluctuation d'un paramètre électrique, généralement le courant ou la tension. Les origines de cette fluctuation peuvent être décomposés en deux grands domaines :

- Les bruits qui ont une origine extérieure au dispositif, par exemple en cas de vibration ou de présence d'un champ électromagnétique ;
- Les bruits qui ont une origine intrinsèque au dispositif.

[23] CNF-CMF : Carrier Number Fluctuation with Correlated Mobility Fluctuation = Fluctuation du nombre de porteurs corrélée à une fluctuation de mobilité

Lors des mesures effectuées durant cette thèse, des fluctuations originaires de ces deux domaines seront présents. En général, l'objectif des concepteurs de circuit est d'éviter le bruit et de l'atténuer le plus possible. Cependant, les fluctuations provenant de la seconde origine peuvent donner des informations sur les caractéristiques internes des dispositifs. Le banc de mesure utilisé est donc isolé de manière à pouvoir considérer le bruit mesuré comme provenant majoritairement du dispositif lui-même, et pas de l'extérieur. Le banc de mesure est ainsi placé dans une cage de Faraday, l'isolant des perturbations électromagnétiques, et sur un support l'isolant des vibrations du sol.

Sur la Figure V-1 est représenté le courant de drain I_d du nanonet mesuré sur une certaine durée. La fluctuation du courant de drain est bien visible. Pour analyser le bruit, il est préférable de travailler dans le domaine fréquentiel, en appliquant une FFT[24] sur les données acquises dans le domaine temporel. La transformée de Fourier consiste à décomposer un signal évoluant dans le domaine temporel sur une base composée de signaux sinusoïdaux. Le spectre, qui est donc l'image du signal étudié dans le domaine fréquentiel, correspond au poids des sinusoïdes en fonction de leur fréquence. La transformée de Fourier discrète est l'équivalent discret de la transformée de Fourier, c'est-à-dire que la base de sinusoïdes n'est plus continue mais discrétisée. La FFT est un algorithme (développé pour la première fois par Gauss) permettant d'obtenir la transformée de Fourier discrète d'un signal lui-même à temps discret. La FFT du courant $I_{d,}$ représenté sur la Figure V-2, se note S_{id} et s'appelle le spectre ou la DSP (Densité spectrale de Puissance) en courant de drain. Pour éviter les confusions, le terme DSP (en courant, en tension, etc.) sera utilisé dans la suite de ce manuscrit. S_{id} se mesure en $A^2.Hz^{-1}$.

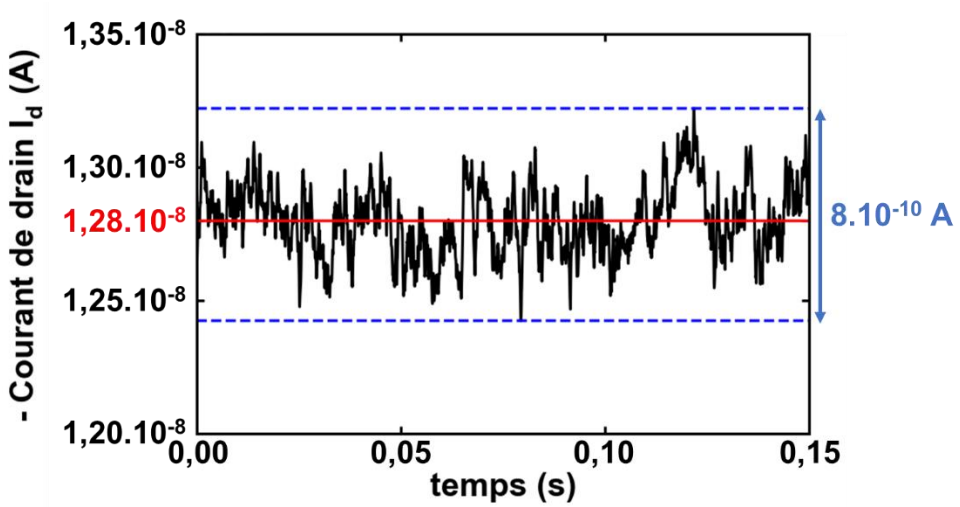

Figure V-1: *Courant de drain I_d mesuré à travers le nanonet pour un certain dispositif (Longueur source-drain L_{masque} = 30 µm et W_{masque} = 200 µm) et une tension de grille V_g = 4 V.*

[24] FFT: Fast Fourier Transform = Transformée de Fourier rapide

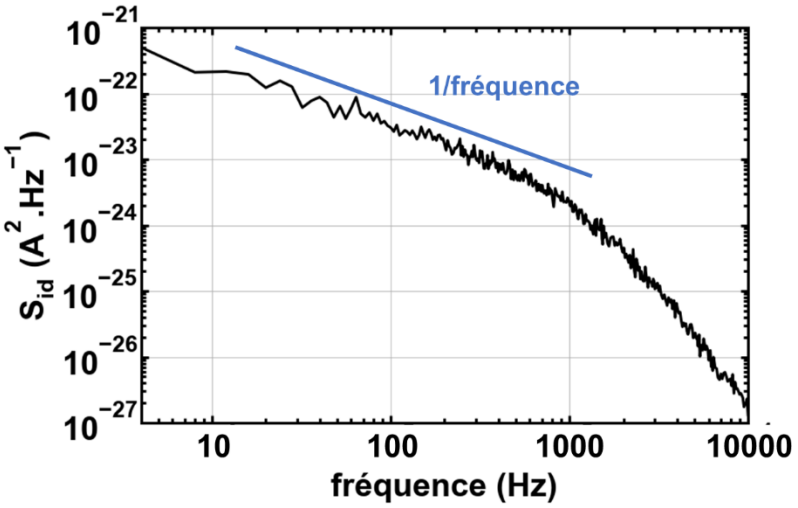

Figure V-2 : *FFT du courant de drain de la* Figure V-1*, ou densité spectral de puissance du courant, S_{id} représentée en fonction de la fréquence*.

Le bruit électronique peut donc être analysé en passant par la DSP. Pour commencer cette analyse, il faut avant tout s'intéresser aux sources possibles de fluctuations de courant intrinsèques aux transistors.

V.1.2. Les sources de bruits intrinsèques

Ce paragraphe va énumérer les sources de bruit intrinsèques dans les dispositifs étudiés en microélectronique. L'étude de bruit provenant de ces sources permet d'étudier en détail la physique interne du dispositif.

V.1.2.1. Bruit thermique

Ce bruit, mesuré pour la première fois par Johnson [JOH 1928] puis théorisé par Nyquist [NYQ 1928], a pour origine le mouvement aléatoire des porteurs de charge dans le dispositif étudié. Ce bruit est présent dans tous les dispositifs. L'équation décrivant la DSP pour cette source de bruit est l'Équation V-1.[NYQ 1928]

$$S_{id}=4\ k\ T\ G \qquad \text{Équation V-1}$$

Avec k la constante de Boltzmann, T la température et G la conductance du dispositif. La DSP ici est indépendante de la fréquence, donc le spectre est constant. C'est un spectre typique de bruit « blanc », c'est-à-dire que la contribution à la fluctuation totale de chaque fréquence est identique.

V.1.2.2. Bruit quantique (Shot Noise)

Ce bruit, découvert par Schottky dans les tubes à vide [SCH 1918], est une fluctuation de courant due à la nature quantique des porteurs de charge. Ce bruit peut être utilisé pour la caractérisation de dispositifs

quantiques ou balistiques (points de charge quantique [KUM 1996] par exemple). L'équation décrivant la DSP dans les circuits électroniques pour cette source de bruit est l'Équation V-2.

$$S_{id}=2\ q\ I_d \qquad \text{Équation V-2}$$

Avec q la valeur absolue de la charge de l'électron. Comme pour le bruit thermique, cette DSP est indépendante de la fréquence.

V.1.2.3. Bruit de génération – recombinaison (GR noise)

Ce bruit, découvert en 1951 [MIT 2002], est une fluctuation de courant due à la nature aléatoire des générations et des recombinaisons de porteurs de charge dans les dispositifs. Notamment, dans les transistors à effet de champ, ce bruit peut être causé par le piégeage et le dépiégeage de porteurs de charge dans les défauts localisés. L'équation décrivant la DSP pour cette source de bruit est l'Équation V-3.[HAA 2007]

$$\frac{S_{id}}{I_d^2}=\frac{N_T}{N^2}\frac{\tau}{1+(2\pi f)^2\tau^2} \qquad \text{Équation V-3}$$

Avec N_T le nombre de pièges, N le nombre de porteurs de charge et τ le temps de réponse des pièges, lié à un niveau de piège déterminé. La variation de S_{id} en fonction de la fréquence est tracée sur la Figure V-3. Cette équation est de forme lorentzienne. Pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure, le niveau de bruit est constant et égal à A. Pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure, le niveau de bruit décroit avec le carré de la fréquence.

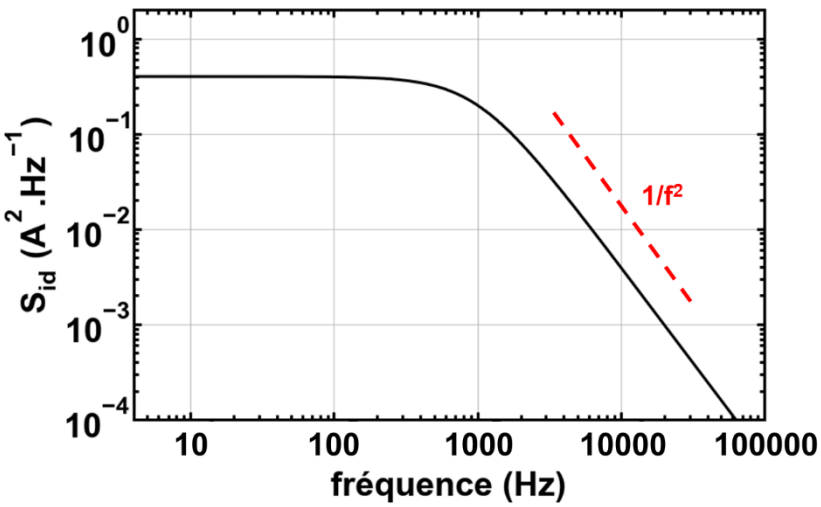

Figure V-3 : *Représentation de S_{id} en fonction de la fréquence en se basant sur l'Équation V-3 pour une valeur de τ choisie de manière à obtenir une fréquence de coupure de 1 kHz.*

Cette équation n'est valable que pour une population de pièges possédant le même τ, c'est à dire le même niveau d'énergie. Dans le cas d'une dispersion en énergie des pièges, S_{id} s'écrit :

$$\frac{S_{id}}{I_d^2} = \int g(\tau) \frac{N_T}{N^2} \frac{\tau}{1+(2\pi f)^2\tau^2} \, d\tau \qquad \text{Équation V-4}$$

Avec g (τ) la distribution des constantes de temps pour les pièges.

V.1.2.4. Bruit de scintillation (Flicker noise)

Ce bruit est avant tout caractérisé par son allure spectrale. En effet, l'équation décrivant la DSP de ce bruit est l'Équation V-5.

$$S_{id} = K \frac{I_d^{\beta}}{f^{\gamma}} \qquad \text{Équation V-5}$$

Avec K, β et γ des constantes. En général, γ est proche de 1. Ce bruit est donc caractérisé par une allure en 1/f dans le domaine fréquentiel. Dans les dispositifs de type transistor FET, ce bruit est expliqué majoritairement par deux effets. Dans certains cas, ce bruit est expliqué par la fluctuation de mobilité de Hooge, lié à une fluctuation de mobilité due aux phonons.[HOO 1981] Dans d'autres, ce bruit s'explique comme étant celui d'une somme de contributions lorentziennes (typiquement de bruit G-R).[HAA 2007] Cette explication est représentée sur la Figure V-4.

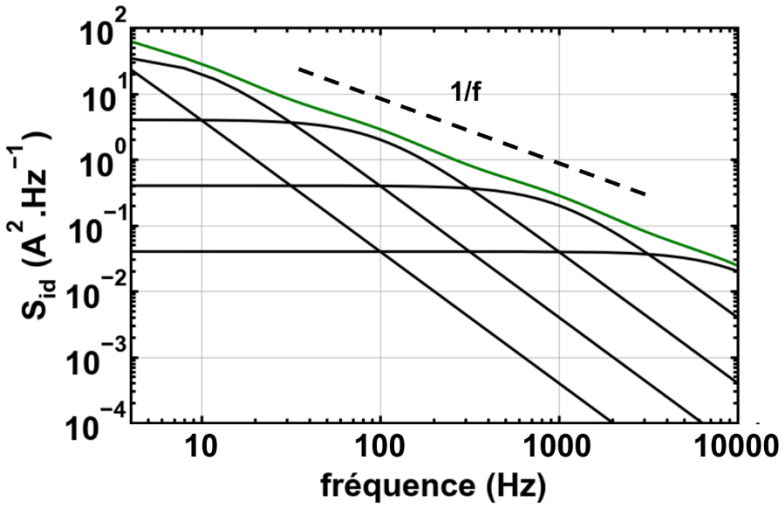

Figure V-4 : *Somme de 5 lorentziennes avec différentes valeurs de τ (en noir) aboutissant à une caractéristique en 1/f (en vert).*

Si la densité de pièges est uniforme, γ est proche de 1.[JAY 1989] Cela se démontre en reprenant l'Équation V-4, en considérant g (τ) décrit de la façon suivante :

$$g\ (\tau)=\frac{1}{\tau} \text{ entre } \tau_1 \text{ et } \tau_2$$

$$g\ (\tau)=0 \text{ au sinon}$$

Équation V-6

Cette dispersion en temps de réponse des pièges peut s'expliquer en utilisant le modèle de McWorther,[MCW 1957] dans lequel le temps de réponse d'un piège est lié de manière exponentielle à la profondeur du piège dans l'oxyde, et en supposant une répartition homogène des pièges dans l'oxyde. Ainsi, en utilisant l'Équation V-4 :

$$\frac{S_{id}}{I_d^2}= \text{constante} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{1}{\tau} \frac{\tau}{1+(2\pi f)^2\tau^2}\, d\tau$$

Équation V-7

$$\frac{S_{id}}{I_d^2}= \text{constante}\ \frac{1}{2\pi f}\ (\arctan(2\pi f\tau 2) - \arctan(2\pi f\tau 1))$$

Équation V-8

En supposant f très grand devant $1/2\pi\tau_2$ et très petit devant $1/2\pi\tau_1$, on démontre que :

$$\frac{S_{id}}{I_d^2} \approx \frac{\text{constante'}}{f}$$

Équation V-9

Ce bruit étant directement relié à la présence de pièges et à leur densité, son analyse va permettre d'obtenir des informations sur ceux-ci.

V.1.3. L'analyse du LFN dans les FETs

Parmi les bruits présentés dans les paragraphes précédents, les seuls directement reliés à la présence de pièges à l'interface sont le bruit de génération-recombinaison et le bruit en 1/f. Les signatures spectrales de ces bruits décroissants en $1/f^2$ ou en 1/f, l'analyse de ces bruits se fait en basse fréquence. Dans cette partie, la fluctuation du courant liée aux pièges sera expliquée à la fois par la fluctuation du nombre de porteurs de charge et la fluctuation de la mobilité.

V.1.3.1. Modèle Fluctuation du nombre de porteurs de charges (CNF model)

Reprenons l'équation liant le courant de drain I_d, la charge interne Q_i, la mobilité μ_{eff}, la tension de drain V_d, la largeur de canal W et la longueur de canal L décrite par l'équation Équation V-10.

$$I_d\,(V_g)= \frac{W}{L}\,\mu_{eff}\,Q_i(V_g)V_d \qquad \text{Équation V-10}$$

Dans la situation où des pièges sont présents dans l'oxyde de grille, ils vont capturer et libérer de manière aléatoire des porteurs de charge, entrainant ainsi une fluctuation de Q_i, qui elle-même va entrainer une fluctuation du courant de drain. Ce phénomène a pour nom la fluctuation de porteurs de charge, ou CNF (*Charge number fluctuation* – Fluctuation du nombre de porteurs).[REI 1984]

L'analyse LFN se concentre sur le bruit de scintillement (0), dans le cas où il est expliqué par le piégeage-dépiégeage des électrons dans les pièges proches de l'interface oxyde de grille-canal. Soit une fluctuation de porteurs de charge δQ_{it}. Elle peut se convertir en une fluctuation du potentiel de bandes plates δV_{fb} suivant l'Équation V-11.[GHI 1989]

$$\delta V_{fb}=\frac{-\delta Q_{it}}{WLC_{ox}} \qquad \text{Équation V-11}$$

avec W la largeur du canal, L la longueur du canal et C_{ox} la capacité de l'oxyde. Ensuite, cette fluctuation de potentiel de bandes plates peut être convertie en une fluctuation de courant grâce à l'Équation V-12. [GHI 1989]

$$\delta I_d=-g_m\,\delta V_{fb} \qquad \text{Équation V-12}$$

avec g_m la transconductance du dispositif. Cette fluctuation de I_d ne prend en compte que la fluctuation du nombre de porteurs de charge. Il est à noter que la sensibilité à la fluctuation du nombre de porteur est d'autant plus importante que le dispositif a une aire petite. En passant de la fluctuation de courant au PSD, il est possible d'aboutir à l'Équation V-13.

$$\frac{S_{id}}{I_d^2} = \frac{g_m^2}{I_d^2} S_{vfb} \qquad \text{Équation V-13}$$

Il y a ainsi proportionnalité entre S_{id} normalisé et $(g_m/I_d)^2$.

V.1.3.2. Modèle HMF

La fluctuation de mobilité seule peut aussi aboutir à une variation de la densité spectrale de bruit en 1/f, selon le modèle de la fluctuation de mobilité de Hooge (HMF : *Hooge Mobility Fluctuation*). Dans ce modèle, quelquefois expliqué par la fluctuation de la mobilité liée aux phonons, il y a proportionnalité entre S_{id} normalisé et $(1/I_d)$.

V.1.3.3. CNF-CMF model

La variation de l'état de charge des pièges peut modifier la diffusion des porteurs dans le canal, et donc la mobilité μ_{eff}. Donc la fluctuation de Q_{it} est corrélée à une fluctuation de μ_{eff} qui va également impacter la fluctuation du courant de drain (Équation V-10).Cela ajoute un nouveau terme dans la description de la fluctuation de courant de drain liée aux pièges, que l'on appelle la fluctuation de mobilité corrélée, ou CMF (*Correlated Mobility Fluctuation*), ce qui donne l'Équation V-14.[HUN 1990, GHI 1991]

$$\delta I_d = -g_m \, \delta V_{fb} + \alpha_{sc} \, I_d \, \mu_{eff} \, C_{ox} \, \delta V_{fb} \qquad \text{Équation V-14}$$

avec α_{sc} un terme qui représente le coefficient de collision coulombienne et μ_{eff} la mobilité effective. En passant de la fluctuation de I_d à la DSP S_{id}, il est possible d'obtenir l'Équation V-15.

$$S_{id} = g_m^2 \, S_{vfb} \, (1 + \alpha_{sc} \, \mu_{eff} \, C_{ox} \, \frac{I_d}{g_m})^2 \qquad \text{Équation V-15}$$

Il est ensuite possible de lier S_{Qit}, et donc S_{vfb}, à la densité de pièges N_{st} à l'aide de l'Équation V-16, en utilisant le modèle de McWhorter.

$$S_{vfb} = \frac{q^2 k \, T \, N_{st}}{f \, W \, L \, C_{ox}^{\,2}} \qquad \text{Équation V-16}$$

avec k la constante de Boltzmann, T la température et f la fréquence. Il est possible de se baser sur ce modèle pour déterminer N_{st} et $\alpha_{sc} \, \mu_{eff}$ à partir de la mesure de S_{id}.

Pour les extractions de paramètre, on utilise en général S_{vg}, qui se définit comme étant S_{id} normalisé par la transconductance g_m. Ainsi, en utilisant l'Équation V-15, on aboutit à l'Équation V-17 reliant S_{vg} à S_{vfb}.

$$S_{vg} = \frac{S_{id}}{g_m^2} = S_{vfb}\left(1 + a_{sc}\,\mu_{eff}\,C_{ox}\,\frac{I_d}{g_m}\right)^2 \qquad \text{Équation V-17}$$

Il est à noter que pour un cas CNF pur ($\alpha_{sc}\,\mu_{eff}\,C_{ox} = 0\ V^{-1}$), S_{vg} est rigoureusement égal à S_{vfb}. Pour un cas où le modèle CNF-CMF est à appliquer, S_{vg} est égal à S_{vfb} pour le domaine de I_d où le second terme de l'équation est à peu près égal à 1.

V.1.3.4. Idée de l'analyse LFN

Le spectre total est une somme des signatures spectrales de toutes les contributions au bruit (Figure V-5).

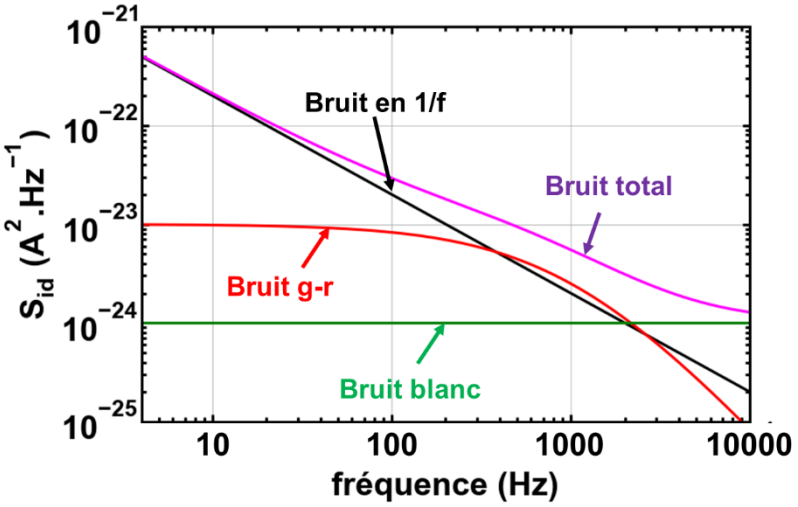

Figure V-5 : *Densité spectrale de bruit en fonction de la fréquence, décrit comme une somme de différentes contributions (bruit blanc, bruit g-r, bruit en 1/f).*

Les signatures spectrales des contributions au bruit des pièges diminuant avec la fréquence (en $1/f^2$ ou en 1/f), il faut étudier le spectre total à basse fréquence pour pouvoir utiliser le bruit comme un outil de diagnostic de l'oxyde de grille et des pièges à l'interface. Si le spectre est en 1/f, et que cela n'est pas lié à de la fluctuation de mobilité de Hooge (ce qui est le cas dans les NN-FET, la qualité d'interface des nanofils n'étant pas optimisée), le fit des mesures expérimentales de S_{id} avec le modèle de l'Équation V-15 permet d'obtenir à la fois α_{sc} et S_{vfb}. Le paramètre S_{vfb} peut ensuite être converti en une densité de pièges à l'aide de l'Équation V-16, dans la situation où W et L sont connus.

Pour s'assurer de l'origine des sources de bruit, S_{id}/I_d^2 est tracé en log-log en fonction du courant, comme cela est affiché sur la Figure V-6. Pour un bruit pouvant s'expliquer par le modèle CNF-CMF, ce qui signifie que la source du bruit est la fluctuation du nombre de porteurs de charges et de la mobilité par le piégeage-dépiégeage des porteurs de charge, S_{id}/I_d^2 est proportionnel à $(g_m/I_d)^2$ (d'après l'Équation V-15). Pour un bruit pouvant s'expliquer par de la fluctuation de mobilité de Hooge, S_{id}/I_d^2 est proportionnel à $(1/I_d)$.

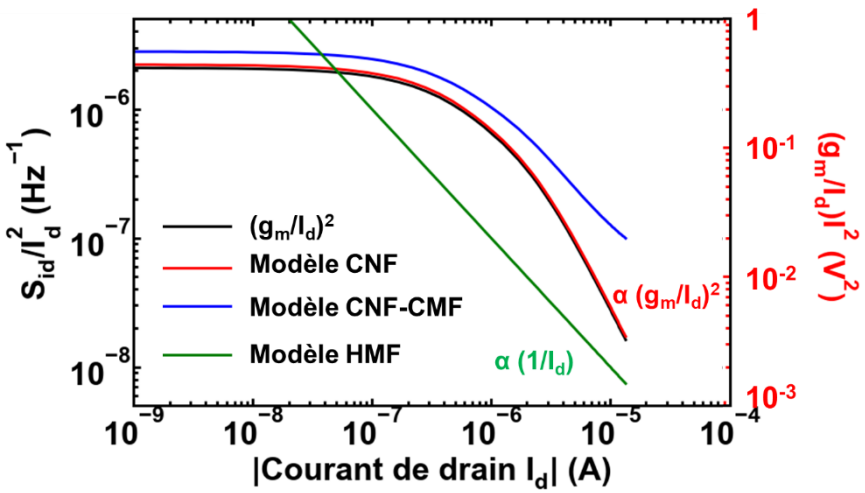

Figure V-6 : *Représentation de S_{id}/I_d^2 en fonction du courant de drain en échelle log-log, décrit par les différents modèles (CNF en rouge, CNF-CMF en bleu et HMF en vert) ainsi que $(g_m/I_d)^2$. Une proportionnalité entre S_{id}/I_d^2 décrit par le modèle CNF et $(g_m/I_d)^2$ est visible.*

V.1.4. Utilisation du bruit basse fréquence pour les applications capteurs

En vue des futures applications capteurs, il est essentiel de connaitre la densité spectrale de bruit, car de cela dépend un critère de qualité des capteurs qui est le rapport signal sur bruit SNR[25].[RAJ 2011] Pour les biocapteurs, où le signal à mesurer est un décalage en tension de seuil, le SNR s'écrit selon l'Équation V-18.

$$SNR = \frac{\Delta V_{th}.g_m}{\sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} S_{id}(f)df}} \qquad \text{Équation V-18}$$

[25] SNR : Signal to Noise Ratio = Rapport signal sur bruit

D'après cette équation, pour améliorer le SNR, il faut augmenter le décalage en tension de seuil (nous avons vu comment cela était possible au chapitre 1) et diminuer S_{id}. Pour diminuer S_{id}, il faut être capable dans un premier temps de pouvoir diagnostiquer l'origine du bruit majoritaire dans ce type de structure.

V.2. Caractérisation LFN de Si NN-FET

V.2.1. Dispositifs étudiés

Les dispositifs NN-FET dont les caractéristiques sont présentées dans ce chapitre proviennent du lot « passivé ». Le contrôle par effet de champ est obtenu en utilisant le substrat Si/Si_3N_4 comme grille arrière. Pour cette étude, seulement les dispositifs avec une longueur L_{masque} égale à 30µm ont été testés, et cela pour différentes raisons :

- Le régime le plus intéressant à étudier est le régime percolant, c'est-à-dire le régime tel que le canal de conduction le plus court est constitué d'une série de plus d'un nanofil ;
- Si L_{masque} est trop grand, le courant I_d maximal devient trop faible (< 1 nA) et il est dès lors impossible de réaliser des mesures de bruit avec le banc utilisé au sein du laboratoire ;
- Si L_{masque} est trop petit, il y a peu de variation de I_d avec la variation de V_g sur la fenêtre de tension de grille accessible (entre -10 V et 10 V pour les mesures de bruit).

V.2.2. Réglage des mesures

La PSD de I_d (S_{id}) est mesurée dans le domaine des basses fréquences (entre 4 Hz et 10 kHz) dans une boîte en métal afin d'isoler le dispositif des perturbations extérieures. Cette PSD est mesurée pour différentes valeurs de tension appliquées à la grille arrière V_g, à température ambiante. Le contact de source est mis à la masse et le contact de drain à une tension donnée (V_d = -9 V) afin que le nanonet-FET fonctionne en régime linéaire. Un système de mesure programmable spécifique pour la mesure de bruit est utilisé (*Programmable Point-Probe Noise Measuring System*).

V.2.3. Analyse des données (dispositif 1)

Dans cette partie nous détaillons l'analyse pour un dispositif particulier. Sa longueur source drain L_{masque} est de 30 µm et la densité de nanofils utilisée pour sa conception est 0,28 NWs.µm^{-2}. La même analyse a été effectuée sur les autres dispositifs.

Avant chaque mesure de S_{id} en fonction de la fréquence, la caractéristique $I_d=f(V_g)$ est mesurée (voir Figure V-7). Cela permet de vérifier le bon fonctionnement du transistor sur la gamme de V_g considérée, ainsi que d'assurer un niveau de courant suffisant (> 1 nA). Ensuite, S_{id} est mesurée pour différentes valeurs de I_d. La Figure V-8 montre l'évolution de S_{id}/I_d^2 pour différentes valeurs de I_d. La gamme de

fréquence considérée n'est pas la même pour toutes les valeurs de I_d, car l'amplificateur intégré dans l'expérience est limité en termes de produit gain-bande passante. Donc, lorsque le courant augmente, le gain de l'amplificateur peut diminuer, ce qui entraine une augmentation de la largeur de bande de fréquence non filtrée. Il est à noter que l'évolution de S_{id} en fonction de la fréquence est en 1/f, ce qui est la signature d'un bruit dû au piégeage-dépiégeage des porteurs de charge dans des pièges répartis de manière uniforme. Pour certains dispositifs, S_{id}/I_d^2 n'avait pas une dépendance en 1/f, mais une allure plus en forme de lorentzienne, ce qui a été attribué à la présence de bruit RTN[26].[YUZ 2000] Ce bruit peut s'expliquer en se basant sur le modèle présenté au paragraphe V.1.2.3, pour un faible nombre de pièges.

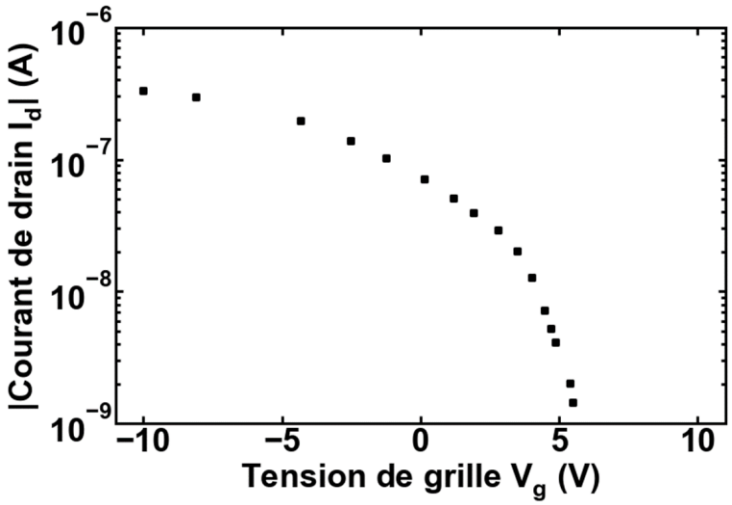

Figure V-7 : *Caractéristique I_d-V_g pour le dispositif 1 (L_{masque} = 30µm et une densité de nanofils égale à 0,28 NWs.µm^{-2})*

[26] RTN : Random Telegraphic Noise = bruit télégraphique aléatoire

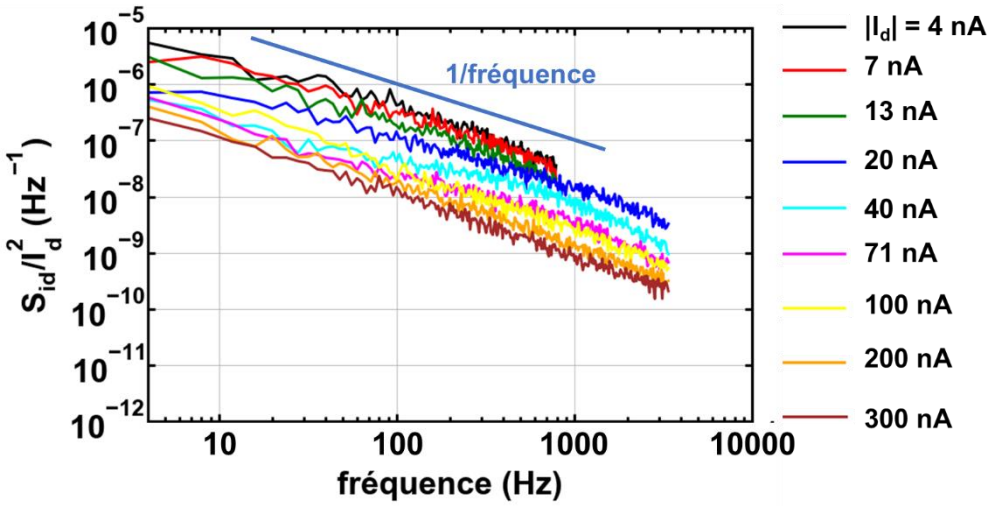

Figure V-8 : *PSD normalisé S_{id}/I_d^2 en fonction de la fréquence pour le dispositif 1, pour différentes valeurs de courant de drain I_d, à V_d =-9 V. La ligne en noire indique la dépendance en 1/f.*

Pour extraire une première valeur de S_{vfb}, et donc une première valeur de la densité de pièges, on trace S_{vg} en fonction de I_d.

La Figure V-9 montre l'évolution de S_{vg} mesurée à une fréquence de 10 Hz en fonction du courant de drain. Un plateau est obtenu pour de faibles valeurs de I_d. D'après l'Équation V-17, ce plateau correspond au cas limite où $\alpha_{sc}.\mu_{eff}.C_{ox}.\frac{I_d}{g_m} << 1$. Dans cette situation-là, S_{vg} est rigoureusement égal à S_{vfb} (ici approximativement égal à 2.10^{-6} $V^2.Hz^{-1}$). L'augmentation de S_{vg} pour des valeurs plus importantes de courant peut être attribuée à la fluctuation de mobilité quand le courant devient suffisamment élevé (influence visible dans l'Équation V-17) ou à l'influence de la résistance d'accès, que nous étudierons plus loin dans ce chapitre.

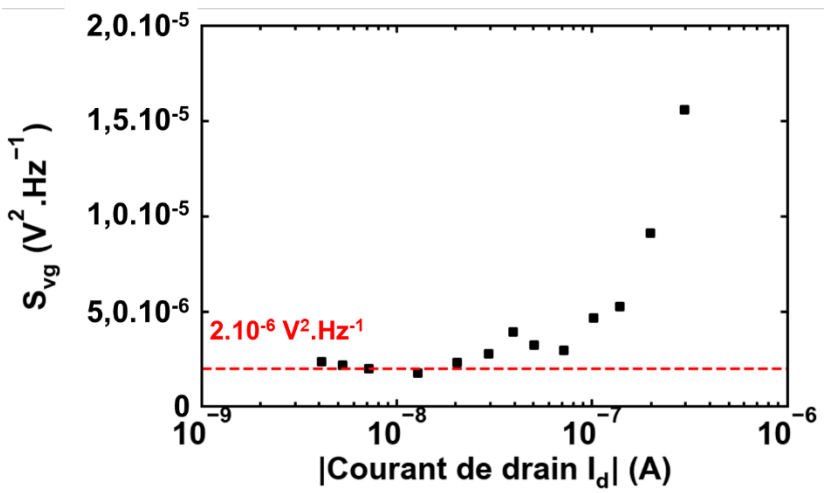

Figure V-9 : *S_{vg} extrait à f = 10 Hz en fonction du courant de drain pour le dispositif 1. Un plateau est visible pour de faibles valeurs de I_d, correspond à S_{vfb} = 2.10^{-6} $V^2.Hz^{-1}$.*

Partant de cette valeur de S_{vfb} et de l'Équation V-16, il est possible d'obtenir une valeur de N_{st}. Mais ce calcul demande d'imposer une valeur de longueur de canal L et de largeur de canal W. Or, ces deux grandeurs sont inconnues, et varient d'un dispositif à l'autre. Ce besoin de renormalisation avait déjà étudié dans l'article [JOO 2013b] portant sur la caractérisation LFN de CNT NN-FETs. Dans cet article, les auteurs estimaient la surface du nanonet en se basant sur des simulations Monte Carlo, en ne considérant que les chemins les moins résistifs et en supposant ces chemins disposés en parallèles. Nous avons déjà évoqué au cours du chapitre 3 que nous préférions une prise en compte de l'ensemble du réseau dans les simulations, et que la densité simulée n'était pas forcément égale à la densité réelle. Pour ces raisons, nous avons décidé dans un premier temps d'utiliser L_{masque} et W_{masque} pour la normalisation de N_{st}.

Si on utilise L_{masque} et W_{masque} pour l'extraction de la densité de pièges, on extrait une densité de pièges apparente, différente de la densité de pièges physique. Mais cela n'est pas dénué d'intérêt. Tout d'abord, en comparant cette densité de piège apparente avec une densité de pièges plus réaliste pour ce type de nanofils, il est possible d'obtenir un ordre de grandeur de la surface physique. Ensuite, il reste possible d'étudier les variations de cette densité de piège apparente.

Pour le dispositif 1, une densité de pièges $N_{st_apparent}$ de l'ordre de 10^{15} $cm^{-2}.eV^{-1}$ est extraite. En comparant cette valeur à celle déterminée expérimentalement à partir des mesures statiques ($N_{st_statique} = 7.10^{12}$ $cm^{-2}.eV^{-1}$) (voir chapitre 4), il est possible de déterminer la différence entre l'aire $W_{masque}L_{masque}$ et l'aire physique. Le rapport entre ces deux grandeurs semble être de deux ordres de grandeurs, comme démontré par le calcul suivant.

$$S_{vfb} = \frac{q^2 k\, T\, N_{st_apparent}}{f\, W_{masque} L_{masque}\, C_{ox}{}^2} = \frac{q^2 k\, T\, N_{st_statique}}{f\, W_{physique}\, L_{physique}\, C_{ox}{}^2} \qquad \text{Équation V-19}$$

$$W_{physique}\, L_{physique} = \frac{W_{masque}\, L_{masque} \times N_{st_statique}}{N_{st_apparent}} \qquad \text{Équation V-20}$$

$$W_{physique}\, L_{physique} \approx \frac{W_{masque}\, L_{masque}}{100} \qquad \text{Équation V-21}$$

Il faut néanmoins prendre ce résultat avec précaution, il n'est valide que si la densité de piège extraite avec les mesures statiques est égale à la densité de piège que devrait extraire la mesure de bruit si le L et le

W étaient bien les largeurs et longueurs de canal physiques. Or, $N_{st_statique}$ ne prend en compte que les pièges proches du canal alors que la mesure de bruit prend en compte tous les pièges présents dans l'oxyde. Une hypothèse de densité de pièges constante avec la profondeur d'oxyde a donc été posée pour aboutir à ce résultat.

La Figure V-10 représente PSD normalisée en fonction de I_d pour le dispositif 1, ainsi que son évolution décrit par le modèle CNF-CMF (Équation V-15) pour un choix correct de paramètres. Ce modèle est représenté dans 2 cas : sans prise en compte de la fluctuation de mobilité ($\alpha_{sc}\mu_{eff} = 0$ cm^2.C^{-1}) et avec prise en compte de la fluctuation de mobilité ($\alpha_{sc}\mu_{eff} = 4.10^6$ cm^2.C^{-1}). En comparant ces deux figures, l'importance de la prise en compte de la fluctuation de la mobilité dans ces dispositifs est mise en évidence. La valeur de S_{vfb} extraite ($S_{vfb} = 1{,}6.10^{-6}$ V^2.Hz^{-1}) est très proche de celle obtenue en se basant sur le plateau de S_{vg} ($S_{vfb} = 2.10^{-6}$ V^2.Hz^{-1}).

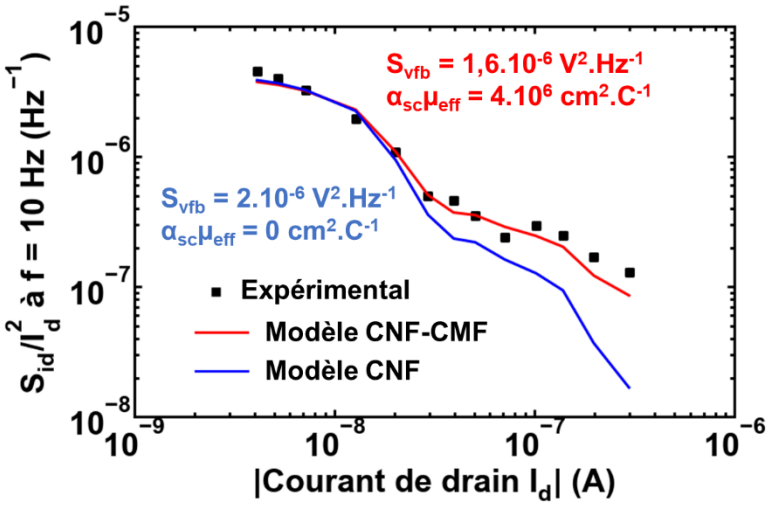

Figure V-10 : *PSD de I_d normalisé $S_{id}/(I_d^2)$ à f = 10 Hz (carrés noirs) en fonction du courant de drain I_d pour le dispositif 1. Les étoiles rouges correspondent au modèle CNF-CMF tel que présenté à l'Équation V-15, avec $\alpha_{sc}\mu_{eff} \neq 0$ cm^2.C^{-1}. Les losanges bleus correspondent au modèle CNF.*

Nous avons présenté dans cette partie comment S_{vfb} et $\alpha_{sc}\mu_{eff}$ pouvaient être extraits à partir des données brutes. Dans la partie suivante sont présentés les paramètres extraits pour différentes valeurs de densités de nanofils.

V.2.4. Analyse des données (sur le reste des dispositifs)

La Figure V-11 montre la variation de S_{vfb} extraite du plateau de S_{vg} à faible inversion, ainsi que la densité de pièges correspondante, en fonction de la densité de nanofils pour des dispositifs avec une longueur source drain L_{masque} = 30µm. De nouveau, cette densité de pièges apparente a été extraite en utilisant L_{masque} et W_{masque} en lieu de L et W. La densité de piège apparente décroit avec l'augmentation de

la densité de nanofils. Ce résultat est surprenant, la densité de pièges devant être indépendante de la géométrie. Cette variation de densité de pièges peut être attribuée à une variation de l'aire physique. L'inverse de S_{vfb} peut s'écrire selon l'Équation V-22.

$$\frac{1}{S_{vfb}} = \frac{fWLC_{ox}^2}{q^2kTN_{st}} \qquad \text{Équation V-22}$$

Ou encore, selon l'Équation V-23,

$$\frac{1}{S_{vfb}} = \frac{fW_{physique}L_{physique}C_{ox}^2}{q^2kTN_{st_physique}} = \frac{fW_{masque}L_{masque}C_{ox}^2}{q^2kTN_{st_apparent}} \qquad \text{Équation V-23}$$

D'après cette équation, la diminution de S_{vfb} avec la densité de nanofils peut se traduire de deux façons. Dans le cas où W et L sont constants et égaux respectivement à W_{masque} et L_{masque}, cela se traduit par une diminution de $N_{st_apparent}$. Dans le cas où N_{st} est supposé constant et égal à $N_{st_physique}$, la diminution de S_{vfb} est équivalent à une augmentation de $W_{physique}L_{physique}$ avec la densité.

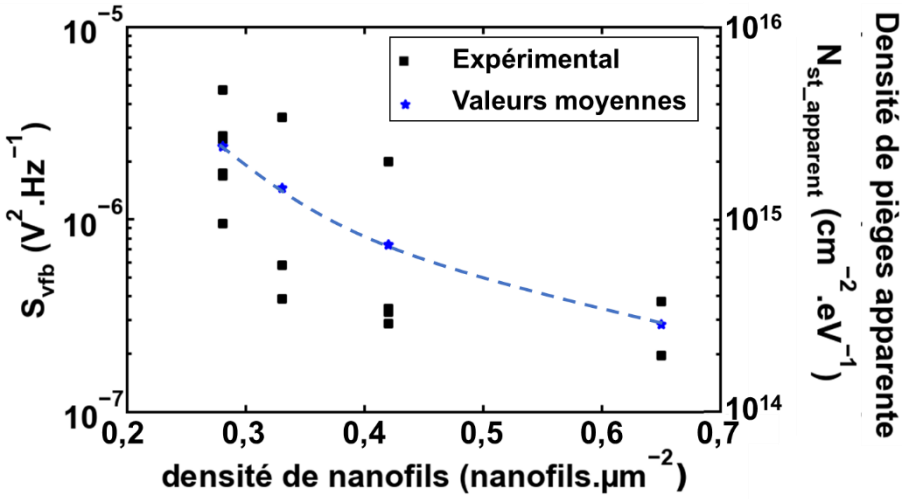

Figure V-11 : *S_{vfb} extrait à partir du plateau de S_{vg} et la densité de piège correspondante (d'après l'Équation V-16) en fonction de la densité de nanofils. Les carrés noirs correspondent aux points expérimentaux et les étoiles aux valeurs moyennes. La ligne en pointillée est juste un guide pour les yeux.*

On avait déjà introduit dans le chapitre 4 la description typique de la variation de la conductance avec la densité (une loi de puissance d'exposant 4/3). En se basant sur cette description et sur la très faible variation de la longueur de canal physique avec la variation de la densité de nanofils (il a été démontré que la longueur moyenne du plus court canal de conduction est généralement seulement 10% plus long que L_{masque}) [JOO 2013a], la longueur de canal W_{canal} peut être décrite par l'Équation V-24.

$$W_{canal} = \text{constante} \times (d - d_c)^{\beta} \qquad \text{Équation V-24}$$

Avec d_c le seuil de percolation et β un exposant égal à 4/3 pour les réseaux 2D. Si le terme de largeur de canal W dans l'Équation V-23 est remplacé par W_{canal} décrit dans l'Équation V-24, il est possible d'aboutir à l'Équation V-25.

$$\frac{1}{S_{vfb}} = \text{constante}' \times (d - d_c)^{\beta} \qquad \text{Équation V-25}$$

La Figure V-12 montre que le modèle de l'Équation V-25 suffit à décrire les variations de S_{vfb} en fonction de la densité mesurées expérimentalement. La densité critique utilisée pour obtenir cette figure est 0,19 nanofils.µm^{-2}, correspondant à la densité critique obtenue à partir de la variation de la mobilité avec la densité au chapitre 4 pour L_{masque} = 30 µm. Pour aboutir à une densité de pièges constante, il est possible d'utiliser l'Équation V-16 en remplaçant le terme W par W_{canal} décrit dans l'Équation V-24. Cependant, il y a une méconnaissance du terme constante', qui conduit à une indétermination de la densité de pièges physique.

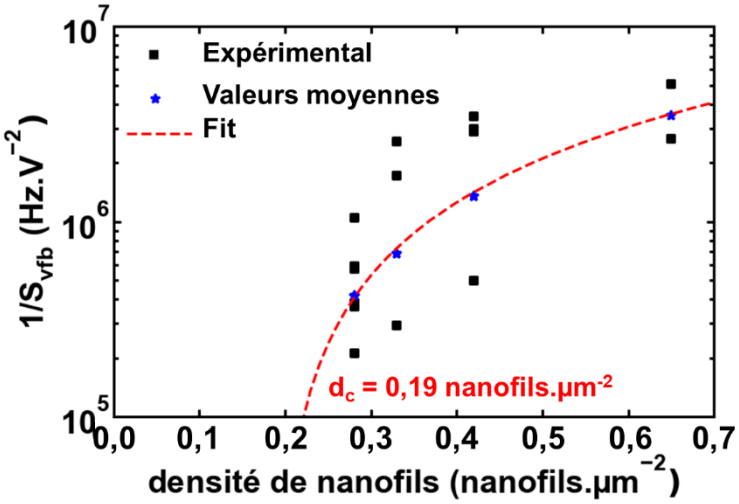

Figure V-12 *: $1/S_{vfb}$ en fonction de la densité de nanofils. Les carrés sont les points expérimentaux et les étoiles les valeurs moyennes. La ligne en pointillée rouge correspond à l'Équation V-25.*

Pour en finir avec cette incertitude, il a été décidé de considérer la valeur physique de N_{st} égale à la densité extraite à partir de la pente sous le seuil. Ainsi, pour aboutir à une densité de piège évoluant comme décrit à la Figure V-13, il faut un W_{canal} évoluant comme sur la Figure V-14. Cette variation de W_{canal} ainsi que son ordre de grandeur est un résultat important, car il ne peut pas être obtenu par des mesures électriques statiques. De plus, il est bien ici question de la largeur de canal électrique, qui peut être différente de la largeur de canal mesurée à l'aide d'un microscope optique.

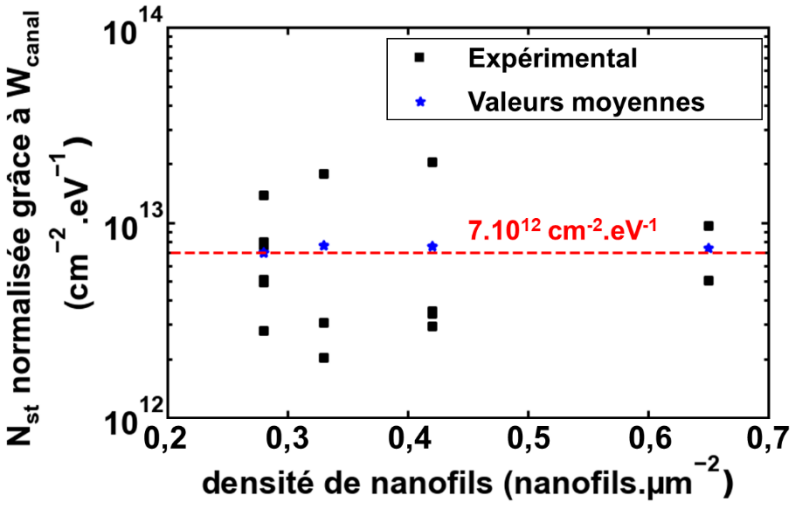

Figure V-13: *Densité de piège normalisée par W_{canal} décrit par l'*Équation V-24 *avec une constante choisie de manière à que N_{st} soit égal à la densité de pièges extraite par mesure statique (7.10^{12} $cm^{-2}.eV^{-1}$).*

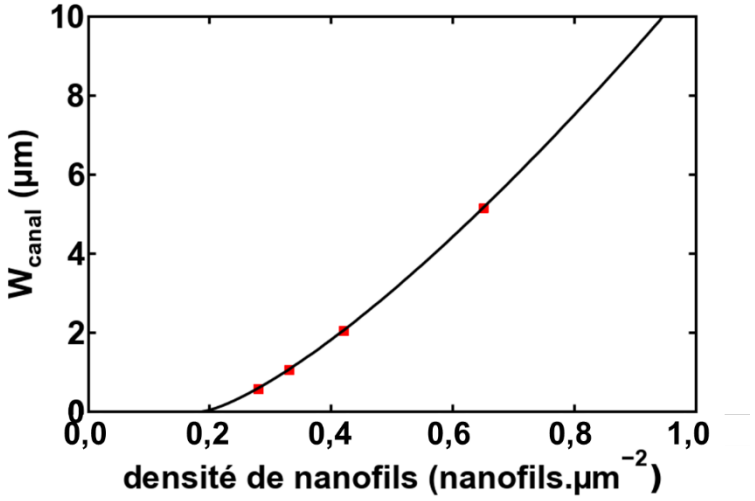

Figure V-14: *W_{canal} en fonction de la densité de nanofils, décrit selon l'*Équation V-24*, avec la constante choisie de manière à faire correspondre N_{st} à la densité de pièges extraite par mesure statique. Les symboles rouges représentent les points utilisés lors de la normalisation de N_{st}.*

Par ailleurs, la Figure V-15 présente la variation de $\alpha_{sc}\mu_{eff}$ en fonction de la densité de nanofils pour L_{masque} = 30 µm. La valeur moyenne de $\alpha_{sc}\mu_{eff}$ est de l'ordre de 5.10^6 $cm^2.C^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec celles observées dans le silicium.[KOY 2013]

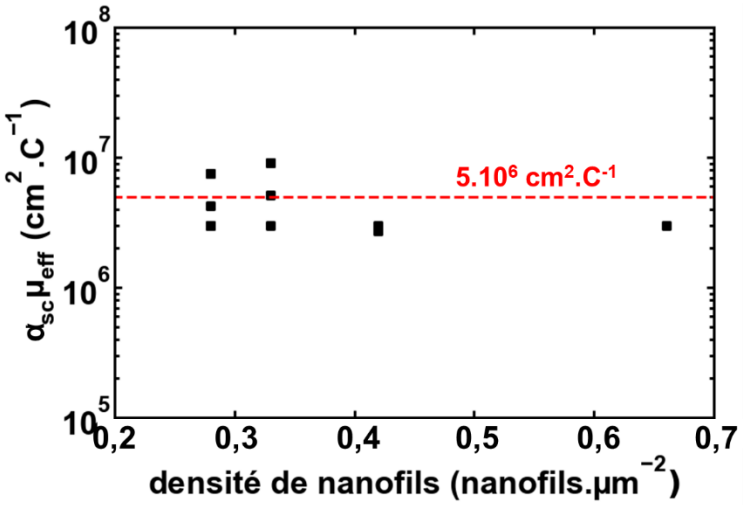

Figure V-15 : *$\alpha_{sc}\mu_{eff}$ en fonction de la densité de nanofils pour L_{masque} = 30µm.*

Pour quelques dispositifs (Figure V-16), l'Équation V-15 ne correspond pas aux données expérimentales à cause de l'augmentation de S_{id}/I_d^2 avec I_d en forte inversion. Cette augmentation peut être reliée à une contribution au bruit de la résistance d'accès, qui peut être prise en compte dans le modèle, selon l'Équation V-26.[GHI 2002]

$$\frac{S_{id}}{I_d^2} = \left(\frac{g_m^2}{I_d^2}\right) S_{vfb} \left(1 + \alpha_{sc}\, \mu_{eff}\, C_{ox} \frac{I_d}{g_m}\right)^2 + S_{Rsd}\left(g_d + \frac{g_m}{2}\right)^2 \qquad \text{Équation V-26}$$

avec S_{Rsd} la PSD de la résistance d'accès. Avec cette équation, il est possible de modéliser correctement S_{id}/I_d^2 en fonction de I_d est obtenu, comme visible sur la Figure V-16. En général, la variation de S_{id}/I_d^2 en fonction de I_d est toutefois plus proche de ce qui est présenté sur la Figure V-10, sans nécessité de prise en compte de la résistance série.

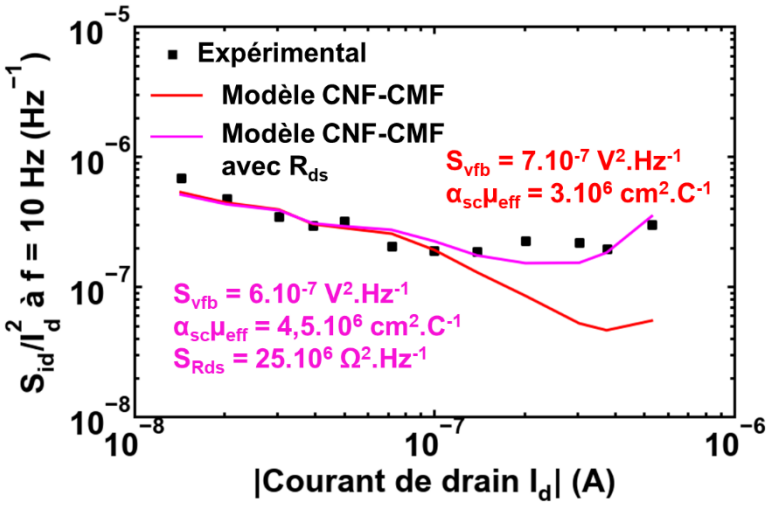

Figure V-16 : *$S_{id}/(I_d^2)$ extrait à f = 10 Hz en fonction de I_d. Les carrés noirs représentent les points expérimentaux pour un dispositif avec d = 0,28 NWs.µm-² et L_{masque} = 30 µm. Les étoiles rouges correspondent au modèle de l'équation sans prise en compte de la résistance d'accès. Les étoiles bleues correspondent à l'Équation V-26, c'est-à-dire le modèle CNF-CMF avec prise en compte de la résistance d'accès.*

V.3. Conclusion du chapitre

L'étude du bruit basse fréquence dans les réseaux aléatoires de nanofils a permis d'observer que la PSD de I_d peut suivre une évolution en 1/f (même si ce n'est pas le cas général), ce qui est caractéristique d'une répartition des pièges homogène en énergie. Le modèle CMF-CNF est utilisé pour certains dispositifs, en vue de l'extraction de la DSP de bande plate ainsi que du coefficient de diffusion coulombienne.

L'augmentation de la DSP de bande-plate avec l'augmentation de la densité peut s'expliquer par une variation de l'aire physique, et donc de la largeur physique du canal. Cette largeur physique peut être estimée en imposant une valeur de densité de pièges, que nous supposons égale à celle extraite grâce aux caractérisations statiques.

Le coefficient de diffusion coulombienne présente un ordre de grandeur cohérent avec les valeurs attendues dans les nanofils de silicium.

Chapitre VI : Caractérisation en température des transistors à effet de champs à base de nanonets de silicium

L'objectif de ce chapitre est de présenter les informations obtenues sur les transistors NN-FET à l'aide de caractérisations électriques statiques effectuées à différentes températures. Dans une première partie, nous faisons un état de l'art de la dépendance en température de la mobilité dans les transistors. Notamment, nous insistons sur la dépendance en température des propriétés des NW-FET et du courant traversant des barrières en énergie, qui sont les éléments clés des NN-FET.

Dans une seconde partie, nous présentons les caractéristiques statiques obtenues pour les NN-FET à différentes températures, pour différents paramètres de fabrication. Les paramètres électriques principaux, notamment la mobilité apparente bas champ, sont extraits comme dans les chapitres précédents à l'aide d'un modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert. Les variations de ces paramètres en fonction de la température sont analysées, et aboutissent à la proposition de la prise en compte d'une dispersion en termes d'énergie d'activation des jonctions.

Dans une troisième partie, nous présentons une approche permettant de simuler le fonctionnement du NN-FET à différentes températures. Cette simulation, basée sur le modèle présenté dans le chapitre 3, prend en compte la dépendance en température de la conductance à travers les jonctions. Cette simulation permet de valider la proposition faite dans la seconde partie, sur l'existence d'une dispersion en énergie d'activation pour les jonctions.

VI.1. Notions de caractérisation en température

La caractérisation en température des transistors, et notamment la mesure de la mobilité des transistors en fonction de la température, permet d'étudier séparément les contributions à la mobilité des différents mécanismes de collision. Dans le cas des NN-FET, cette mesure a été proposée dans le but d'évaluer le rôle des jonctions, modélisées par défaut comme de simples résistances dans la simulation du chapitre 3.

VI.1.1. Généralités : Dépendance en température de la mobilité dans un semiconducteur homogène

Par définition (Équation VI-1), la mobilité μ est le coefficient de proportionnalité entre la vitesse moyenne des porteurs de charge libre ν et le champ électrique E.

$$v = \mu E \qquad \text{Équation VI-1}$$

La mobilité peut être limitée par différents phénomènes, par exemple la diffusion due aux phonons, la diffusion due aux charges ou à la rugosité de la surface. Les contributions de ces phénomènes à la mobilité peuvent être considérés comme indépendants alors la règle de Matthiessen permet d'obtenir l'Équation VI-2.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{phonon}} + \frac{1}{\mu_{Coulomb}} + \frac{1}{\mu_{Neutre}} + \frac{1}{\mu_{SR}} \qquad \text{Équation VI-2}$$

Dans cette équation, μ_{phonon} représente la diffusion due aux phonons, c'est-à-dire aux modes de vibrations du réseau cristallin, $\mu_{Coulomb}$ représente la diffusion due aux charges, μ_{Neutre} celle liée aux défauts non chargés et μ_{SR} celle liée à la rugosité de surface. D'après l'Équation VI-2, c'est le mécanisme qui est à l'origine de la plus faible contribution qui va limiter la mobilité globale. Notamment, un dispositif qui présente un état de surface de mauvaise qualité sera limité en termes de mobilité par le terme μ_{Neutre}. Il est possible de trouver dans la littérature la Figure VI-1 [OLI 1981], qui représente la mobilité globale en fonction de la température, en précisant les mécanismes limitant la mobilité.

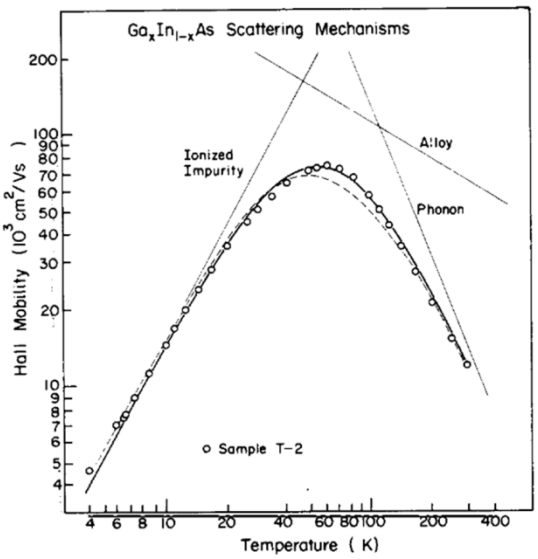

Figure VI-1: *Mobilité hall en fonction de la température dans un dispositif en $Ga_xIn_{1-x}As$. [OLI 1981] Cette image met bien en valeur la relation entre le mécanisme limitant la diffusion et la variation de la mobilité avec la température.*

Comme précisé en introduction de cette partie, l'étude de la mobilité des transistors à différentes températures permet d'évaluer l'importance de ces contributions. Il est pour cela nécessaire de connaitre l'évolution avec la température de ces différentes contributions.

Pour la diffusion due aux phonons, le réseau cristallin vibre davantage à haute température. Donc, lorsque la température va augmenter, la présence de phonons va de plus en plus limiter la mobilité. Ainsi, μ_{phonon} diminue lorsque la température augmente.

Pour la diffusion due aux charges, c'est l'inverse. A faible température, les charges se déplacent moins vite, ce qui entraine une plus grande déflection liée aux défauts chargés. Donc, lorsque la température augmente, la présence de défauts chargés va de moins en moins limiter la mobilité. Ainsi, $\mu_{Coulomb}$ augmente lorsque la température augmente.

Pour la diffusion liée à la présence de défauts neutres et à la rugosité de surface, il est considéré que la mobilité liée à ce terme est indépendante de la température.

Si les différents processus sont indépendants les uns des autres, on peut écrire l'Équation VI-3, où T est la température en K. [AND 1982]

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{phonon}\left(\frac{300}{T}\right)^{\alpha}} + \frac{1}{\mu_{Coulomb}\left(\frac{T}{300}\right)^{\beta}} + \frac{1}{\mu_{Neutre}} + \frac{1}{\mu_{SR}} \qquad \text{Équation VI-3}$$

Avec α et β des constantes. Les termes μ_{phonon} et $\mu_{Coulomb}$ représentent les contributions liées aux phonons et aux charges à une température de 300 K. En étudiant la variation en température de la mobilité d'un transistor, il est possible de connaitre la contribution majoritaire. Par exemple, si la mobilité décroit avec la température, la contribution majoritaire à la mobilité est μ_{phonon}.

Dans le cas du NN-FET, cette approche est à nuancer car il ne s'agit pas d'un matériau simple mais d'un mélange de nanofil de silicium, dont la dépendance en température de la mobilité peut être décrite grâce à l'Équation VI-3, et de jonctions dont la dépendance en température est à modéliser.

Dans la partie suivante, un état de l'art sur la dépendance en température des nanofils de silicium est proposé.

VI.1.2. Dépendance de la mobilité avec la température: cas des nanofils

En s'appuyant sur la littérature portant sur la dépendance en température des caractéristiques des nanofils, une majorité de publications théoriques observent une diminution de la mobilité avec l'augmentation de la température, ce qui correspond, d'après l'Équation VI-3, à une mobilité limitée largement par les phonons.[HAS 2011] Ces publications portent sur des nanofils de très faibles diamètres, ce qui permet d'effectuer certaines approximations (transport 1D, niveaux d'énergie discrets). Pour les valeurs de diamètres de nanofils utilisés dans cette thèse (40 nm), on préfère négliger ces aspects. Nous

préférons modéliser la dépendance en température du transistor à nanofil de silicium comme celle d'un dispositif sur substrat massif ou à film mince.

Par ailleurs, on peut s'attendre à un fort impact du terme lié à la rugosité de surface. En effet, en se basant par exemple sur [COL 2006], qui étudie l'influence de la température sur un MOSFET de type trigate SOI, il est visible un plateau de mobilité pour les températures < 100 K. Ce plateau est attribué à l'influence de la rugosité de surface. Sachant que les nanofils utilisés pour les nanonets ne sont pas optimisés au niveau de leur surface, on peut s'attendre à une influence encore plus importante pour nos dispositifs. Des observations similaires sont obtenues pour un NW-FET de type N sur base SOI.[PAZ 2016]

L'étude de la dépendance en température de la mobilité du NN-FET dans le cas du régime « nanofils en parallèle » nous permettra de conclure sur la dépendance en température des nanofils seuls, les jonctions n'étant pas impliquées dans la conduction dans cette configuration.

La dépendance en température des nanofils ayant été introduite, le but de la prochaine partie est de proposer un modèle simple permettant de décrire la dépendance en température pour le passage du courant à travers les jonctions.

VI.1.3. Dépendance de la mobilité avec la température: cas des jonctions

Dans la littérature, il n'existe pas d'analyse détaillée de la jonction entre deux nanofils de silicium. Dans le chapitre 3, les jonctions sont modélisées par des résistances constantes, ce qui constitue un modèle à l'ordre 0. Dans la littérature, les jonctions les plus étudiées sont celles entre les CNTs et entre les nanofils de ZnO. Les jonctions entre CNTs et le transport à travers les réseaux de CNTs peut être analysé en s'appuyant sur le modèle VRH[27],[YAN 2010] qui n'est valable que pour les jonctions amorphes, ce qui n'est pas le cas des jonctions entre nanofils de silicium. L'étude du transport à travers un réseau de nanofils de ZnO dans la référence [CAI 2019] se fait à partir de la mesure de I_d-V_d, et les jonctions sont modélisées comme des jonctions Schottky. Dans ce même papier, il est néanmoins écrit que les jonctions sont au départ considérées comme des barrières de potentiel, modèle qui est finalement assez similaire à celui que nous allons étudié.

Pour prendre en compte une dépendance en température, il a été décidé de s'inspirer des modèles utilisés pour simuler le fonctionnement des joints de grains dans le silicium polycristallin (souvent appelé polysilicium).[SIN 1985] Les jonctions sont modélisées comme des barrières de potentiel d'énergie d'activation E_a. Ce modèle permet de raffiner le modèle à l'ordre 0 mais reste un modèle classique. Notamment, il n'intègre pas certains effets comme l'effet tunnel.

[27] VRH : *Variable range hopping*

Ce modèle est représenté sur la Figure VI-2. Sur cette figure est représenté à gauche un nanofil noté « 1 », à droite un nanofil noté « 2 » et au milieu la jonction représentée comme étant une barrière de potentiel de hauteur E_a. Dans le nanofil « 1 » est représenté la distribution des porteurs de charge en fonction de leur énergie, qui suit la statistique de Fermi-Dirac (Équation VI-4).

$$n = \frac{1}{exp\left(\frac{E - \mu_{chi}}{kT}\right) + 1} \qquad \text{Équation VI-4}$$

Avec E l'énergie des électrons, μ_{chi} le potentiel chimique, k la constante de Boltzmann et n le nombre de particules au niveau d'énergie E. On peut représenter l'Équation VI-4 sur la Figure VI-3.

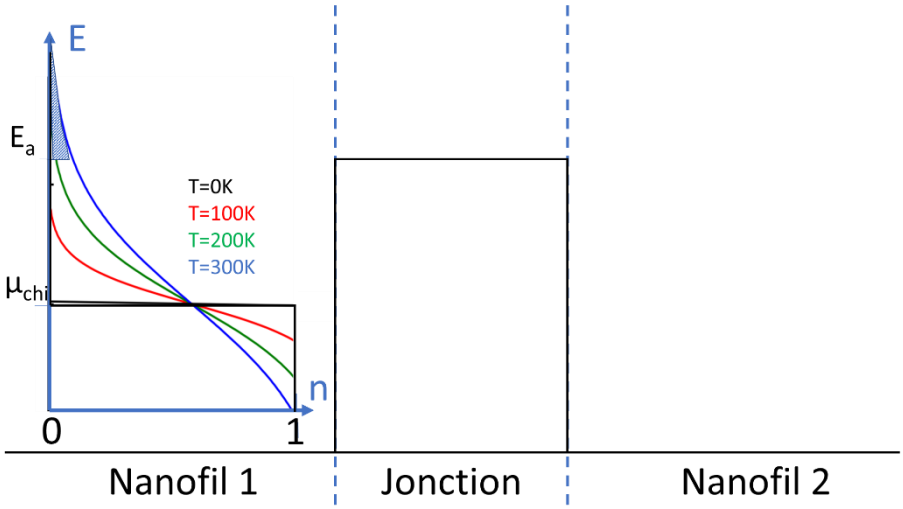

Figure VI-2: *Modélisation du problème des nanofils séparés par une jonction, représentée comme étant une barrière de potentielle de niveau E_a. Au niveau du nanofil 1 est représenté la statistique de Fermi-Dirac. A été colorée la partie de la statistique de Fermi-Dirac correspondant à une énergie supérieure à E_a.*

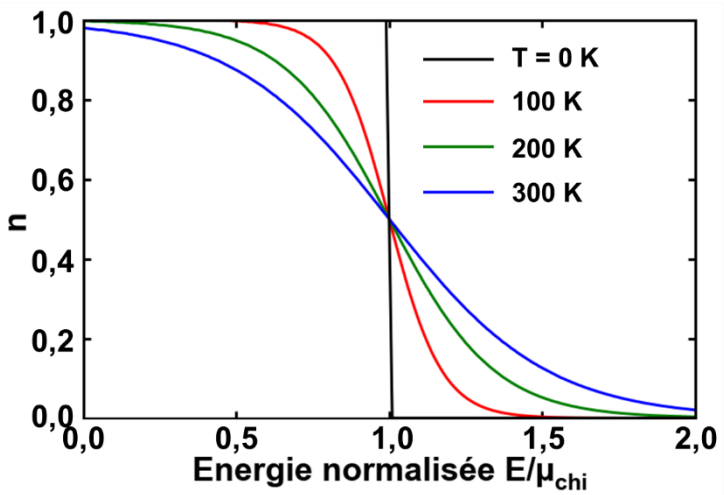

Figure VI-3: *Statistique de Fermi Dirac pour différentes températures*

Dans ce modèle, la température n'influe pas sur la taille de la barrière de potentiel, qui reste égale à E_a, mais sur la statistique de Fermi-Dirac.

Hypothèses :

- $E_a > \mu_{chi}$;
- La barrière ne peut laisser passer que les porteurs de charges ayant une énergie supérieure à E_a.

Dans ce cas, à T = 0 K, aucun porteur de charge ne pourra traverser la barrière. Si la température augmente, le nombre de porteurs de charges avec une énergie supérieure à E_a va augmenter, ce qui va mener à une augmentation du nombre de porteurs pouvant passer la barrière, et donc à une augmentation du courant.

Pour une température assez élevée, la statistique de Fermi Dirac tend vers la distribution de Boltzmann (Équation VI-5).

$$n \propto \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \qquad \text{Équation VI-5}$$

Le courant I_{on} peut être considéré proportionnel au nombre de porteurs de charges pouvant traverser la barrière de niveau E_a, ce qui correspond à la partie colorée de la Figure VI-2. Le courant I_{on} est décrit par l'Équation VI-6.

$$I_{on} \propto \int_{\varepsilon=E_a}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon \qquad \text{Équation VI-6}$$

$$I_{on} \propto \left[-kT\, e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right]_{E_a}^{\infty} \qquad \text{Équation VI-7}$$

$$I_{on} \propto e^{-\frac{E_a}{kT}} \qquad \text{Équation VI-8}$$

D'après l'Équation VI-8, le courant traversant la barrière de potentiel va augmenter avec l'augmentation de la température. Par analogie avec les paramètres électriques principaux extraits par le modèle compact, c'est la mobilité μ_0 qui va évoluer de cette façon.

$$\mu_0 \propto e^{-\frac{E_a}{kT}} \qquad \text{Équation VI-9}$$

Lorsqu'il faut prouver cette dépendance, μ_0 peut être représenté en fonction de 1/T en échelle log, comme sur la Figure VI-4. Si la caractéristique forme une droite (loi d'Arrhénius), il est possible d'extraire E_a à partir de la pente.

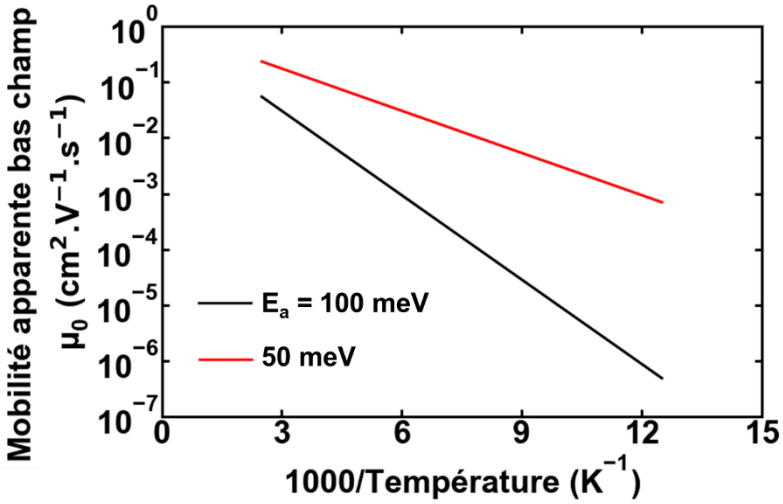

Figure VI-4: *Mobilité apparente μ_0 en fonction de l'inverse de la température, suivant l'Équation VI-9, pour deux valeurs d'énergie d'activation (droite en noir pour E_a = 100 meV et en rouge pour E_a = 50 meV)*

Dans la partie suivante, les caractéristiques statiques NN-FET pour différentes températures sont étudiées, l'analyse de l'évolution de la mobilité en fonction de la température étant basée sur les concepts présentés dans cette partie.

VI.2. Caractérisation statique de NN-FET en fonction de la température

Dans cette partie, les dispositifs utilisés ainsi que le banc de mesure sont présentés, ainsi que les résultats bruts. Après extraction des paramètres électriques avec le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert, ces paramètres sont représentés en fonction de la température. Une dispersion des énergies d'activation des jonctions est proposée, **expliquant à la fois la variation de la mobilité avec la température, mais aussi celle de la tension de seuil.**

VI.2.1. Dispositifs utilisés

Les dispositifs NN-FET dont les caractéristiques sont présentées dans ce chapitre proviennent du lot « passivé ». Le contrôle par effet de champ est obtenu en utilisant le substrat Si/Si_3N_4 comme grille arrière. Pour cette étude, il a été décidé d'utiliser la gamme de L_{masque} la plus large possible, en raison du fait qu'il était attendu que la dépendance en température des NN-FET serait très différente en régime

« nanofils en parallèles » et en régime percolant. 5 dispositifs sont mesurés pour chaque L_{masque} choisi, afin d'avoir un peu de statistique.

VI.2.2. Banc de Mesure

Les NN-FET ont été étudiés en utilisant une station sous pointe cryogénique Süsstec, qui permet d'accéder à une gamme de température entre 80 K et 400 K. Durant cette campagne de mesure, un problème technique a empêché l'exploitation de certaines mesures pour des températures au-dessus de 200 K. Un analyseur HP4155A est utilisé pour mesurer le courant I_d en fonction de la tension de grille V_g appliquée sur la grille arrière, avec la source mise à la masse et une tension constante (soit -4 V soit -9 V) appliquée au drain, cela afin d'étudier le NN-FET dans son régime linéaire de fonctionnement.

VI.2.3. Données brutes et extraction des paramètres électriques

Dans cette partie, les résultats de caractérisation électrique obtenus sur les NN-FET pour différentes températures sont présentés. Le mode opératoire est le suivant. Pour chaque configuration intéressante (L_{masque} et d_{Nfil} fixés), les caractéristiques I_d-V_g obtenues pour un dispositif à différentes températures sont exposées. Ensuite, les paramètres électriques principaux sont extraits à l'aide d'un modèle compact et ces paramètres sont représentés en fonction de la température, pour différentes configurations.

VI.2.3.1. Données brutes : cas « nanofils en parallèles »

Sur la Figure VI-5 sont montrés les caractéristiques I_d-V_g obtenues à différentes températures pour des dispositif tel que L_{masque} = 5 µm (avec d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} pour la Figure VI-5-(a) et d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2} pour la Figure VI-5-(b)). Lorsque L_{masque} est inférieur à la longueur moyenne des nanofils (7 µm), alors on peut considérer que la conduction électrique est majoritairement due aux nanofils contactant directement la source et le drain.

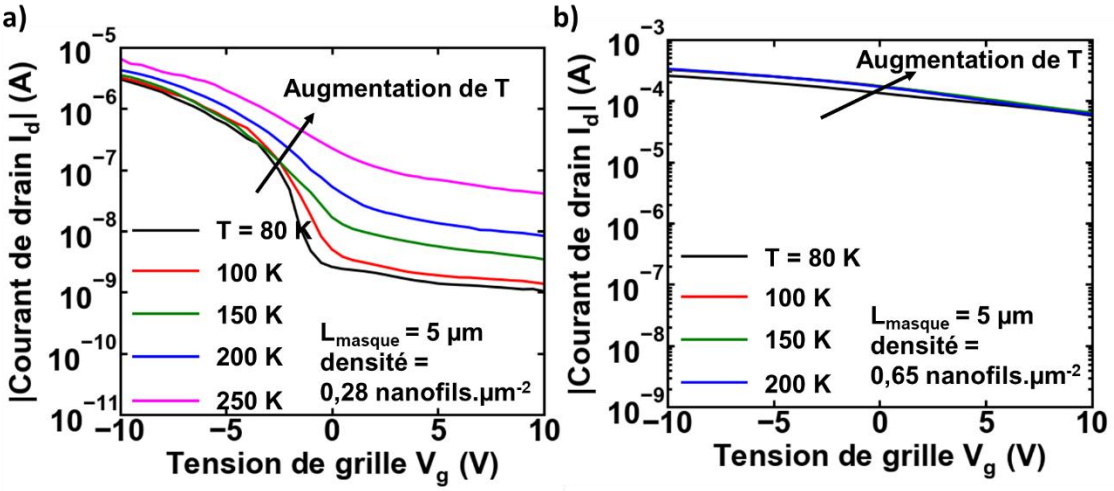

Figure VI-5 : *Mesures : Caractéristiques I_d-V_g obtenues pour un dispositif tel que L_{masque} = 5 µm à différentes températures. a) d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} et V_d = -4 V b) d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2} et V_d = -9 V*

Une augmentation assez faible de la mobilité avec la température est visible sur les deux figures. Sur la Figure VI-5-(a), une importante augmentation du courant à l'état OFF est visible, ce qui peut s'expliquer par un mécanisme de fuite activé en température. Une variation de la pente sous le seuil peut être visible mais est difficile à interpréter en raison de la variation de courant à l'état OFF. Sur la Figure VI-5-(b), la pente sous le seuil ainsi que la tension de seuil paraissent indépendantes de la température.

VI.2.3.2. Données brutes: régime percolant

Sur la Figure VI-6 sont montrées les caractéristiques I_d-V_g obtenues à différentes températures pour un dispositif tel que L_{masque} = 50 µm (avec d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} pour la Figure VI-6-(a) et d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2} pour la Figure VI-6-(b)). Sur la Figure VI-7 sont montrées les caractéristiques I_d-V_g obtenues à différentes températures pour un dispositif tel que L_{masque} = 1000 µm et d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2}.

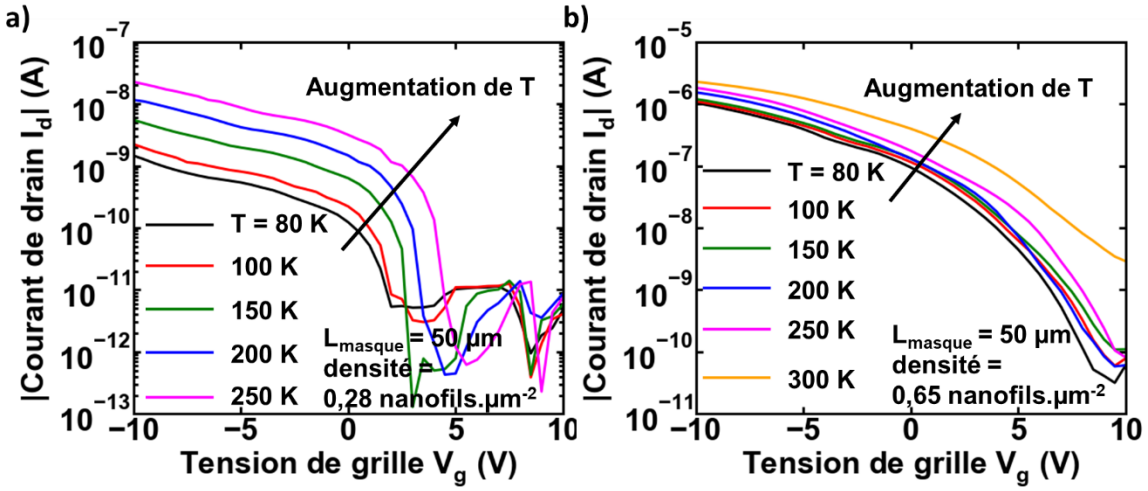

Figure VI-6 : *Mesures : Caractéristiques I_d-V_g obtenues pour un dispositif tel que L_{masque} = 50 µm à différentes températures. a) d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} et V_d = -4 V b) d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2} et V_d = -9 V*

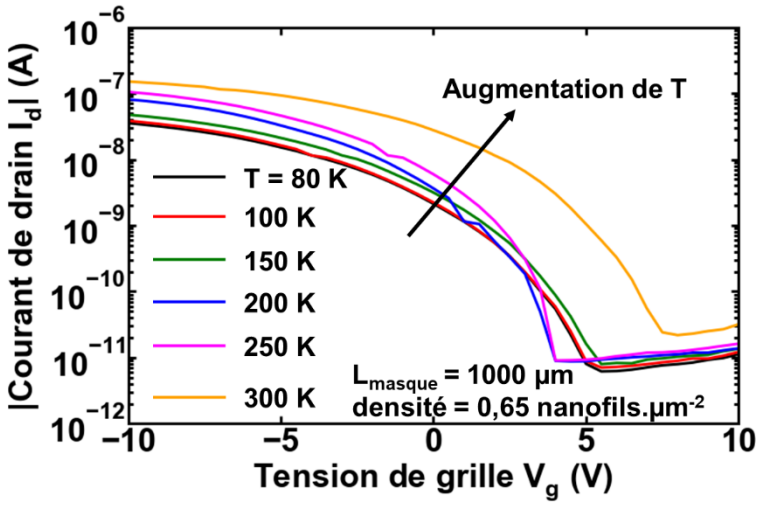

Figure VI-7 : *Mesures : Caractéristiques I_d-V_g obtenues pour un dispositif tel que L_{masque} = 1000 µm et d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2}, à différentes températures et pour V_d = -9 V*

Pour les dispositifs étudiés sur ces figures, L_{masque} est très grand par rapport à la longueur moyenne des nanofils. Donc, le régime de conduction des NN-FET est le régime percolant, c'est-à-dire que le chemin de conduction est constitué de nanofils et de jonctions inter-nanofils.

Le courant à l'état ON augmente avec la température, avec une amplitude de variation plus importante que pour les dispositifs non percolants. Un décalage de la tension de seuil vers les tensions positives est aussi visible lorsque la température augmente.

Pour les dispositifs NN-FET en régime percolant, les variations observées sur les caractéristiques les plus intéressantes ont lieu à forte inversion ou à la limite du seuil. Dans la partie suivante, les paramètres électriques principaux sont extraits.

VI.2.3.3. Extraction des paramètres électriques

Pour cette extraction de paramètres, nous avons utilisé le modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert comme dans les chapitres précédents. Le paramètre électrique d'atténuation au premier ordre de la mobilité θ_1 est maintenu à 0 V^{-1} car les paramètres électriques extraits sont aberrants si θ_1 est laissé libre (cela étant lié au fait que la gamme de V_g étudiée est assez étroite et que peu de points sont mesurés sur chaque cycle). Ainsi, il est possible d'extraire la mobilité apparente à bas champ μ_0, le facteur d'idéalité de la pente sous le seuil n et la tension de seuil V_{th}.

Les Figure VI-8 à Figure VI-10 montrent l'évolution de μ_0 en fonction de l'inverse de la température pour des densités de nanofils et des L_{masque} différents :

- La Figure VI-8 pour $L_{masque} < L_{moyen}$ (5 µm) et $L_{masque} > L_{fil}$ (50 µm) et pour une faible densité de nanofils (0,28 nanofils.µm^{-2}) ;
- La Figure VI-9Figure VI-8 pour les mêmes L_{masque} et pour une importante densité de nanofils (0,65 nanofils.µm^{-2}) ;
- La Figure VI-10 pour la même densité et pour $L_{masque} >> L_{fil}$ (1000 µm).

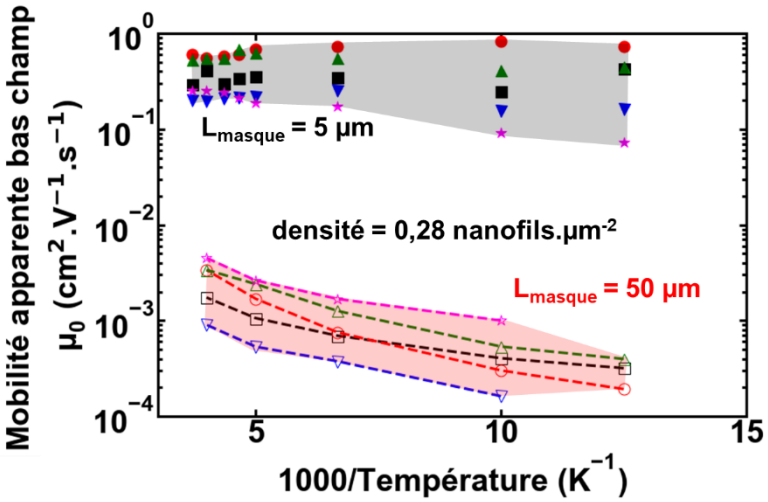

Figure VI-8 : *Mesures : Variations de μ_0 en fonction de l'inverse de la température pour les dispositifs tel que d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2}. Avec les symboles pleins dans la zone colorée en noir sont représentés les valeurs de μ_0 correspond à L_{masque} = 5 µm. Avec les symboles creux dans la zone colorée en rouge sont représentés les valeurs de μ_0 correspond à L_{masque} = 50 µm. Les lignes en pointillés sont des guides pour les yeux.*

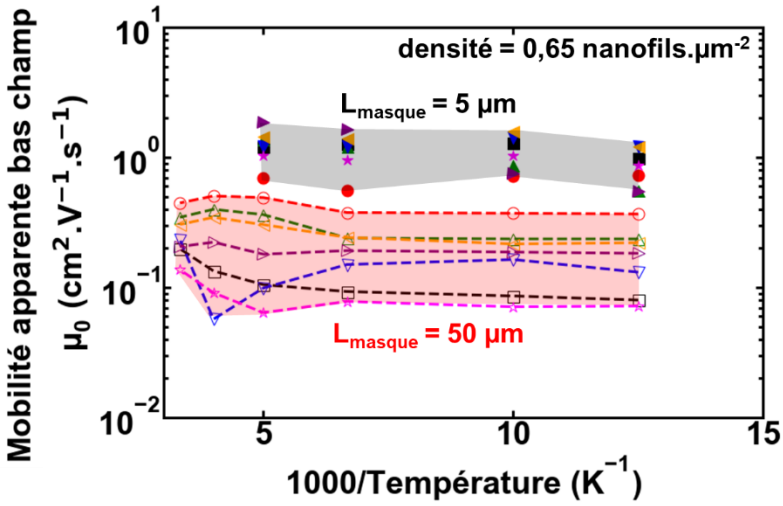

Figure VI-9 : *Mesures : Variations de μ_0 en fonction de l'inverse de la température pour les dispositifs tel que d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2}. Avec les symboles pleins dans la zone colorée en noir sont représentés les valeurs de μ_0 correspond à L_{masque} = 5 µm. Avec les symboles creux dans la zone colorée en rouge sont représentés les valeurs de μ_0 correspond à L_{masque} = 50 µm. Les lignes en pointillés sont des guides pour les yeux.*

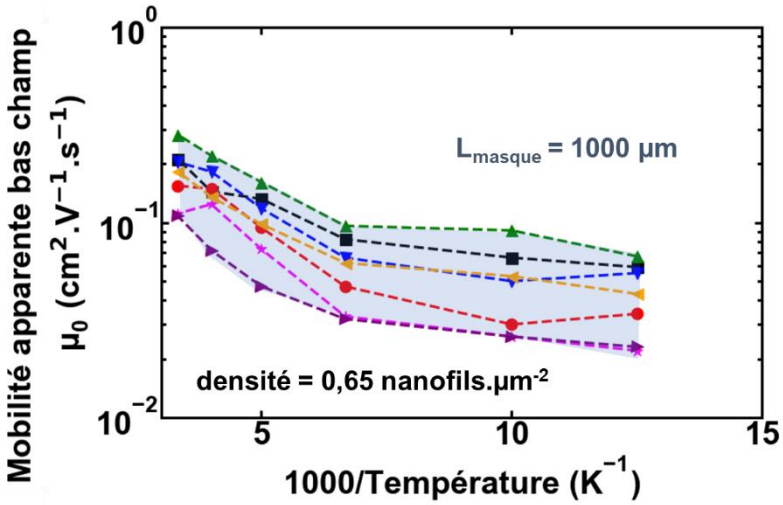

Figure VI-10 *Mesures : Variations de μ_0 en fonction de l'inverse de la température pour les dispositifs tel que d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2} et L_{masque} = 1000 µm.*

Sur ces figures, on constate que μ_0 augmente avec la température. A d_{Nfil} constante (par exemple, sur la Figure VI-8), la mobilité augmente plus fortement à L_{masque} plus élevée. A L_{masque} constant (par exemple, en comparant les Figure VI-8 et Figure VI-9 pour L_{masque} = 50 µm), la mobilité augmente plus fortement lorsque d_{Nfil} est faible.

La Figure VI-11 présente la variation de la tension de seuil V_{th} extraite en fonction de la température pour L_{masque} = 50 µm et d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} pour 5 dispositifs nominalement identiques. Sur cette figure, V_{th} augmente avec la température ou reste constant.

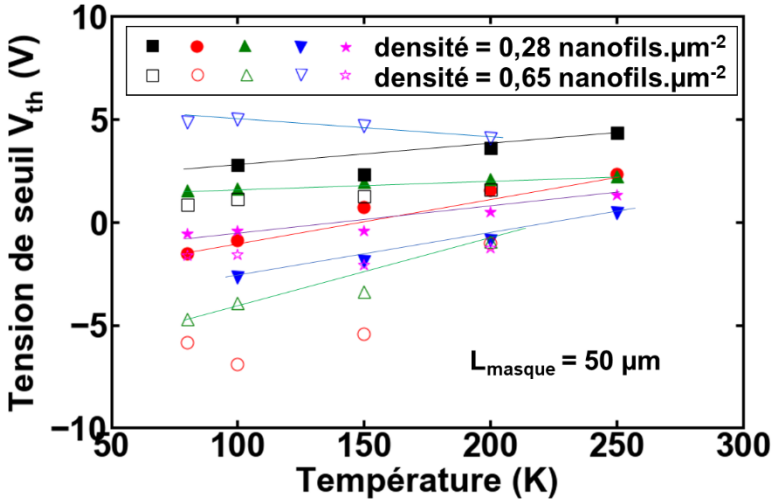

Figure VI-11 : *Mesures : Variation de la tension de seuil V_{th} en fonction de la température pour L_{masque} = 50 µm et deux valeurs de d_{Nfil}. Les symboles pleins correspondent à d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2} et les symboles en creux à d_{Nfil} = 0,65 nanofils.µm^{-2}. Les lignes sont des guides pour les yeux .*

La prochaine partie est consacrée à l'explication de ces tendances.

VI.2.4. Analyse

μ_0 n'évolue pas avec la température dans le cas des NN-FET avec L_{masque} = 5 µm (Figure VI-8 et Figure VI-9). Dans cette configuration, le NN-FET est en régime « nanofils en parallèles », ce qui signifie que seuls les nanofils sont responsables de cette variation en fonction de la température. D'après la partie VI.1.2, cela signifie que la mobilité dans les nanofils est majoritairement limitée par des contributions qui ne dépendant pas de la température, par exemple la présence de défauts neutres (par exemple un état de surface non optimisé).

En régime percolant, μ_0 augmente avec la température dans certaines configurations de NN-FET (Figure VI-8 et Figure VI-10 notamment). Si les propriétés de transport des nanofils sont indépendantes de la température, cela signifie que cette dépendance en température est explicable seulement par la présence des jonctions.

A ce niveau, deux conclusions s'imposent :

- Les propriétés de transport des nanofils sont pratiquement indépendantes de la température (Conclusion 6.1)
- Les propriétés de transport des jonctions sont dépendantes de la température (Conclusion 6.2)

Pour affiner la Conclusion 6.2, nous avons essayé d'obtenir une correspondance entre le modèle décrit par l'Équation VI-9 et les variations du μ_0 expérimental avec la température. Cela est représenté sur la Figure VI-12, pour une longueur L_{masque} = 50 µm et d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2}.

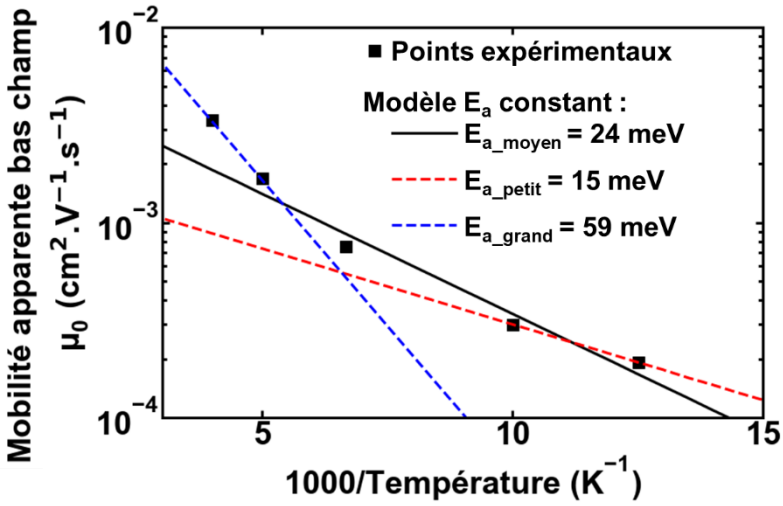

Figure VI-12 : *Mesures : μ_0 en fonction de l'inverse de la température. Les symboles carrés représentent les données expérimentales. La ligne rouge (respectivement la ligne bleue) est obtenue en faisant correspondre le modèle décrit par l'Équation VI-9 avec les points à 80 K et 100 K (respectivement à 200 K et 250 K) (E_a = 15 meV) (respectivement E_a = 59 meV). La ligne noire est obtenue en faisant une régression linéaire avec les points compris entre 80 K et 200 K (E_{a_moyen} = 24 meV).*

Pour ce cas, une énergie d'activation E_{a_moyen} de 24 meV peut être extraite. Ce E_{a_moyen} est obtenu grâce à une régression linéaire sur les points obtenus entre 80 K et 200 K. Mais le modèle ne correspond pas tout à fait aux résultats expérimentaux, notamment car les points $\mu_0 = f(1/T)$ ne suivent pas une loi d'Arrhenius. Plus précisément, il est observé une augmentation de la pente avec l'augmentation de la température, ce qui correspondrait à une augmentation de E_a.

Nous avons extrait E_{a_moyen} est extrait pour d'autres configurations de dispositifs. Les résultats obtenus sont synthétisés sur la Figure VI-13.

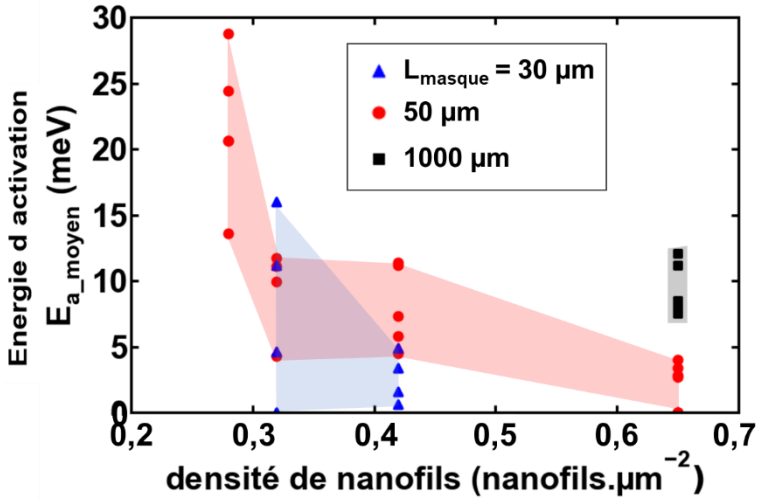

Figure VI-13 : *Mesures : Énergie d'activation E_{a_moyen} fonction de la densité de nanofils pour différentes valeurs de L_{masque}.*

Sur cette figure ont été positionnées seulement les configurations pour lesquelles la dépendance de μ_0 avec la température est visible. Pour L_{masque} = 1000 µm, les seuls dispositifs fonctionnels étaient ceux utilisant les nanonets les plus denses, les autres étant en dessous du seuil de percolation. Pour L_{masque} = 30 µm, seuls 2 densités de nanofils ont été mesurées. Sur cette figure, E_{a_moyen} diminue avec d_{Nfil} et augmente avec L_{masque}.

Or, dans le cas où il n'y aurait pas de dispersion en énergie d'activation pour les jonctions, E_{a_moyen} devrait rester égal à E_a en régime percolant.

Dans ce cette partie, nous avons montré que l'évolution du courant en fonction de l'inverse de la température ne suivait pas une loi d'Arrhenius et que E_{a_moyen} changeait avec la densité. Ces deux observations ne correspondent pas au résultat attendu pour un système constitué de jonctions sans dispersion en énergie d'activation. Le but de la prochaine partie est de préciser les caractéristiques attendues en cas de dispersion en énergie d'activation.

VI.2.5. Effet d'une dispersion en E_a des jonctions sur la mobilité apparente

VI.2.5.1. Variation de μ_0 avec la température

Cette dispersion en énergie d'activation des jonctions peut s'expliquer de différentes manières, à commencer par l'aspect aléatoire de la qualité du frittage et la dispersion en diamètre des nanofils. Dans cette partie, les tendances de la Figure VI-12 et Figure VI-13 vont être étudiées à la lumière de cette nouvelle hypothèse.

Dans un premier temps nous allons considérer le cas simple d'une infinité de chemins en parallèle, chacun comprenant une jonction. On fait l'hypothèse que les énergies d'activation de ces jonctions sont réparties suivant une loi gaussienne. On simule ce modèle avec l'Équation VI-10.

$$\mu_0 = K \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{E_a}{kT}} \times \mathcal{N}(E_a, E_{a0}, \sigma_{Ea})\, dE_a \qquad \text{Équation VI-10}$$

Dans cette équation, $\mathcal{N}(E_a, E_{a0}, \sigma_{Ea})$ est la densité de probabilité de E_a, suivant une loi de distribution normale centrée en E_{a0} et d'écart type σ_{Ea}. À noter que ce E_{a0} (qui est la moyenne de la distribution gaussienne) n'est pas forcément égal au E_{a_moyen} défini dans la partie précédente comme la valeur de E_a, obtenue par régression linéaire sur les $\mu_0 = f(1/T)$ pour une température comprise entre 80 K et 200 K.

La Figure VI-14 montre qu'il est possible d'obtenir une correspondance correcte entre l'Équation VI-10 et les données expérimentales présentées à la Figure VI-8. Cette figure est tracée pour le cas

L_{masque} = 50 µm et d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2}. Les valeurs de E_{a0} et de σ_{Ea} obtenues sont cependant à nuancer car la configuration expérimentale n'est pas comparable au modèle. Néanmoins, on vérifie bien que la présence d'une dispersion en E_a peut expliquer la tendance observée.

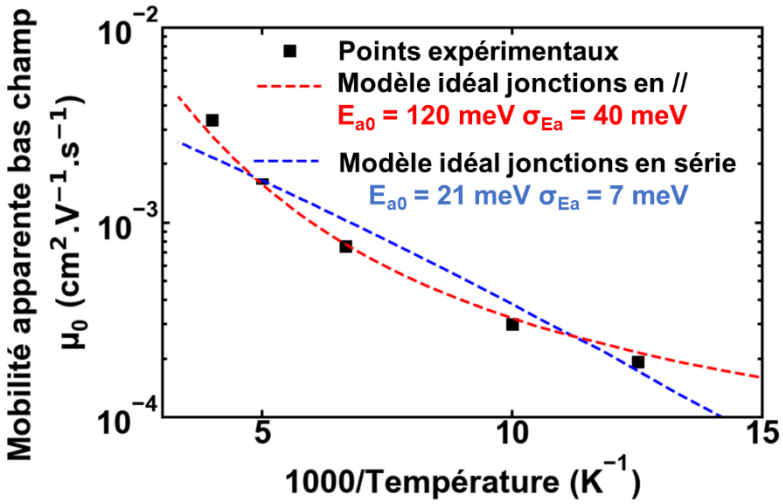

Figure VI-14 : *Mesures : μ_0 en fonction de l'inverse de la température pour un dispositif tel que L_{masque} = 50 µm et d_{Nfil} = 0,28 nanofils.µm^{-2}. Les symboles carrés correspondent aux points expérimentaux. La ligne rouge correspond au modèle idéal parallèle, de l'Équation VI-10. La ligne bleue correspond au modèle idéal série, de l'Équation I-1.*

On peut évaluer également ce que donnerait un modèle présentant un seul chemin de conduction constitué cette fois d'une infinité de jonctions en séries. On obtient l'Équation I-1.

$$\frac{1}{\mu_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{Ke^{-\frac{E_a}{kT}}} \times \mathcal{N}(E_a, E_{a0}, \sigma_{Ea})\, dE_a \qquad \text{Équation VI-11}$$

Ce modèle est aussi représenté sur la Figure VI-14. Il est impossible avec ce modèle d'obtenir une correspondance avec les données expérimentales. En effet, le fait d'ajouter une dispersion en E_a crée une courbure de μ_0 = f(1/T) dans le mauvais sens.

VI.2.5.2. Variation de E_a avec la densité et L_{masque}

Sur la Figure VI-13, E_{a_moyen} diminue avec d_{Nfil} et augmente avec L_{masque}. Nous allons dans cette partie expliquer comme la prise en compte d'une dispersion en énergie d'activation peut expliquer une évolution de la dépendance en température de μ_0 lorsque la densité et L_{masque} varient.

Sur la Figure VI-15-(a) est présenté un cas idéal où seulement un chemin de conduction relie la source et le drain. Cela peut être obtenu dans une configuration avec une densité faible. S'il y a une dispersion en

E_a des jonctions, la E_a équivalente du chemin de conduction sera la plus grande du chemin de conduction (Équation VI-12).

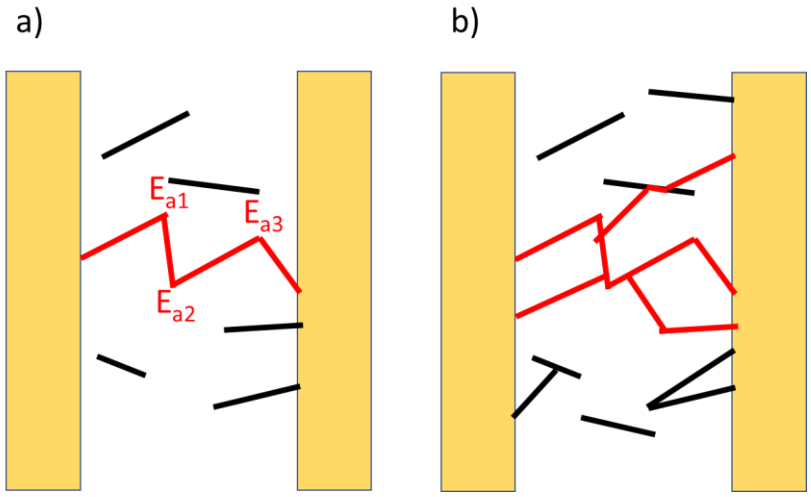

Figure VI-15 *: a) Représentation du chemin de conduction idéal pour d_{Nfil} faible ou L_{masque} grand. Dans ce cas, l'énergie d'activation du chemin est celle de la jonction avec la plus grande énergie d'activation. b) Représentation du cas où d_{Nfil} augmente. Dans cette configuration, l'énergie d'activation du réseau ne peut qu'être inférieure ou égale à celle du cas a).*

$$E_{a_chemin}=\max(E_{a1},E_{a2},...,E_{aN}) \qquad \text{Équation VI-12}$$

Avec E_{a_chemin} l'énergie d'activation totale du chemin, E_{ai} l'énergie d'activation de la jonction i et N le nombre de jonctions. Si d_{Nfil} augmente, des chemins en parallèles supplémentaires seront ajoutés, comme présenté sur la Figure VI-15-b). Dans ce cas, l'énergie d'activation totale du réseau peut seulement diminuer, si un des chemins supplémentaires présente une énergie d'activation plus faible que le chemin de l'Équation VI-12.

On trouve la même tendance lorsque L_{masque} diminue que lorsque la densité augmente.

Les conclusions proposées dans la partie précédente peuvent ainsi être affinées :

- Les jonctions peuvent être modélisés comme étant des barrières d'énergie E_{ai} (Conclusion 6.3)
- Les E_{ai} des jonctions sont dispersés (Conclusion 6.4)

Pour finir, il est possible d'estimer la dispersion possible des E_{ai}. Tout d'abord, en se basant sur la Figure VI-13, il est notable que les E_{ai} peuvent être assez faibles, ce qui explique pourquoi il existe des configurations de NN-FET où la dépendance en température n'est pas visible, même en régime percolant. En se basant sur la correspondance entre l'Équation VI-10 et la Figure VI-14, le modèle idéal correspond aux données expérimentales que si un E_{a0} de l'ordre de 100 meV est choisi. Le fait de rajouter des jonctions en série dans ce modèle idéal va nécessairement conduire à la suppression des chemins de plus

faible E_a. De plus, il y a méconnaissance sur la loi de distribution des énergies d'activation. Ces questions seront détaillées dans la dernière partie de ce chapitre.

VI.3. Effet d'une dispersion en E_a des jonctions sur la variation de la tension de seuil avec la température

Sur la Figure VI-11, V_{th} augmente avec la température. Pour les FETs, ce résultat est assez connu, et est lié à une variation de potentiel de surface.[JEO 2013] Mais cette variation n'étant pas aussi visible sur les dispositifs avec L_{masque} = 5 µm, il y a une contribution à la variation de la tension de seuil due à la présence de jonctions.

Les Conclusions 6.3 et 6.4 permettent de statuer sur la présence d'une distribution en énergie d'activation pour les jonctions. Dans ce cas, lorsque la température augmente, des chemins pouvant être considérés comme isolants à basse température peuvent devenir passants. Pour donner un ordre de grandeur, si un chemin à une énergie d'activation de 120 meV et un autre une énergie d'activation de 80 meV et qu'ils se trouvent en parallèle, le rapport entre les courants circulant à travers ces jonctions sera de 335 à 80 K et de 5 à 300 K. À 80 K, la jonction avec une énergie d'activation de 120 meV peut être considérée comme isolante devant la jonction avec une énergie d'activation de 80 meV, mais pas à 300 K.

Cela résulte en une augmentation de la densité électrique apparente, pour une même densité réelle du NN-FET. Or, dans la partie 4, il est expliqué que l'augmentation de la densité conduisait à une augmentation de la tension de seuil. L'explication proposée est donc cohérente avec le résultat expérimental obtenu.

VI.4. Simulation Monte Carlo

Le NN-FET peut être simulé comme un mélange de dimension fini de jonctions en série et en parallèles. Il est donc sûr que le cas réel sera un mélange entre les deux modèles idéaux proposés dans la partie précédente. Pour valider cette vision, une simulation Monte Carlo du NN-FET est nécessaire, qui est le sujet de cette dernière partie.

Dans cette partie nous reprenons la simulation Monte Carlo du NN-FET en tenant compte de la variation de la température. Cette méthode de simulation se trouve dans la continuité directe de celle présentée lors du chapitre 3, et en constitue une amélioration. Pour cette raison, il est surtout question dans cette partie de discuter de la modélisation de la dépendance en température des différents composants dans la simulation, en se basant sur les conclusions de la partie précédente.

VI.4.1. Modélisation des nanofils

Conformément à la Conclusion 6.1, les caractéristiques électriques des nanofils sont considérées indépendantes de la température. La modélisation des nanofils est donc strictement identique à leur modélisation dans le chapitre 3. De plus, dans un objectif de simplification, et pour centrer l'étude sur l'influence de la température sur la mobilité, l'effet de la dispersion en tension de seuil des nanofils individuels n'est pas prise en compte. Cela a un autre avantage, celui de pouvoir considérer I_d à un V_g donné, dans le régime de forte inversion, comme proportionnel à la mobilité bas champ.

VI.4.2. Modélisation des jonctions

Dans les simulations du chapitre 3, les jonctions sont modélisées comme des résistances constantes. En se basant sur les conclusions 6.3 et 6.4, les jonctions sont désormais modélisées comme des résistances dont la valeur varie avec la température, suivant l'Équation VI-13.

$$G_{jonction_i} = K\, e^{-\frac{E_{a_i}}{kT}} \qquad \text{Équation VI-13}$$

Dans cette équation, $G_{jonction\ i}$ est la conductance de la jonction i et $E_{a\ i}$ est l'énergie d'activation de la jonction i. L'énergie d'activation des jonctions sera obtenue par tirage au sort suivant une loi de probabilité à définir. Le terme K est une constante choisie de manière à obtenir une valeur de $R_{jonction}$ d'un ordre de grandeur raisonnable, c'est-à-dire entre 1 MΩ et 10 MΩ à 300 K.

VI.4.3. Résultats

La différence notable entre la méthode de simulation proposée au chapitre 3 et celle présentée dans ce chapitre est la dépendance en température de la conductance des jonctions, suivant l'Équation VI-13. Pour simuler le fonctionnement du nanonet, il faut donner une loi de probabilité décrivant la dispersion en énergie d'activation des jonctions.

VI.4.3.1. Pas de dispersion

Dans un premier cas de figure, les énergies d'activations des jonctions sont considérées identiques et égales à une valeur E_{a0}. Cette expérience permet de valider le fonctionnement de l'algorithme ainsi que de confirmer nos attentes dans une situation sans dispersion en énergie d'activations. Sur la Figure VI-16, il est possible de voir les caractéristiques I_d-V_g obtenues à différentes températures pour deux valeurs de E_a différentes (E_{a0} = 50 meV et E_{a0} = 120 meV) pour une configuration L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}.

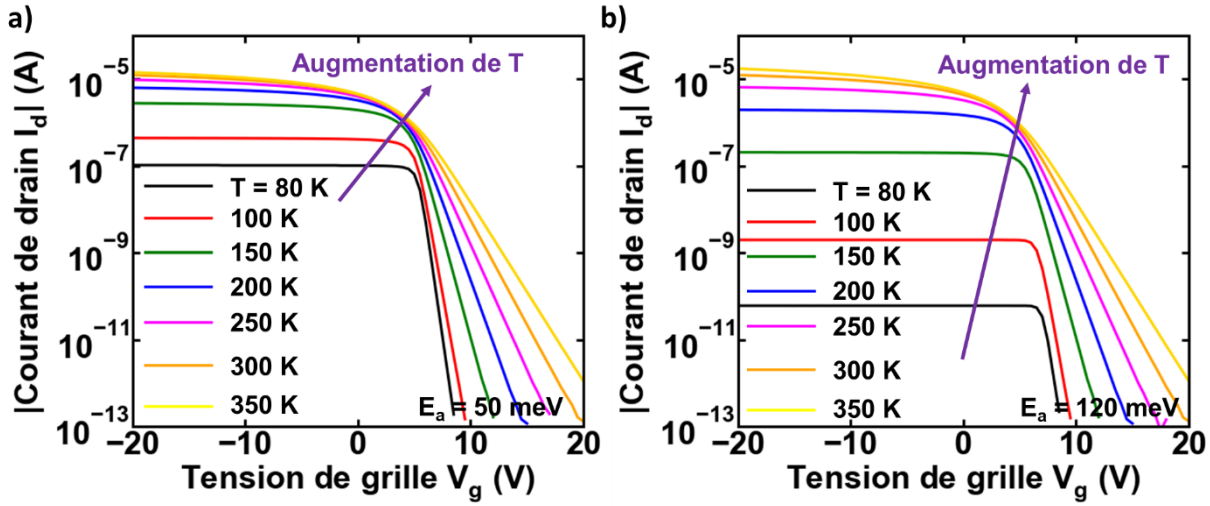

Figure VI-16 : *Simulation : I_d-V_g à différentes températures pour deux valeurs d'énergie d'activation (a) E_{a0} = 50 meV et b) E_{a0} = 120 meV) pour L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}. Les échelles sont les mêmes.*

Le paramètre d'intérêt étant la mobilité, proportionnelle ici à I_d en régime forte inversion, la discussion portera directement sur I_{on}, défini ici comme étant égal à I_d pour V_g = -20 V. Ce courant est tracé en fonction de l'inverse de la température sur la Figure VI-17, pour une même longueur de masque (L_{masque} = 30 µm), deux densités différentes (0,13 nanofils.µm^{-2} et 0,23 nanofils.µm^{-2}) et deux valeurs de E_{a0} (50 meV et 120 meV).

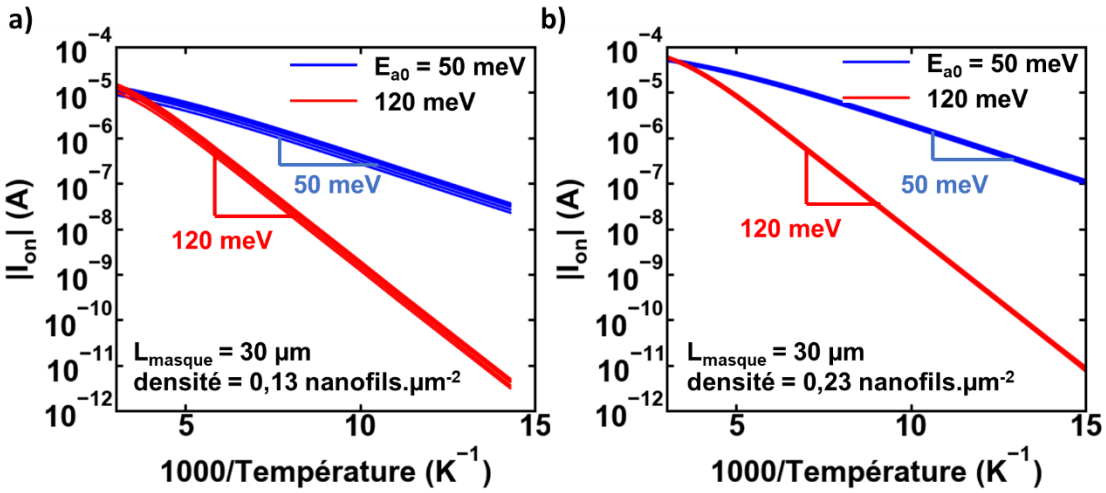

Figure VI-17 : *Simulation : I_{on} en fonction de l'inverse de la température pour deux valeurs de E_a (E_{a0} = 50 meV en bleu et E_{a0} = 120 meV en rouge). 5 dispos sont simulés pour chaque configuration. a) configuration L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}. b) configuration L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,23 nanofils.µm^{-2}.*

Sur cette figure, I_{on} varie bien suivant une loi d'Arrhenius, avec une pente proportionnelle à la valeur de E_{a0}. En l'absence de dispersion de E_a pour les jonctions, la dépendance en température du I_{on} du

nanonet est celle d'une jonction unique. Cela valide l'approche proposée à la partie précédente : sans dispersion des valeurs d'énergie d'activation, on ne peut pas obtenir par simulation les tendances observées sur la Figure VI-12 ou la Figure VI-13.

VI.4.3.2. Loi de probabilité gaussienne

Dans un second temps, on faut l'hypothèse la dispersion en énergie d'activation des jonctions suit une loi de distribution gaussienne centrée en E_{a0} et d'écart type σ_{Ea}, ce qui constitue l'hypothèse classique lorsque la distribution réelle n'est pas connue. La Figure VI-18 montre la variation de I_{on} avec l'inverse la température pour L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}, pour deux exemples de distributions gaussiennes centrées sur la même valeur moyenne (120 meV) mais d'écart type différents.

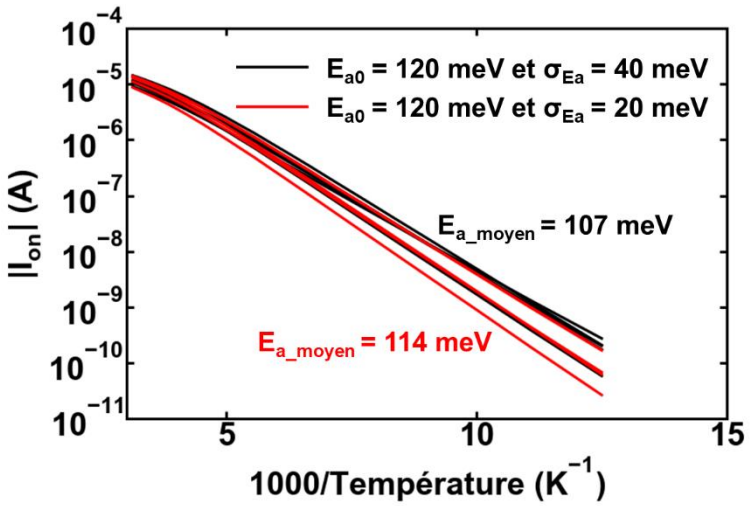

Figure VI-18 : *Simulation : I_{on} en fonction de l'inverse de la température pour deux distributions de E_a (E_{a0} = 120 meV et σ_{Ea} = 40 meV en noir et E_{a0} = 120 meV et σ_{Ea} = 20 meV en rouge) pour L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}*

Pour une distribution gaussienne, I_{on} varie avec la température en suivant toujours une loi d'Arrhenius, dont la pente varie en fonction de E_{a0} et de σ_{Ea} (diminution de la pente avec augmentation de σ_{Ea}). Cette tendance ne correspond pas aux observations expérimentales de la Figure VI-12. Cela peut être dû au fait que la gaussienne est caractérisée par une proportion importante des valeurs proches de la moyenne, ce qui tend à noyer les jonctions de faible énergie d'activation au milieu de chemins constitués de jonctions avec des plus grandes énergies d'activation. Dans ce cas, la chance d'avoir un chemin connectant la source et le drain constituée seulement de jonctions de faible valeur est très faible. La Figure VI-19 représente l'évolution de E_{a_moyen} en fonction de L_{masque} et de d_{Nfil} pour deux distributions gaussiennes différentes.

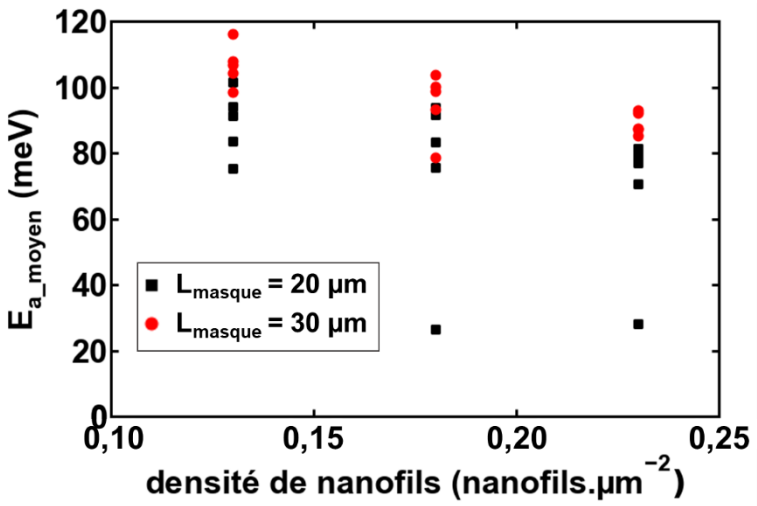

Figure VI-19 : *Simulation : E_{a_moyen} en fonction de la densité de nanofils et de L_{mask} pour E_{a0} = 120 meV et σ_{Ea} = 40 meV.*

La tendance obtenue est similaire à celle obtenue sur la Figure VI-13. Cependant, il est visible que le E_{a_moyen} reste très proche de E_{a0} et varie relativement peu avec la densité de nanofils. Il a donc été envisagé d'utiliser d'autres lois de distributions, présentant des probabilités d'obtenir des jonctions de hauteur de barrière E_a plus faibles plus importante qu'avec une loi gaussienne.

VI.4.3.3.Loi de probabilité bimodale

Il parait donc nécessaire que la loi de probabilité permette d'avoir une probabilité plus importante que la loi gaussienne de tirer des E_a faibles. De nombreuses lois de probabilités classiques présentent cette caractéristique (loi gamma, loi de Paretto, loi exponentielle). Dans tous les cas, il n'est pas possible d'accéder directement à cette loi de distribution grâce à nos données expérimentales.

Pour cette étude, il a donc été décidé de prendre une loi de probabilité *ad hoc* restant suffisamment simple. Les jonctions sont séparées en deux familles, avec une probabilité d'appartenir à la première famille fixée par le paramètre P_0. Dans la première famille, les résistances de jonctions sont indépendantes de la température (donc $E_a = 0$ meV). Dans la seconde famille, les résistances de jonctions sont dépendantes de la température, et la dispersion en E_a suit une loi de probabilité gaussienne. P_0 peut varier entre 0 (toutes les jonctions du réseau présentent une énergie d'activation non nulle) et 1 (toutes les jonctions du réseau sont indépendantes de la température).

Le mécanisme de transport à travers le nanonet est schématisé sur la Figure VI-20. Sur cette figure, les points noirs représentent les jonctions avec une énergie d'activation non nulle. A basse température, les chemins de conduction passant à travers ses jonctions seront isolants comparés aux chemins de conduction ne comprenant que des jonctions présentant une énergie d'activation nulle. Le courant ne circulera donc

qu'à travers un sous-réseau constitué de nanofils connectés entre eux par des jonctions sans énergie d'activation. Ceci peut expliquer la présence d'un plateau de courant à faible température.

Notons que si P_0 est trop faible, il peut arriver que la densité de ce sous-réseau soit inférieure à la densité critique, et donc qu'il n'y ait pas conduction à travers ce sous réseau à faible température. Dans ce cas, à faible température, le réseau équivalent sera composé uniquement de jonctions activées en température, et donc ce plateau ne sera pas visible.

En augmentant la température, la résistance des jonctions activées en température se rapproche de la résistance des jonctions sans énergie d'activation, ce qui conduit à une augmentation de la densité du réseau équivalent, et à la présence dans ce réseau de jonctions activés en température, expliquant la variation du courant avec la température lorsque celle-ci augmente.

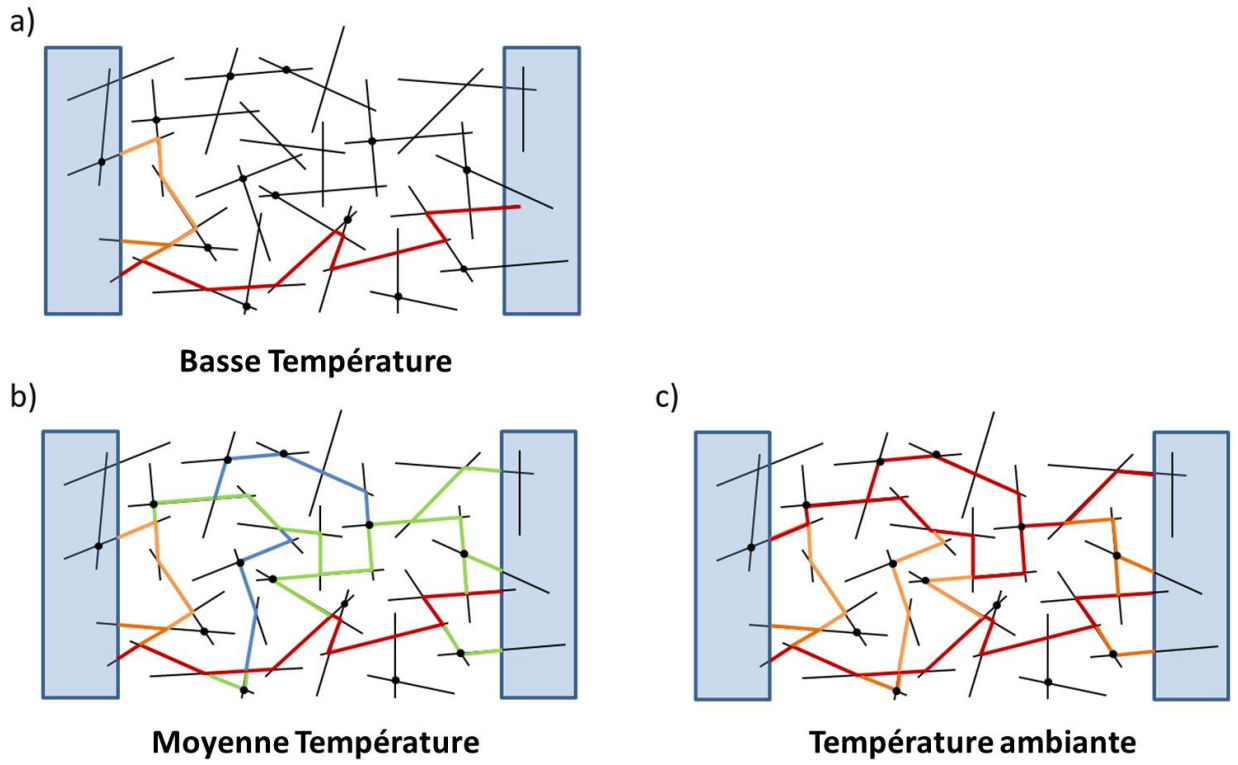

Figure VI-20 *Représentation schématique des chemins de conduction à travers le NN FET à différentes températures, suivant l'hypothèse d'une présence de deux familles de jonctions, une sans dépendance en température de leur résistance (donc toujours égale à 10 MΩ) et l'autre possédant une énergie d'activation non nulle (représentés par des points noirs sur le schéma). Les lignes rouges sont des chemins de conduction, les lignes noires sont des chemins isolants et les lignes bleus et vertes sont des chemins plus résistants que les chemins rouges. A basse température, le courant peut passer seulement à travers les jonctions sans dépendance en température. Lorsque la température augmente, les jonctions activées en température deviennent de plus en plus conductrices. Ainsi, il y a une augmentation de la densité électrique avec la température, sans modification de la densité physique de nanofils.*

Il peut être intéressant de noter que même si ces hypothèses sont très fortes, cette vision reste valable pour des fonctions de distribution plus compliquées. Il est possible en effet de rajouter des modes supplémentaires, de considérer les jonctions de la famille 1 activées en température mais avec une énergie d'activation plus faible que la famille 2.

Dans un premier temps, il a été décidé d'analyser l'effet de P_0 sur la dépendance en température de I_{on}, pour une configuration donnée (L_{masque} = 30 µm et d_{Nfil} = 0,13 nanofils.µm^{-2}). Cette configuration a été choisie pour ces simulations car d'après les données expérimentales, la courbure de la dépendance en température est d'autant plus visible que la densité est faible et L_{masque} grand. La Figure VI-21 représente I_{on} en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de P_0, et pour une unique dispersion gaussienne des E_a pour les jonctions activées en température (E_{a0} = 60 meV et σ_{Ea} = 10 meV)

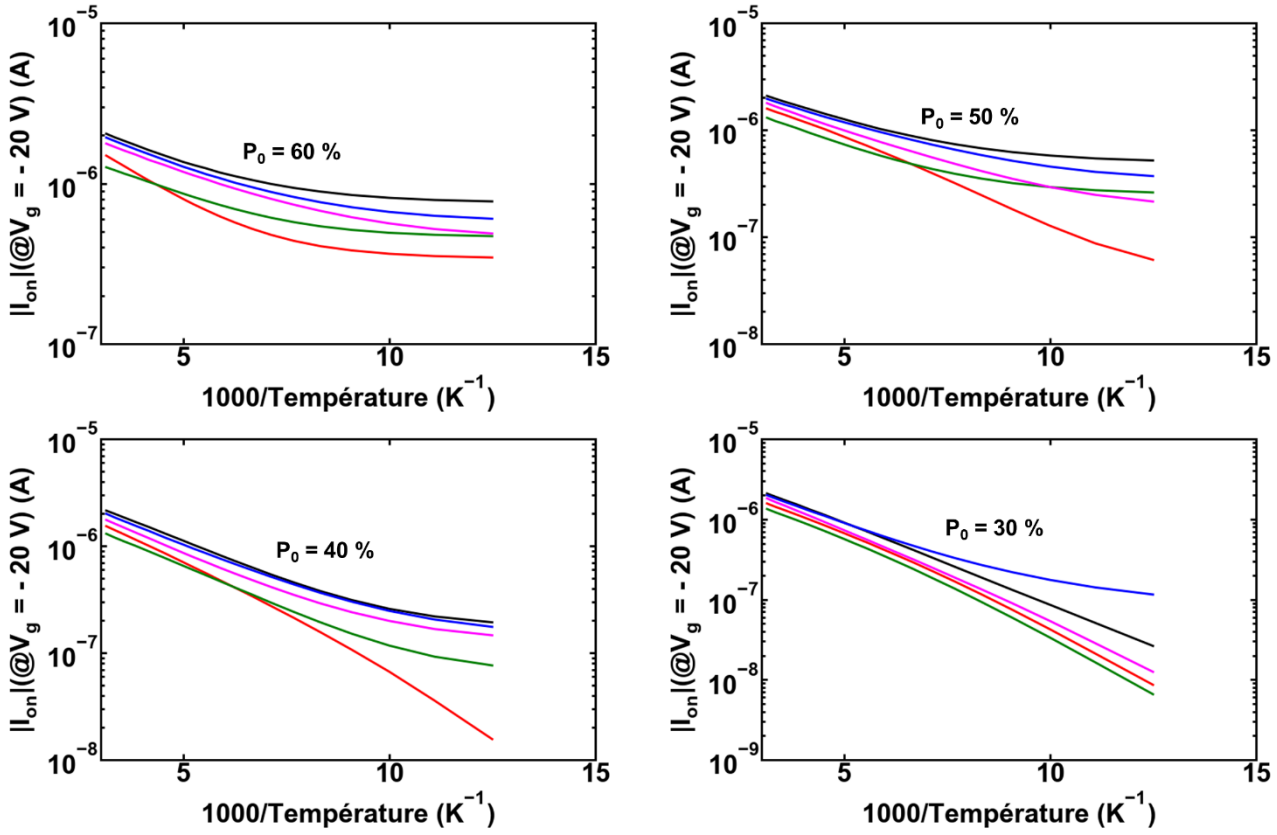

Figure VI-21 : *Simulation : I_{on} en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de P_0, et pour une unique dispersion gaussienne des E_a pour les jonctions activées en température (E_{a0} = 60 meV et σ_{Ea} = 10 meV). P_0 représente la proportion de jonctions sans barrières.*

Pour un P_0 assez grand, la dépendance en température de I_{on} est cohérente avec celle obtenue expérimentalement, avec une augmentation de l'énergie d'activation avec la température. Dans ces cas-là, à basse température, le réseau équivalent est constitué de nanofils reliés entre eux par des jonctions non

activées en température, d'où un plateau de I_{on} observé à faible température. Lorsque la température augmente, les jonctions avec une valeur non nulle de E_a présentent une résistance proche de celle des jonctions non activées. La dépendance en température de I_{on} devient alors une combinaison de la dépendance en température des différentes jonctions du réseau. Pour les valeurs faibles de P_0, il n'y a pas toujours de plateau de I_{on} à faible température. Comme expliqué dans le paragraphe précèdent, cela peut s'expliquer par le fait qu'à basse température, il n'y ait pas de chemin composé intégralement de jonctions non activées en température. Donc, même à faible température, il est possible de voir une dépendance en température de I_{on}.

Il est intéressant aussi de savoir si ce modèle permet d'obtenir la bonne tendance pour la variation de l'énergie d'activation avec L_{masque} et d_{Nfil}. La distribution choisie est (P_0 = 50 %, E_{a0} = 60 meV et σ_{Ea} = 10 meV) afin d'observer l'influence des jonctions non activés. Sur la Figure VI-22 est représentée l'évolution de E_{a_moyen} en fonction de L_{masque} et de d_{Nfil}.

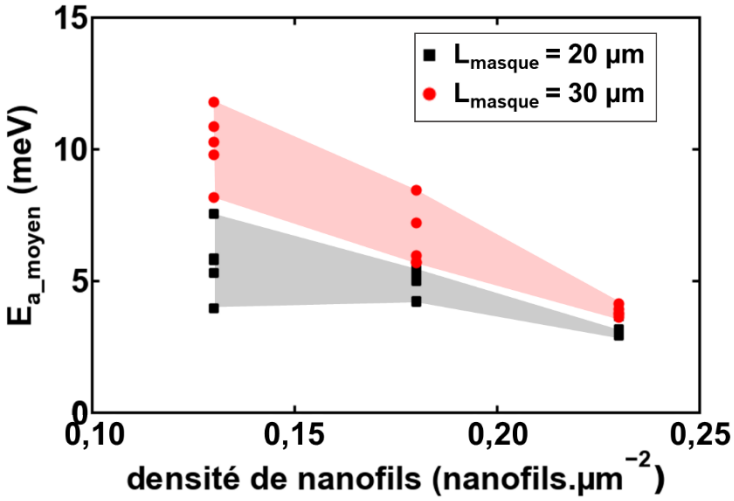

Figure VI-22 : *E_{a_moyen} en fonction de la densité de nanofils et de L_{masque} pour* P_0 = 50 %, E_{a0} = 60 meV et σ_{Ea} = 10 meV.

Les tendances obtenues expérimentalement sont retrouvées. Mais encore une fois, la loi de distribution réelle est inconnue, et les résultats obtenus resteraient bons qualitativement pourvu que la distribution favorise les petites valeurs de E_a.

En conclusion, pour cette partie simulation :

- Le modèle décrit dans la partie précédente, intégré dans la simulation Monte Carlo, permet d'obtenir les variations de mobilité observées sur les données expérimentales ;
- La loi de distribution choisie influence la variation de la mobilité observée avec la température ;

- Il semble qu'il existe des jonctions activées en température mais il semble qu'il faille un pourcentage significatif de jonctions présentant une faible hauteur de barrières pour reproduire les tendances expérimentales. Cela peut s'expliquer par une dispersion dans la qualité du frittage, lié en partie à la dispersion du diamètre des nanofils du réseau.

VI.5. Conclusion du chapitre

Cette étude du transport à travers un réseau de nanofils fonctionnant en transistors à effet de champ a permis de mettre en évidence:

- La confirmation de la modélisation des jonctions comme des barrières de potentiels ;
- La découverte de la dispersion en niveau d'énergie de ces jonctions ;
- La compréhension de l'impact de la dispersion sur la mobilité et la tension de seuil du NN-FET ;
- Une première tentative de modéliser la loi de probabilité décrivant la distribution des énergies d'activation des jonctions.

Certains résultats peuvent encore être obtenus sur la base de ce modèle:

- La simulation prenant aussi en compte la dispersion en tension de seuil des nanofils, afin de confirmer que ce modèle permet d'expliquer la variation de la tension de seuil avec la température ;
- Une continuation du travail de simulation effectué sur la base d'un plus grand nombre de points mesurés en fonction de la température, ce qui permettrait d'affiner le choix de la loi de probabilité.

Pour terminer, ses résultats ont confirmé l'existence d'une dispersion en termes de résistance des jonctions à température ambiante. Cela peut notamment expliquer la différence entre la densité des nanofils mesurée au microscope et la densité électrique, bien plus faible.

Conclusion Générale et Perspectives

Au terme de ce manuscrit, nous pouvons lister les différents résultats de cette thèse. Ces résultats correspondent à des avancées importantes dans le domaine de la caractérisation et de la simulation des transistors à effet de champ à base de nanonet de silicium.

Dans le chapitre II, nous avons montré que l'utilisation d'un modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert permet d'extraire les paramètres électriques principaux (mobilité bas champ, facteur d'idéalité de la pente sous le seuil et tension de seuil). Nous avons notamment remarqué une variation de ces paramètres électriques avec les paramètres de fabrication (distance inter-électrodes L_{masque} et densité de nanofils). Notons que la mobilité extraite est ici une mobilité apparente, bien plus faible que la mobilité physique, du fait que le courant de drain ne peut pas être normalisé vis-à-vis de la largeur de canal physique, qui est inconnue, et qu'il est en pratique normalisé par rapport à la largeur des contacts. L'étude expérimentale a mis en évidence deux constatations :

- Si la variation de la mobilité apparente avec L_{masque} et la densité était attendue (par analogie avec les études publiées sur la conductance de nanonets à base de nanotubes de carbone ou de nanofils d'argent), cela ne l'était pas pour les autres paramètres.
- Les paramètres électriques présentent une forte dispersion, qui peut s'expliquer par le caractère géométriquement aléatoire des nanonets mais aussi par la dispersion des paramètres électriques des nanofils qui le constituent.

Le chapitre III décrit la réalisation d'une simulation Monte-Carlo du transistor à effet de champ à base de nanonet. Par rapport à l'état de l'art, cette simulation a la particularité de prendre en compte à la fois l'effet de champ, la dispersion des caractéristiques électriques des nanofils et celle des jonctions entre les nanofils. De plus, le logiciel de simulation étant facilement modulable, il est tout à fait possible d'aller plus loin dans la prise en compte des dispersions des caractéristiques électriques des nanofils ou dans la modélisation des jonctions. La prise en compte de la dispersion des caractéristiques des nanofils permet d'obtenir des variations de paramètres électriques en fonction des paramètres du réseau suivant les mêmes tendances que les données expérimentales.

L'exploitation de ces simulations a permis d'expliquer simplement, dans le chapitre IV, la variation de la pente sous le seuil et de la tension de seuil en fonction des paramètres de fabrication et le rôle central que joue la dispersion des caractéristiques électriques des nanofils. Cette exploitation a permis de mieux comprendre le lien entre les propriétés des nanofils individuels et celles des nanonets. Notamment, il est possible d'estimer la pente sous le seuil des nanofils à partir de la pente sous le seuil des nanonets à canal

long, et ainsi d'aboutir à une estimation de la densité de pièges. Le bruit associé au piégeage-dépiégeage étant l'un des facteurs qui peut limiter sévèrement la limite de détection d'un capteur, il est important pour l'optimisation future des capteurs d'être capable de pouvoir estimer cette densité de pièges.

Dans le chapitre V, nous avons exploité des mesures de bruit basse fréquence en utilisant le modèle CMF-CNF (fluctuation du nombre de porteurs couplée à une fluctuation de mobilité). Ce modèle a permis d'extraire la densité spectrale de puissance pour le bruit sur la tension de bande plate. Sa variation avec la densité de nanofils a conduit à une estimation de la variation de la largeur électrique du canal avec cette densité. De plus, en supposant que la densité de piège extraite avec les mesures de bruit était la même que la densité de pièges extraite avec les caractéristiques statiques, nous avons obtenu un ordre de grandeur de la largeur électrique du canal.

Dans le chapitre VI, nous avons exploité des caractéristiques statiques mesurées à différentes températures. La variation de la mobilité avec la température nous a conduits à représenter les jonctions comme des barrières de potentiel de hauteur E_a. Toutefois les évolutions observées en fonction de L_{masque} et de la densité ne peuvent pas s'expliquer sans considérer que ces hauteurs de barrières sont dispersées, avec des valeurs différentes d'une jonction à une autre au sein du nanonet.. En intégrant cette dispersion dans la simulation Monte-Carlo, nous avons observé qu'une distribution gaussienne ne permettait pas de reproduire les observations expérimentales. Néanmoins, nous avons réussi à les reproduire en utilisant une distribution bimodale. Ce type de dispersion, qui impliquerait deux familles de jonctions dont la qualité de frittage serait différente n'est pas inimaginable pour un procédé de fabrication qui en est encore à ses premiers développements. L'étude du transport dans un nanonet de silicium est une étude tout à fait originale, le transport ayant été pour le moment surtout étudié dans des réseaux de nanofils métalliques ou de CNTs, qui présentent des mécanismes de transport très différents. Nous sommes donc les premiers à proposer ce type de caractéristiques et de modèle, appuyé par des simulations.

La compréhension du lien entre propriétés des nanofils et propriété du nanonet, ainsi que les études de transport et de bruit basse fréquence pour ce type de dispositifs seront sûrement utilisés dans de futurs travaux portant sur des transistors à effet de champ à base de nanonet semiconducteurs. Les différents résultats de cette thèse pourront servir de base pour le suivi de l'évolution technologique des transistors à base de nanonets de silicium ou d'autres matériaux. Par exemple, il sera intéressant de caractériser les dispositifs lors de la réduction de l'épaisseur d'oxyde de grille arrière, lors de la modification du dopage des nanofils ou lors de l'utiisation d'un nouveau procédé de passivation. La réduction de l'épaisseur d'oxyde devrait conduire à une diminution de la tension de seuil, mais aussi à une réduction de la sensibilité aux charges en surface, la modification du dopage devrait conduire à un décalage en tesnion de

seuil et la qualité du procédé de passivation pourrait être mesurée grâce à l'extraction de la densité de pièges.

En plus de cela, l'algorithme de simulation étant assez modulable, il devrait permettre de simuler d'autres réseaux à base de nanofils, pour d'autres valeurs de mobilités et de résistances de jonction par exemple. Il est aussi déjà possible d'ajouter de la dispersion pour les différents paramètres électriques (pas seulement la tension de seuil), ainsi qu'une prise en compte de l'effet de champ sur les jonctions.

En ce qui concerne l'application capteurs , on pourrait effectuer des mesures expérimentales, statiques ou par mesure du bruit basse fréquence, qui pourront par la suite être expliquées par des simulations. Notamment, le logiciel de simulation est déjà prêt pour la prise en compte de différentes variations des caractéristiques avec l'ajout des charges :

- Décalage en tension de seuil des nanofils sur l'ensemble du nanonet ;
- Décalage en tension de seuil des nanofils sur une portion du nanonet ou sur des nanofils sélectionnés aléatoirement ;
- Variation des résistances de jonction sur l'ensemble du nanonet ;
- Variation des résistances de jonction sur une portion du nanonet ou sur des nanofils sélectionnés aléatoirement

Annexe A : La fonction $\mathcal{W}$ de Lambert

Cette annexe est inspirée de l'article [AKK 2013] et a pour but d'expliquer l'origine du modèle compact basé sur la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert.

En se basant sur l'équation de conservation de charge, en considérant seulement la présence de l'oxyde de grille arrière :

$$Q_i+Q_d = C_{ox}(V_g-V_{FB}-V_s)$$

Dans cette équation, Q_i est la charge d'inversion, Q_d la charge de déplétion, C_{ox} est la capacité de l'oxyde, V_g la tension de grille, V_{FB} la tension de bande plate et V_s le potentiel de surface. En se basant sur cette équation, il est possible de calculer la capacité entre grille et canal C_{gc}.

$$\frac{1}{C_{gc}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{\frac{\partial Q_i}{\partial V_s}}$$

En se basant sur l'équation de Boltzmann, qui décrit Q_i comme étant proportionnel à $\exp(\beta V_s)$, avec $\beta = q/(kT)$ il est possible d'écrire cette relation en faisant apparaitre seulement Q_i, C_{ox} et C_{gc}:

$$\frac{1}{C_{gc}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{\beta Q_i}$$

Ce qui peut aussi s'écrire :

$$C_{gc} = \frac{C_{ox}\beta Q_i}{C_{ox}+\beta Q_i}$$

Cette relation entre Q_i et sa dérivée par rapport à V_g (C_{gc}) est une équation différentielle qui a pour solution exacte la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert :

$$Q_i(V_g)=C_{ox}\, n\frac{kT}{q}\, \mathcal{W}\left(\exp\left(q\frac{V_g-V_{th}}{nkT}\right)\right)$$

Il n'existe pas d'expression analytique de la fonction $\mathcal{W}$ de Lambert mais il existe des écritures approximées, qui nous servirons pour réaliser les extractions de paramètres électroniques.

References

[AKK 2013]: Akkez IB, Cros A, Fenouillet-Beranger C, Boeuf F, Rafhay Q, Balestra F, et al. New parameter extraction method based on split C–V measurements in FDSOI MOSFETs. Solid-State Electronics 2013; 84; 142–146. https://doi.org/10.1016/j.sse.2013.02.011

[AND 1982]: Ando T, Fowler AB, Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems. Reviews of Modern Physics 1982; 54; 437. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.437

[BAL 1983a]: Balberg I, Binenbaum N. Computer study of the percolation threshold in a two-dimensional anisotropic system of conducting sticks. Physical Review B 1983; 28; 3799-3812. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.3799

[BAL 1983b]: Balberg I, Binenbaum N, Anderson CH. Critical Behavior of the Two-Dimensional Sticks System. Physical Review Letters 1983; 51; 1605. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.1605

[BAR 1947]: Bardeen J, Brattain W. Three-Electrode Circuit Element Utilizing Semiconductor Materials. US Patent 2,524,035 (Filed June 17, 1948, issued October 3, 1950)

[BEH 2007]: Behnam A, Guo J, Ural A. Effects of Nanotube Alignment and Measurement Direction on Percolation Resistivity in Single-Walled Carbon Nanotube Films. Journal of Applied Physics; 102; 044313. https://doi.org/10.1063/1.2769953

[BEL 2015]: Bellew AT, Manning HG, da Rocha CG, Ferreira MS, Boland JJ. Resistance of Single Ag Nanowire Junctions and their Role in the Conductivity of Nanowire Networks. ACS Nano 2015; 9; 11422-11429. https://doi.org/10.1021/acsnano.5b05469

[BER 1972]: Bergveld P. Development, operation, and application of the ion-sensitive field-effect transistor as a tool for electrophysiology. IEEE Transactions on Biomedical Engineering 1972; 19; 342-351. https://doi.org/10.1109/TBME.1972.324137

[BER 2012]: Bergin S, Chen YH, Rathmell AR, Charbonneau P, Li ZY, Wiley BJ. The effect of nanowire length and diameter on the properties of transparent, conducting nanowire films. Nanoscale 2012; 4; 1996-2004. https://doi.org/10.1039/C2NR30126A

[BUL 2001]: Buldum A, Lu JP. Contact resistance between carbon nanotubes. Physical Reviews B 2001; 63; 161403. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.161403

[CAI 2019]: Caicedo N, Leturcq R, Raskin JP, Flandre D, Lenoble D. Detection mechanism in highly sensitive ZnO nanowires network gas sensors. Sensors and Actuators B: Chemical 2019; 297; 126602. https://doi.org/10.1016/j.snb.2019.05.079

[CAO 2006]: Cao Q, Hur SH, Zhu ZT, Sun YG, Wang CJ, Meitl MA, et al. Nanotube-Based Conductors and Semiconductors with Elastomeric Dielectrics. Advanced Materials 2006; 18; 304-309. https://doi.org/10.1002/adma.200501740

[CAZ 2017]: Cazimajou T, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Electrical Characterization of Percolating Silicon Nanonet FETs for sensing applications. Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS) 2017. https://doi.org/10.1109/ULIS.2017.7962591

[CAZ 2018]: Cazimajou T, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Electrical characteristics of silicon percolating nanonet-based field effect transistors in the presence of dispersion. Solid State Electronics 2018; 143; 83-89. https://doi.org/10.1016/j.sse.2017.11.013

[CAZ 2019a]: Cazimajou T, Nguyen TTT, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Low Temperature Electrical Characteristics of Si Nanonet Field Effect Transistors. EUROSOI-ULIS 2019 (pas encore diponible en ligne)

[CAZ 2019b]: Cazimajou T, Theodorou C, Legallais M, Nguyen TTT, Mouis M, Ternon C, et al. Low-frequency Noise Characterization of Si Nanonet Field Effect Transistors, International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) 2019.

[CAZ 2019c]: Cazimajou T, Mouis M, Legallais M, Nguyen TTT, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Analysis of the Role of Inter-Nanowire Junctions on Current Percolation Effects in Silicon Nanonet Field-Effect Transistors. Solid State Electronics (en cours de révision pour publication)

[CEL 2003]: Celler GK, Crisoloveanu S. Frontiers of silicon-on-insulator. Journal of Applied Physics 2003; 93; 4955-4978. https://doi.org/10.1063/1.1558223

[COL 1986]: Colinge JP. Subthreshold slope of thin-film SOI MOSFET's. IEEE Electron Device Letters 1986; 7; 244-246. https://doi.org/10.1109/EDL.1986.26359

[COL 2006]: Colinge JP, Floyd L, Quinn AJ, Redmond G, Alderman JC, Xiong W. Temperature effects on trigate SOI MOSFETs. IEEE Electron Device Letters 2006; 27; 172 – 174. https://doi.org/10.1109/LED.2006.869941

[COL 2008]: Colinge JP (2008). FinFETs and Other Multi-Gate Transistors. Springer US. https://doi.org/10.1007/978-0-387-71752-4

[COL 2010]: Colinge JP, Lee CW, Afzalian A, Akhavan ND, Yan R, Ferain I, et al. Nanowire transistors without junctions. Nature Nanotechnology 2010; 5, 225–229. https://doi.org/10.1038/nnano.2010.15

[CUI 2001a]: Cui Y, Wei Q, Park H, Lieber CM. Nanowire nanosensors for highly sensitive and selective detection of biological and chemical species. Science 2001; 293; 1289–1292. https://doi.org/10.1126/science.1062711

[CUI 2001b]: Cui Y, Lauhon LJ, Gudiksen MS, Wang J, Lieber CM. Diameter-controlled synthesis of single-crystal silicon nanowires. Applied Physics Letters 2001; 78; 2214. https://doi.org/10.1063/1.1363692

[DAT 1990]: Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. Applied Physics Letters 1990; 56; 665. https://doi.org/10.1063/1.102730

[DEM 2019]: Demes T, Morisot F, Legallais M, Calais A, Pernot E, Pignot-Paintrand I, et al. DNA grafting on silicon nanonets using an eco-friendly functionalization process based on epoxy silane. Materials Today 2019; 6; 333-339. https://doi.org/10.1016/j.matpr.2018.10.427

[DEN 1974]: Dennard RH, Gaensslen FH, Yu HAN, Rideout VL, Bassous E, LeBlanc AR. Design of Ion-Implanted MOSFET's with Very Small Physical Dimensions. IEEE Journal of Solid-State Circuits 1974; 9; 256- 268. https://doi.org/10.1109/JSSC.1974.1050511

[FAI 2014]: Fairfield JA, Ritter C, Bellew AT, McCarthy EK, Ferreira MS, Boland JJ. Effective electrode length enhances electrical activation of nanowire networks: Experiment and simulation.ACS Nano 2014; 8; 9542–9549. https://doi.org/10.1109/10.1021/nn5038515 ·

[FRA 1988]: Frank DJ, Lobb CJ. Highly efficient algorithm for percolative transport studies in two dimensions. Physical Review B 1988; 37; 302. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.37.302

[FUH 2000]: Fuhrer MS, Nygard J, Shih L, Forero M, Yoon YG, Mazzoni MS, et al. Crossed Nanotube Junctions. Science 2000; 288; 494-497. https://doi.org/10.1126/science.288.5465.494

[GAO 2009]: Gao XPA, Zheng G, Lieber CM. Subthreshold Regime has the Optimal Sensitivity for Nanowire FET Biosensors. Nano Letters 2010; 10; 547-552. https://doi.org/10.1021/nl9034219

[GHI 1989]: Ghibaudo G. On the theory of carrier number fluctuations in MOS devices. Solid State Electronics 1989; 32; 563. https://doi.org/10.1016/0038-1101(89)90113-5

[GHI 1991]: Ghibaudo G, Roux O, Nguyen-Duc C, Balestra F, Brini J. Improved Analysis of Low Frequency Noise in Field-Effect MOS Transistors. physica status solidi (a) 1991;124; 571-581. https://doi.org/10.1002/pssa.2211240225

[GHI 2002]: Ghibaudo G, Boutchacha T. Electrical noise and RTS fluctuations in advanced CMOS devices. Microelectronics Reliability 2002; 42; 573–582. https://doi.org/10.1016/S0026-2714(02)00025-2

[GHI 2016]: Ghibaudo G. Electrical characterization of FDSOI CMOS devices. European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC) 2016. https://doi.org/10.1109/ESSDERC.2016.7599606

[GRÜ 2006]: Gruner G. Carbon nanotube films for transparent and plastic electronics. Journal of Material Chemistry 2006; 16; 3533-3539. https://doi.org/10.1039/B603821M

[GRÜ 2007]: Gruner G. Carbon nanonets spark new electronics. Scientific American 2007; 296; 76–83. https://doi.org/10.1038/scientificamerican0907-48sp

[HAA 2007]: von Haartman M, Östling M (2007). Low Frequency Noise in advanced devices. Springer.

[HAH 2004]: Hahm JI, Lieber CM. Direct Ultrasensitive Electrical Detection of DNA and DNA Sequence Variations Using Nanowire Nanosensors. Nano Letters 2004; 4; 51-54. https://doi.org/10.1021/nl034853b

[HAS 2011]: Hashim Y, Sidek O. Temperature Effect on I-V Characteristics of Si Nanowire Transistor. IEEE Colloquium on Humanities, Science and Engineering 2011. https://doi.org/10.1109/CHUSER.2011.6163744

[HEO 2008]: Heo K, Cho E, Yang JE, Kim MH, Lee M, et al. Large-scale assembly of silicon nanowire network-based devices using conventional microfabrication facilities. Nano Letters 2008; 8; 4523–4527. https://doi.org/10.1021/nl802570m

[HIC 2009]: Hicks J, Behnam A, Ural A. Resistivity in percolation networks of one-dimensional elements with a length distribution. Physical Review E 2009; 79; 012102. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.012102

[HIG 2012]: Higson S (2012). Biosensors for medical applications. Woodhead Publishing Series in Biomaterials.

[HIS 1989]: Hisamoto D, Kaga T, Kawamoto Y, Takeda E. A fully depleted lean-channel transistor (DELTA)-a novel vertical ultra thin SOI MOSFET. International Technical Digest on Electron Devices Meeting 1989; 833–836. https://doi.org/10.1109/IEDM.1989.74182

[HOO 1981]: Hooge FN, Kleinpenning TGM, Vandamme LKJ. Experimental studies on 1/f noise. Reports on Progress in Physics 1981; 44; 479-531. https://doi.org/10.1088/0034-4885/44/5/001

[HU 2004]: Hu L, Hecht DS, Gruner G. Percolation in Transparent and Conducting Carbon Nanotube Networks. Nano Letters 2004; 4; 2513-2517. https://doi.org/10.1021/nl048435y

[HU 2010]: Hu L, Hecht DS, Grüner G. Carbon nanotube thin films: fabrication, properties, and applications. Chemical Reviews 2010;110; 5790-5844. https://doi.org/10.1021/cr9002962.

[HUN 1990] Hung KK, Ko PK, Hu C, Cheng YC. A unified model for the flicker noise in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. IEEE Transactions on Electron Devices 1990; 37; 654-665. https://doi.org/10.1109/16.47770

[INI 2010]: Iñiguez B, Lime F, Lázaro A, Fjeldly TA (2010). 'Compact Models for Advanced CMOS Devices', in Balestra F. (ed.) *Nanoscale CMOS: Innovative Materials, Modeling and Characterization*. Wiley Library, pp.381-442. https://doi.org/10.1002/9781118621523.ch11

[JAY 1989] Jayaraman R, Sodini CG. A 1/f noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon. IEEE Transactions on Electron Devices 1989; 36; 1773-1782. https://doi.org/10.1109/16.34242

[JAY 2014]: Jayakumar G, Garidis K, Hellstrom PE, Ostling M. Fabrication and characterization of silicon nanowires using STL for biosensing applications. International Conference on Ultimate Integration on Silicon (ULIS) 2014; https://doi.org/10.1109/ULIS.2014.6813928

[JAY 2018]: Jayakumar G, Hellstrom PE, Oslting M. Monolithic Wafer Scale Integration of Silicon Nanoribbon Sensors with CMOS for Lab-on-Chip Application. Micromachines 2018; 9; 544. https://doi.org/10.3390/mi9110544

[JEO 2013]: Jeon DY, Park SJ, Mouis M, Barraud S, Kim GT, Ghibaudo G. Low-temperature electrical characterization of junctionless transistors. Solid-State Electronics 2013; 80; 135-141. https://doi.org/10.1016/j.sse.2012.10.018

[JEO 2015]: Jeon Y. FD-SOI and RF-SOI forum 2015. http://www.soiconsortium.org/fully-depleted-soi/presentations/january-2015.

[JOH 1928]: Johnson JB. Thermal Agitation of Electricity in Conductors. Physical Review 1928; 32; 97-109. https://doi.org/10.1103/PhysRev.32.97

[JOO 2013a]: Joo MK, Mouis M, Kim GT, Kim UJ, Ghibaudo G. Simulation methodology for 2D random network of CNTs field-effect transistors. International Conference on Ultimate Integration on Silicon (ULIS) 2013. https://doi.org/10.1109/ULIS.2013.6523518

[JOO 2013b]: Joo MK, Mouis M, Jeon DY, Kim GT, Kim UJ, Ghibaudo G. Static and low frequency noise characterization of N-type random network of carbon nanotubes thin film transistors. Journal of Applied Physics 2013; 114; 154503. https://doi.org/10.1063/1.4825221

[KAH 1963]: Kahng D. Electric field controlled semiconductor device. US Patent 3,102,230 (Filed May 31, 1960, issued August 27, 1963)

[KAR 2015]: Karatsori TA, Theodorou CG, Ioannidis EG, Haendler S, Josse E, Dimitriadis CA, et al. Full gate voltage range Lambert-function based methodology for FDSOI MOSFET parameter extraction. Solid-State Electronics 2015; 111; 123–128. https://doi.org/10.1016/j.sse.2015.06.002

[KIM 2007]: Kim A, Ah CS, Yu HY, Yang JH, Baek IB, Ahn CG, et al. Ultrasensitive, label-free, and real-time immunodetection using silicon field-effect transistors. Applied Physics Letters 2007; 91; 103901. https://doi.org/10.1063/1.2779965

[KIM 2009a]: Kim UJ, Lee EH, Kim JM, Min YS, Kim E, Park W. Thin film transistors using preferentially grown semiconducting single-walled carbon nanotube networks by water-assisted plasma-enhanced chemical vapor deposition. Nanotechnology 2009; 20; 295201. https://doi.org/10.1088/0957-4484/20/29/295201

[KIM 2009b]: Kim UJ, Park W. Transport properties of field effect transistors with randomly networked single walled carbon nanotubes grown by plasma enhanced chemical vapour deposition. Journal of Physics D: Applied Physics 2009; 42; 175106. https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/17/175106

[KOC 2007]: Kocabas C, Pimparkar N, Yesilyurt O, Kang SJ, Alam MA, Rogers JA. Experimental and Theoretical Studies of Transport through Large Scale, Partially Aligned Arrays of Single-Walled Carbon Nanotubes in Thin Film Type Transistors. Nano Letters 2007; 7; 1195-1202. https://doi.org/10.1021/nl062907m

[KOY 2013]: Koyama M, Cassé M, Coquand R, Barraud S, Ghibaudo G, Iwai H, et al. Study of Low -frequency Noise in SOI Tri -gate Silicon Nanowire MOSFETs. International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) 2013. https://doi.org/10.1109/ICNF.2013.6578950

[KUM 1996]: Kumar A, Saminadayar L, Glattli DC, Jin Y, Etienne B. Experimental Test of the Quantum Shot Noise Reduction Theory. Physical Review Letters 1996; 76, 2778-2781. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.2778

[KUM 2005]: Kumar S, Murthy JY, Alam MA. Percolating Conduction in Finite Nanotube Networks. Physical Review Letters 2005; 95; 066802. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.066802

[KUM 2006]: Kumar S, Pimparkar N, Murthy JY, Alam MA. Theory of transfer characteristics of nanotube network transistors. Applied Physics Letters 2006; 88; 123505. https://doi.org/10.1063/1.2187401

[KUM 2017]: Kumar A, Vidhyadhiraja NS, Kulkarni GU. Current distribution in conducting nanowire networks. Journal of Applied Physics 2017;122; 045101 https://doi.org/10.1063/1.4985792

[LEE 2003]: Lee ML, Fitzgerald EA. Hole mobility enhancements in nanometer-scale strained-silicon heterostructures grown on Ge-rich relaxed SiGe. Journal of Applied Physics 2003; 94; 2590-2596. https://doi.org/10.1063/1.1590052

[LEE 2010]: Lee JW, Jang D, Kim GT, Mouis M, Ghibaudo G. Analysis of charge sensitivity and low frequency noise limitation in silicon nanowire sensors. Journal of Applied Physics 2010; 107; 044501. https://doi.org/10.1063/1.3294961

[LEG 2017a]: Legallais M, Nguyen TTT, Mouis M, Salem B, Ternon C. Toward the integration of Si nanonets into FETs for biosensing applications. Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS) 2017. https://doi.org/10.1109/ULIS.2017.7962570

[LEG 2017b]: Maxime Legallais. Conception, étude et modélisation d'une nouvelle génération de transistors à nanofils de silicium pour applications biocapteurs. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. ⟨NNT : 2017GREAT078⟩. ⟨tel-01745520⟩

[LEG 2018]: Legallais M, Nguyen TTT, Mouis M, Salem B, Robin E, Chenevier P, et al. An innovative large scale integration of silicon nanowire-based field effect transistors. Solid-State Electronics 2018; 143; 97-102. https://doi.org/10.1016/j.sse.2017.11.008

[LEG 2019]: Legallais M, Nguyen TTT, Cazimajou T, Mouis M, Salem B, Ternon C. Material engineering of percolating silicon nanowire networks for reliable and efficient electronic devices. Materials Chemistry and Physics 2019; 238; 121871.

[LI 2009]: Li J, Zhang SL. Finite-size scaling in stick percolation. Physical Review E 2009; 80; 040104(R).https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.040104

[LI 2010]: Li J, Zhang SL. Conductivity exponents in stick percolation. Physical Review E 2009; 81; 021120. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.81.021120

[LI 2011]: Li EY, Marzari N. Improving the Electrical Conductivity of Carbon Nanotube Networks: A First-Principles Study. ACS Nano 2011; 5; 9726-9736. https://doi.org/10.1021/nn2032227

[LIG 1960]: Ligenza JR, Spitzer WG. The mechanisms for silicon oxidation in steam and oxygen. Journal of Physics and Chemistry of Solids 1960; 14; 131-136. https://doi.org/10.1016/0022-3697(60)90219-5

[LIL 1933]: Lilienfeld JE. Device for controlling electric current. US Patent 1,900,018 (Filed March 28, 1928, issued March 7, 1933)

[LOB 1984]: Lobb CJ, Frank DJ. Percolative conduction and the Alexander-Orbach conjecture in two dimensions. Physical Review B 1984; 30; 4090 (R). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.30.4090

[MAL 2015]: Maleville C. Engineered substrates for Moore and More Than Moore's law. IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S) 2015. https://doi.org/10.1109/S3S.2015.7333494

[MAS 1988]: Masuoka F, Takato H, Sunouchi K, Okabe N, Nitayama A, Hieda K, Horiguchi F. High performance CMOS surrounding-gate transistor (SGT) for ultra high density LSIs. Technical Digest., International Electron Devices Meeting 1988; 222–225. https://doi.org/10.1109/IEDM.1988.32796.

[MCW 2957]: McWhorter AL (1957). Semiconductors Surface Physics. University of Pennsylvania Press, Philadelphia.

[MIT 2002]: Mitin V, Reggiani L, Varani L (2002). 'Generation-Recombination Noise in Semiconductors', in Balandin A. (ed.) Noise and Fluctuations Control in Electronic Devices.

[MOO 1965]: Moore GE. Cramming More Components onto integrated circuits. Electronics 1965; 38

Republié en IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter 2006; 11; 33-35. https://doi.org/10.1109/N-SSC.2006.4785860

[MOO 1975]: Moore GE. Progress in Digital Integrated Electronics. Technical Digest. International Electron Devices Meeting 1975; 11-13. https://doi.org/10.1109/N-SSC.2006.4804410

[NAI 2007]: Nair PR, Alam MA. Design Considerations of Silicon Nanowire Biosensors. IEEE Transactions on Electron Devices 2007; 54; 3400-3408. https://doi.org/10.1109/TED.2007.909059

[NGU 2018]: Nguyen TTT, Legallais M, Morisot F, Cazimajou T, Stambouli V, Mouis M, et al. First evidence of superiority of Si nanonet field effect transistors over multi-parallel SiNW ones on electrical DNA hybridization detection. Materials Research Express 2018; 6. https://doi.org/10.1088/2053-1591/aae0d5

[NGU 2019]: Nguyen TTT, Cazimajou T, Legallais M, Arjmand T, Nguyen VH, Mouis M, et al. Monolithic fabrication of nano-to-millimeter scale integrated transistors based on transparent and flexible silicon nanonets. Nano Futures 2019; 3; 025002. https://doi.org/10.1088/2399-1984/ab1ebc

[NIR 2009]: Nirmalraj PN, Lyons PE, De S, Coleman JN, Boland JJ. Electrical Connectivity in Single-Walled Carbon Nanotube Networks. Nano Letters 2009; 9; 3890-3895. https://doi.org/10.1021/nl9020914

[NYQ 1928]: Nyquist H. Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. Physical Review 1928; 32; 110-113. https://doi.org/10.1103/PhysRev.32.110

[OLI 1981]: Oliver JD, Eastman LF, Kirchner PD, Schaff WJ. Electrical characterization and alloy scattering measurements of LPE GaxIn1-xAs/InP for high frequency device applications. Journal of Crystal Growth 1981; 54; 64-68. https://doi.org/10.1016/0022-0248(81)90250-5

[OUR 2018]: Max Roser and Hannah Ritchie (2019) - "Technological Progress". Published online at OurWorldInData.org. Retrieved from: 'https://ourworldindata.org/technological-progress' (Online Resource)

[PAZ 2016]: Paz BC, Pavanello MA, Casse M, Barraud S, Reimbold G, Vinet M, et al. Analog Performance of n- and p-FET SOI Nanowires Including Channel Length and Temperature Influence. Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS) 2016. https://doi.org/10.1109/ULIS.2016.7440080

[PIK 1974]: Pike GE, Seager CH. Percolation and conductivity: A computer study I. Physical Review B 1974; 10; 1421. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.10.1421

[PIM 2007]: Pimparkar N, Cao Q, Kumar S, Murthy JY, Rogers J, Alam MA. Current–Voltage Characteristics of Long-Channel Nanobundle Thin-Film Transistors: A “Bottom-Up” Perspective. IEEE Electron Device Letters 2007; 28; 157 – 160. https://doi.org/10.1109/LED.2006.889219

[RAJ 2011]: Rajan NK, Routenberg DA, Reed MA. Optimal signal-to-noise ratio for silicon nanowire biochemical sensors. Applied Physics Letters 2011; 98; 264107. https://doi.org/10.1063/1.3608155

[REI 1984]: Reimbold G. Modified 1/f trapping noise theory and experiments in MOS transistors biased from weak to strong inversion-Influence of interface states. IEEE Transactions on Electronic Devices 1984; 31; 1190-1198. https://doi.org/10.1109/t-ed.1984.21687

[RIG 2011]: Rigante S, Lattanzio L, Ionescu AM. FinFET for high sensitivity ion and biological sensing applications. Microelectronic Engineering 2011; 88; 1864-1866. https://doi.org/10.1016/j.mee.2010.12.064

[RIG 2013]: Rigante S, Livi P, Rusu A, Chen Y, Bazigos A, Hierlemann A, et al. FinFET integrated low-power circuits for enhanced sensing applications. Sensors and Actuators B 2013; 186; 789-795. https://doi.org/10.1016/j.snb.2013.06.031

[SAS 2008]: Sassolas A, Leca-Bouvier BD, Blum LJ. DNA biosensors and microarrays. Chemical Review 2008; 108; 109-139. https://doi.org/10.1021/cr0684467

[SCH 1918]: Schottky W. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. Annalen den Physik 1918; 57; 541-567. https://doi.org/10.1002/andp.19183622304

[SEA 2013]: Seabaugh A. The Tunneling Transistor. IEEE Spectrum 2013; 50; 35-62. https://doi.org/10.1109/MSPEC.2013.6607013

[SER 2013]: Serre P, Ternon C, Stambouli V, Periwal P, Baron T. Fabrication of silicon nanowire networks for biological sensing. Sensors and Actuators B: Chemical 2013; 182; 390-395. https://doi.org/10.1016/j.snb.2013.03.022

[SER 2015]: Serre P, Stambouli V, Weidenhaupt M, Baron T, Ternon C. Silicon nanonets for biological sensing applications with enhanced optical detection ability. Biosensors and Bioelectronics 2015; 68; 336-342. https://doi.org/10.1016/j.bios.2015.01.012

[SEA 1974] : Seager GH, Pike GE. Percolation and conductivity: A computer study II. Physical Review B 1974; 10; 1435. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.10.1435

[SIM 2013]: Simoneau LP,1, Villeneuve J, Aguirre CM, Martel R, Desjardins P, Rochefort A. Influence of statistical distributions on the electrical properties of disordered and aligned carbon nanotube networks. Journal of Applied Physics 2013;114;114312. https://doi.org/10.1063/1.4821885

[SIN 1985]: Singh SN, Kishore R, Singh PK. Thermionic emission diffusion model of current conduction in polycrystalline silicon and temperature dependence of mobility. Journal of Applied Physics 1985; 57; 2793. https://doi.org/10.1063/1.335424

[SIN 2006]: Singh N, Agarwal A, Bera LK, Liow TY, Yang R, Rustagi SC, et al. High-Performance fully depleted Silicon Nanowire Gate-All-Around CMOS devices. IEEE Electron Device Letters 2006; 27; 383–386. https://doi.org/10.1109/LED.2006.873381

[SNO 2003]: Snow ES, Novak JP, Campbell PM, Park D. Random networks of carbon nanotubes as an electronic material. Applied Physics Letters 2003; 82; 2145. https://doi.org/10.1063/1.1564291

[STA 1994]: Stauffer D, Aharony A (1994). Introduction to Percolation Theory.

[STE 2007]: Stern E, Klemic JF, Routenberg DA, Wyrembak PN, Turner-Evans DB, Hamilton AD, et al. Label-free immunodetection with CMOS-compatible semiconducting nanowires. Nature 2007; 445; 519-522. https://doi.org/10.1038/nature05498

[TER 2015]: Ternon C, Serre P, Lebrun JM, Brouzet V, Legallais M, David S, et al. Low Temperature Processing to Form Oxidation Insensitive Electrical Contact at Silicon Nanowire/Nanowire Junctions. Advanced Electronic Materials 2015; 1; 1500172. https://doi.org/10.1002/aelm.201500172

[THO 2004]: Thompson SE, Armstrong M, Auth C, Cea S, Chau R, Glass G, et al. A Logic Nanotechnology Featuring Strained-Silicon. IEEE Electron Device Letters 2004; 25; 191–193. https://doi.org/10.1109/LED.2004.825195

[TOP 2009]: Topinka MA, Rowell MW, Goldhaber-Gordon D, McGehee MD, Hecht DS, Gruner G. Charge Transport in Interpenetrating Networks of Semiconducting and Metallic Carbon Nanotubes. Nano Letters 2009; 9; 1866-1871. https://doi.org/10.1021/nl803849e

[TSO 2012]: Tsormpatzoglou A, Papathanasiou K, Fasarakis N, Tassis DH, Ghibaudo G, Dimitriadis CA. A Lambert-Function Charge-Based Methodology for Extracting Electrical Parameters of Nanoscale FinFETs. IEEE Transactions on Electron Devices 2012; 59; 3299 – 3305. https://doi.org/10.1109/TED.2012.2222647

[UNA 2012]: Unalan HE, Zhang Y, Hiralal P, Dalal S, Chu D, Eda G, et al. Zinc oxide nanowire networks for macroelectronic devices. Applied Physics Letters 2009; 94; 163501. https://doi.org/10.1063/1.3120561

[WEL 1994]: Welser J, Hoyt JL, Gibbons JF. Electron mobility enhancement in strained-Si n-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. IEEE Electron Device Letters 1994; 15; 100-102. https://doi.org/10.1109/55.285389

[WHA 2003]: Whang D, Jin S, Wu Y, Lieber CM. Large scale hierarchical organization of nanowires arrays for integrated nanosystems. Nano Letters 2003; 3; 1255-1259. https://doi.org/10.1021/nl0345062

[XU 2005]: Xu B, Yang X, Zang L, Tao N. Large Gate Modulation in the Current of a Room Temperature Single Molecule Transistor. Journal of the American Chemical Society 2005; 127; 2386-2387. https://doi.org/10.1021/ja042385h

[YAN 2010]: Yanagi K, Udoguchi H, Sagitani S, Oshima Y, Takenobu T, Kataura H, Ishida T, Matsuda K, Maniwa Y. Transport mechanisms in metallic and semiconducting single-wall carbon nanotube networks. ACS Nano 2010; 4; 4027-4032. https://doi.org/10.1021/nn101177n

[YUZ 2000]: Yuzhelevski Y, Yuzhelevski M, Jung G. Random Telegraph Noise analysis in time domain. Review of scientific intruments 2000; 71; 1681. https://doi.org/10.1063/1.1150519

[ZEZ 2012]: Žeželj M, Stanković I. From percolating to dense random stick networks: Conductivity model investigation. Phys. Rev. B 2012; 86; 134202. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.134202

[ZHE 2012]: Zhenqing D, Changxin C, Yaozhong Z, Liangming W, Jing Z, Dong X, Yafei Z. ZnO nanowire network transistors based on a self-assembly method. Journal of Semiconductors 2012; 33. https://doi.org/10.1088/1674-4926/33/8/084003

Liste des communications

Journal:

Cazimajou T, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Electrical characteristics of silicon percolating nanonet-based field effect transistors in the presence of dispersion. Solid State Electronics 2018; 143; 83-89. https://doi.org/10.1016/j.sse.2017.11.013

Cazimajou T, Mouis M, Legallais M, Nguyen TTT, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Analysis of the Role of Inter-Nanowire Junctions on Current Percolation Effects in Silicon Nanonet Field-Effect Transistors. Solid State Electronics (en cours de révision pour publication)

Cazimajou T, Mouis M, Legallais M, Nguyen TTT, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Simulation of 2D Percolating Silicon Nanonet Field Effect Transistor in presence of dispersion. Applied Physic Letters (en cours de rédaction)

Nguyen TTT, **Cazimajou T**, Legallais M, Arjmand T, Nguyen VH, Mouis M, et al. Monolithic fabrication of nano-to-millimeter scale integrated transistors based on transparent and flexible silicon nanonets. Nano Futures 2019; 3; 025002. https://doi.org/10.1088/2399-1984/ab1ebc

Nguyen TTT, Legallais M, Morisot F, **Cazimajou T**, Stambouli V, Mouis M, et al. First evidence of superiority of Si nanonet field effect transistors over multi-parallel SiNW ones on electrical DNA hybridization detection. Materials Research Express 2018; 6. https://doi.org/10.1088/2053-1591/aae0d5

Legallais M, Nguyen TTT, **Cazimajou T**, Mouis M, Salem B, Ternon C. Material engineering of percolating silicon nanowire networks for reliable and efficient electronic devices. Materials Chemistry and Physics 2019; 238; 121871.

Conférences internationales:

Cazimajou T, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Electrical Characterization of Percolating Silicon Nanonet FETs for sensing applications. Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS) 2017. https://doi.org/10.1109/ULIS.2017.7962591

Cazimajou T, Mouis M, Ghibaudo G. Finite Element Simulation of 2D Percolating Silicon Nanonet Field Effect Transistor. Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS) 2018. https://doi.org/ 10.1109/ULIS.2018.8354760

Cazimajou T, Nguyen TTT, Legallais M, Mouis M, Ternon C, Salem B, Ghibaudo G. Low Temperature Electrical Characteristics of Si Nanonet Field Effect Transistors. EUROSOI-ULIS 2019 (pas encore diponible en ligne)

Cazimajou T, Theodorou C, Legallais M, Nguyen TTT, Mouis M, Ternon C, et al. Low-frequency Noise Characterization of Si Nanonet Field Effect Transistors, International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) 2019.

Nguyen TTT, Legallais M, Morisot F, **Cazimajou T**, Mouis M, Salem B, Stambouli V et Ternon C. On the Development of Label-Free DNA Sensor Using Silicon Nanonet Field-Effect Transistors. Eurosensors 2017; 1; 312; doi:10.3390/proceedings1040312

Nguyen TTT, Legallais M, Morisot F, **Cazimajou T**, Salem B, Mouis M, Stambouli V, Ternon C. Silicon nanonet: from nanostructured material to macroscale functional devices for sensing applications. Nanowire Week 2018

Workshop:

Thibauld Cazimajou. Characterization and modelling of Nanonet-based FETs in the presence of percolating effects. Workshop SINANO "Nanoelectronics and Smart System Technologies for Future applications" organisée conjointement par les trois projets H2020: NEREID, Nanonets2Sense et Convergence le 3 septembre 2018 à Dresde durant la conférence ESSDERC-ESSCIRC 2018

Thibauld Cazimajou. Workshop “Semi-conducting nanomaterials for health, environment and security applications” organisé par le WP2 du projet H2020 Nanonets2Sense à Grenoble.

Conférences nationales:

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2017

Résumé

Les réseaux aléatoires de nanofils, parfois appelés nanonets, pourraient être des candidats prometteurs pour l'intégration 3D de biocapteurs sur CMOS. Dans cette thèse nous présentons les résultats de caractérisations et de simulations de transistors à effet de champ à base de nanonets de silicium (Si NN-FET). Nous montrons que les résultats de mesure ne peuvent pas s'interpréter sans prendre en compte les dispersions au sein du nanonet.

Les caractéristiques électriques statiques des Si NN-FET ont été mesurées en fonction des paramètres géométriques (dimension du canal et densité de nanofils) sur un grand nombre de composants de façon à disposer de grandeurs statistiquement significatives pour les paramètres électriques principaux (mobilité apparente à bas champ, facteur d'idéalité de la pente sous le seuil et tension de seuil) qui sont extraits grâce à un modèle compact. Nous évaluons en parallèle les variations théoriques de ces mêmes paramètres en utilisant la théorie de la percolation et des simulations Monte Carlo. Par rapport aux approches généralement utilisées dans la littérature pour des réseaux percolants, l'originalité de nos simulations est de prendre en compte l'effet de champ ainsi que les dispersions. Les dispersions en tension de seuil se sont avérées essentielles pour comprendre la dépendance expérimentale des caractéristiques électriques avec les caractéristiques du réseau. L'analyse du bruit basse fréquence des Si NN-FET permet l'estimation de la variation de l'aire électrique du nanonet avec la densité. L'étude de la variation en température des caractéristiques électriques des Si NN-FET met en évidence l'activation en température des jonctions entre nanofils. La relation inattendue de la mobilité avec la température fait soupçonner une dispersion de la hauteur de barrière des jonctions, hypothèse validée par les simulations Monte Carlo.

Mots clés : Caractérisation électrique, simulation Monte-Carlo, transistor à nanonet, bruit basse fréquence, température, jonctions

Abstract

Random networks of nanowires, sometimes called nanonets, could be promising candidates for the 3D integration of CMOS biosensors. In this thesis we present characterization and simulation results of field effect transistors based on silicon nanonets (Si NN-FET). We show that measurements cannot be understood without account for dispersions within the nanonet.

The static electrical characteristics of these Si NN-FETs were measured for different geometric parameters (channel length and nanowire density) on a large number of devices, in order to obtain statistically significant orders of magnitude for the main electrical parameters (apparent low field mobility, subthreshold slope ideality factor and threshold voltage), which were extracted by means of a compact model. In parallel, the theoretical variations of these parameters were evaluated using percolation theory and Monte Carlo simulations. Compared to the usual approaches found in the literature for percolating networks, the originality of our simulations is to take into account both field-effect and dispersions. Threshold voltage dispersions proved to be essential to understand the experimental dependence of electrical parameters with network parameters. The analysis of Si NN-FET low frequency noise (LFN) made it possible to estimate the variation, with nanowire density, of the electrical area of the nanonet. From the temperature variation of Si NN-FET electrical parameters, it was found that inter-nanowire junctions were thermally activated. The unexpected variation of mobility with temperature suggests that junction barrier heights are widely dispersed, an assumption which was validated by the Monte Carlo simulations.

Keywords : Electrical Characterization, Monte-Carlo Simulation, Nanonet transistor, Low Frequency noise, Temperature, junctions