



Caractérisation de techniques d'implantations ioniques alternatives pour l'optimisation du module source-drain de la technologie FDSOI 28nm

Richard Daubriac

► To cite this version:

Richard Daubriac. Caractérisation de techniques d'implantations ioniques alternatives pour l'optimisation du module source-drain de la technologie FDSOI 28nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 2018. Français. NNT : 2018ISAT0031 . tel-02087031v2

HAL Id: tel-02087031

<https://laas.hal.science/tel-02087031v2>

Submitted on 1 Mar 2019

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA de Toulouse)

Présentée et soutenue par :

Richard DAUBRIAC

le lundi 10 décembre 2018

Titre :

Caractérisation de techniques d'implantation ionique alternatives pour
l'optimisation du module source-drain de la technologie FDSOI 28nm

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Micro et Nanosystèmes

Unité de recherche :

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes - UPR 8001

Directeur/trice(s) de Thèse :

Fuccio CRISTIANO
Guilhem LARRIEU

LAAS-CNRS
LAAS-CNRS

Directeur de Recherche
Chargé de Recherche

Jury :

Cristell MANEUX
Dimitris TSOUKALAS
Jérémie GRISOLIA
Perrine BATUDE
Sylvain JOBLOT
Denis RIDEAU
Emmanuel SCHEID

Université de Bordeaux
NTUA Athènes
INSA Toulouse
CEA-LETI
STMicroelectronics
STMicroelectronics
LAAS-CNRS

Professeur
Professeur
Professeur
Ingénieur-Docteur
Ingénieur-Docteur
Ingénieur-Docteur
Chargé de Recherche

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier M. Liviu Nicu, directeur du LAAS-CNRS pour m'avoir accueilli pendant ces années et permis de réaliser ma thèse au sein du LAAS.

Cette thèse n'aurait jamais été possible sans mon directeur, Fuccio Cristiano, c'est grâce à son savoir, sa disponibilité, son écoute, sa bienveillance et sa pédagogie que cette thèse a pu aboutir, Fuccio a cru en moi de mon arrivée au LAAS à la dernière minute de ma soutenance, il m'a montré que je pouvais avoir confiance en moi, prenant chaque situation sous un angle positif et en me poussant à donner le meilleur de moi-même. Pendant les périodes difficiles, il a su me réinsuffler la motivation nécessaire pour me remettre sur les rails. Pour son soutien, en plus de sa patience inaltérable, je ne pourrai jamais assez le remercier, il reste désormais un modèle pour moi.

Guilhem Larrieu, mon co-directeur de thèse, a aussi largement contribué à mon travail. Il me l'avait affirmé, sa porte était effectivement toujours ouverte, et grâce son écoute, ses conseils et sa patience, nous avons fourni un nombre conséquent de résultats dans la seconde thématique de cette thèse. Je suis extrêmement fier du résultat de notre coopération.

Je remercie chaleureusement tous les membres du jury de thèse :

Jérémy Grisolia, Professeur des universités à l'INSA de Toulouse, président du jury de soutenance, ce fut un honneur de recevoir le titre de docteur de sa main,

Cristell Maneux, Professeur à l'université de Bordeaux, et Dimitris Tsoukalas, Professeur des universités au NTUA d'Athènes, les rapporteurs, pour avoir consacré de leur temps à l'évaluation de mon manuscrit,

Denis Rideau et Sylvain Joblot, ingénieurs-docteurs à STMicroelectronics et Perrine Batude, ingénieur-docteur au CEA-LETI pour avoir accepté d'examiner mon travail,

Enfin, tous les membres du jury pour la qualité de leurs interventions et leurs questionnements qui m'ont, d'une part permis d'élargir le contenu de ma présentation et d'autre part, de soulever des questions plus larges, m'apportant, de ce fait, un nouveau recul sur mon travail.

Il est très important pour moi de citer Sébastien Plissard. Je n'imaginai pas qu'en choisissant ce bureau, j'allais tomber sur un jurassien fan de Fnatic. Sans faire officiellement partie de mes encadrants, toutes nos discussions, ses bons conseils et sa bienveillance au quotidien ont largement contribué à la réussite de cette thèse. Mais pas seulement... je n'oublierai jamais nos petites sessions bricolage toujours récompensées par un bon repas fait maison (ou un détour chez Macdonald... mais ça restera secret) !

Un grand merci à Emmanuel Scheid, qui m'a été d'une aide essentielle par ses connaissances, et son infinie patience (jusqu'à me répéter 10 fois les mêmes explications !) pour la caractérisation par ellipsométrie en salle blanche.

Je remercie STMicroelectronics de leur confiance pour ce projet de recherche appliquée et en particulier Sylvain Joblot, Denis Rideau, Rémi Beneyton et Magali Grégoire pour leur contribution, leur réactivité et les moyens mis en place pour la gestion des délais et des contraintes inévitables.

Durant ma thèse, j'ai eu la chance de collaborer avec plusieurs chercheurs et doctorants du CEA-LETI. Chacune de ces collaborations m'a permis d'étudier en détail des procédés de fabrication novateurs et d'étendre mes connaissances sur les technologies de pointe. Pour cela, je remercie Perrine

Batude, Sébastien Kerdilès, Jessy Micout, Luca Pasini et Pablo Acosta pour les échantillons fournis, leur réactivité et leur enthousiasme au vu des résultats obtenus.

Je tiens aussi à remercier Applied Materials et en particulier Vincent Lu, Vincent Ripoche et Wei Zou avec qui nous avons pu collaborer efficacement pour la fabrication de nombreuses plaques destinées à l'étude des contacts Schottky.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude et ma reconnaissance à toutes les personnes du LAAS ayant collaboré à mes recherches et sans lesquelles le travail présenté dans ce manuscrit n'aurait pas été réalisable :

Les membres de l'équipe TEAM pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée en salle blanche : Laurent Mazenq et son aide pour adapter mes protocoles de fabrication, Eric Imbernon, mon guide lors de mes débuts en salle blanche qui m'a donné les bases solides pour travailler en autonomie, Jean-Baptiste Doucet pour tous ses conseils sur la chimie de surface et les protocoles à suivre pour les diverses réactions chimiques utilisées, Aurélie Lecestre, pour son souci du détail et son aide sur la partie gravure, Benjamin Reig, pour son expertise sur l'ellipsométrie, l'AFM et toutes les lames TEM fabriquées, Alexandre Arnoult, pour sa patience à m'expliquer les rudiments de la diffractométrie X, Jean-Christophe Marrot, pour tous ces recuits d'activation accompagnés de discussions sympathiques, Ludovic Salvagnac, pour la quantité astronomique de dépôts métalliques produite, David Bourrier, pour m'avoir aiguillé sur les protocoles de gravures électrochimiques.

Les membres de l'équipe I2C, Nicolas Mauran et Alexandre Rumeau, pour leur aide et leur soutien dans mes caractérisations électriques. Grâce à Nicolas, le banc effet Hall est muni d'un programme de pilotage sur mesure dont il peut être fier et qui sera indispensable pour tous les travaux incluant des mesures par effet Hall. Enfin, Alexandre, qui a rendu les milliers de mesures sur le cryoprobe bien plus digestes et pour sa patience lors des nombreux remplissages du conteneur sans fond d'azote liquide et les innombrables ouvertures de la chambre sous vide pour déplacer des pointes métalliques d'un demi-millimètre.

Je ne peux rédiger ces remerciements sans citer toutes les personnes qui ont contribué indirectement à l'aboutissement de cette thèse. Tout d'abord, les rencontres faites au laboratoire : Daya (merci pour toutes nos conversations scientifiques), Richard (merci pour ton aide sur les simulations TCAD et courage à toi, c'est bientôt la fin !), Benjamin (j'arriverai un jour à lever 100kg, tu peux me croire. Par contre, accroche-toi à tes niveaux de parangons, j'arrive !), Gabriel (ton passage a été court mais indispensable), Benatu (promis coach, je travaille ma garde à la boxe), Francesco (le meilleur theorycrafter sur Path of Exile), Christian (merci encore pour toutes nos discussions cinéma), Dinesh, Adrien, Nicolo, Léa, Nicolas, Clara, Brieu, Luca, Julien, Mahmoud, Hiba, Ali, Adem, Ahmet, Alexandre, Andréa, Laurent et tous les autres...

Un immense merci à mes amis d'enfance, les farguais (de mon village Fargues), sur lesquels je peux compter en toutes circonstances, à mes amis INSAiens qui m'ont permis de garder de la bonne humeur tout au long de ma thèse, et enfin, je ne peux oublier les liens d'amitié tissés dans le groupe Discord rejoint il y a peu, grâce à eux, les difficultés rencontrées pendant la période de rédaction m'ont paru moins insurmontables.

Et pour terminer, merci à mes parents pour leur soutien infailible et l'aide quotidienne qu'ils m'ont apportée, à la fois pour devenir la personne que je suis maintenant mais aussi pour tendre vers les objectifs auxquels j'aspire. Je ne les remercierai jamais assez pour leur patience et leur bienveillance. J'ai une chance inouïe de les avoir dans ma vie.

*A mes parents, ma famille, mes amis
et toutes les personnes qui me sont chères.*

« L'évolution du monde peut être comparée à un feu d'artifice qui vient de se terminer. Quelques mèches rouges, cendres et fumées. Debout sur une escarille mieux refroidie, nous voyons s'éteindre doucement les soleils et cherchons à reconstituer l'éclat disparu de la formation des mondes. »

Georges Lemaitre, « L'expansion de l'espace », Essais de cosmologie, 1931.

Table des matières

Introduction générale	8
Chapitre I : Résistance d'accès : introduction, problématique et procédés d'optimisation	12
I - Fonctionnement, contexte et évolution du transistor MOS	12
A . Le transistor MOSFET	12
1 / Du tube à vide au transistor : la rupture technologique.....	12
2 / Principe de fonctionnement du transistor MOS à effet de champ.....	13
B . Miniaturisation des dispositifs	16
1 / Loi de Moore.....	16
2 / Limitation liées à la miniaturisation.....	17
3 / La résistance de contact : une problématique globale	22
II - Ingénierie de dopage.....	27
A . Principe et intérêt.....	27
B . Notion de solubilité limite	27
C . Principales techniques d'incorporation de dopants.....	28
1 / Dopage in situ.....	28
2 / Implantation ionique.....	29
III - Ingénierie de contact et fabrication de siliciure	33
A . Structures de bande des métaux et des semi-conducteurs	33
B . Contact métal/semi-conducteur	34
1 / $\phi_m = \phi_{sc}$	34
2 / $\phi_m > \phi_{sc}$	35
3 / $\phi_m < \phi_{sc}$	36
C . Principales techniques de modulation de la hauteur de barrière.....	36
1 / Insertion d'un matériau isolant/diélectrique à l'interface métal/SC.....	36
2 / Passivation des états de surface.....	37
3 / Ségrégation de dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur.....	38
IV - Bilan et objectifs de la thèse	40
V - Conclusion	42
VI - Références	43
Chapitre II : L'effet Hall – Rappels théoriques et dispositif expérimental.....	52
I - Les différentes méthodes de profilométrie de dopants actifs.....	52
A . Profilométrie de dopants actifs par mesure de résistance	52
1 / Spreading Resistance Profilometry (1D)	52
2 / Scanning Spreading Resistance Microscopy (2D).....	53
B . Profilométrie de dopants actifs par mesure de capacité.....	54
1 / Mesure de capacité	54
2 / Electrochemical Capacitance-Voltage (2D)	55
3 / Scanning Capacitance Microscopy (3D)	57

C . Profilométrie de dopants actifs par effet Hall	58
1 / Principe de base.....	58
2 / Avantages de la technique de DHE.....	59
D . Bilan sur les techniques de profilométrie de dopants actifs	60
II - L'Effet Hall Conventionnel	61
A . Intérêt et historique	61
B . Effet Hall sous l'approximation des vitesses de dérive homogènes	61
1 / Force de Lorentz et tension de Hall.....	61
2 / Coefficient, mobilité et concentration de Hall	62
C . Les mécanismes de scattering.....	63
1 / Les différents mécanismes de scattering.....	63
2 / Le facteur de scattering.....	65
3 / Impact de la concentration sur la mobilité des porteurs	70
4 / Formalisme de Hall pour des profils de dopants à concentration variable	71
III - L'effet Hall Différentiel (DHE).....	72
A . Théorie de l'effet Hall différentiel.....	72
1 / Les formules différentielles	72
2 / Incertitudes sur les valeurs différentielles	73
B . Limites de la méthode	74
1 / Précision en concentration et en mobilité.....	74
2 / Déplétion et Résolution en profondeur.....	76
IV - Mesures par Effet Hall : structures de Van der Pauw (VdP).....	80
A . Structures de Van der Pauw.....	80
B . Procédure de mesure électrique	81
1 / Mesure de la résistance par carré	81
2 / Mesure du coefficient de Hall	82
C . Fabrication des structures VdP	83
1 / Géométries VdP et leur impact sur les mesures.....	83
2 / Protocole de fabrication	83
3 / Dessin du masque.....	85
V - Conclusion	86
VI - Références	87

Chapitre III : Mise en place d'une technique d'Effet Hall Différentiel

I - Etat de l'art et objectifs	92
II - Techniques de caractérisation et d'analyse utilisées.....	93
A . Techniques de caractérisation expérimentales.....	93
1 / Ellipsométrie spectroscopique (SE)	93
2 / Traitement des données.....	95
B . Techniques d'analyses : Comparaison SIMS-VdP/Hall.....	96
1 / Détermination du facteur de scattering rH (couche « totalement activée »).....	97
2 / Détermination du niveau d'activation (couche « partiellement activée », rH connu)	97

III - Etude de la gravure chimique.....	99
A . Etude de la gravure chimique du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	99
1 / Etude préliminaire	100
2 / Etude approfondie.....	104
B . Etude de la gravure chimique du silicium.....	109
1 / Choix de la chimie de gravure du silicium.....	109
2 / Impact de la procédure de rinçage après gravure sur la rugosité.....	110
3 / Epaisseur moyenne gravée par procédé HF/Ethanol	111
IV - Validation de la méthode d'effet Hall différentiel sur SiGe.....	113
A . Facteur de scattering des trous du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint.....	113
B . Validation d'un procédé complet d'effet Hall différentiel	114
1 / Procédure d'extraction des données brutes.....	114
2 / Plan d'expérience et données brutes.....	114
3 / Calcul du profil final.....	116
C . Autres résultats.....	117
V - Conclusion	119
VI - Références	120
 Chapitre IV : Caractérisation par effet Hall de couches ultrafines fabriquées par procédés d'implantation avancés.....	 124
I - Etude de couches SiGeOI ultrafines.....	124
A . L'empilement vertical de transistors (Monolithic 3D ou 3DVLSI)	124
B . Activation par SPER.....	125
1 / Conditions expérimentales	125
2 / Résultats et interprétations	125
C . Activation par LTA.....	129
1 / Les différentes conditions de recuit laser.....	129
2 / Etude d'une couche SiGeOI activée par LTA	130
II - Etude de couches SOI ultrafines	140
A . Implantation Arsenic	140
1 / Conditions de fabrication.....	140
2 / Analyse des mesures par effet Hall conventionnel.....	141
3 / Analyse par effet Hall différentiel.....	142
4 / Analyse des courbes de mobilité en fonction de la température.....	146
B . Implantation Bore	150
1 / Conditions de fabrication.....	150
2 / Analyse par effet Hall différentiel.....	150
3 / Etude de la mobilité en fonction de la température.....	152
III - Améliorations suggérées pour la technique d'effet Hall différentiel	153
IV - Conclusion.....	155
V - Références.....	157

Chapitre V : Fabrication et caractérisation de contacts Schottky modulés par ségrégation de dopants : exemple du siliciure de platine	162
I - Théorie de la barrière Schottky	162
1 / La diode Schottky non polarisée	162
2 / La diode Schottky polarisée	163
3 / Force image	166
II - Méthode de mesure de faible hauteur de barrière	168
A . Les méthodes de mesure de hauteur de barrière conventionnelles	168
1 / Mesure capacité-tension $C - V$	168
2 / Mesure courant-tension $I - V$	169
3 / Mesure en courant-température (ou énergie d'activation) $I - T$	170
4 / Mesures par photoémission (PE)	171
B . La méthode de mesure par système de diodes en tête-bêche	172
1 / La configuration en tête-bêche	172
2 / Simulation de la structure tête-bêche	173
C . Courbes d'Arrhenius	173
1 / Généralités	173
2 / Détermination de ϕ_b par la simulation	174
III - Procédé de fabrication et de caractérisation des diodes Schottky	175
A . Fabrication des structures Schottky	175
1 / Conception du masque de photolithographie	175
2 / Etapes de fabrication	175
B . Instrumentation pour la mesure des structures Schottky	177
1 / Station cryogénique de test sous pointes	177
2 / Testeur paramétrique	177
IV - Résultats et interprétations	178
A . Précision et fiabilité de la technique d'extraction	178
B . Ségrégation de dopants à l'interface métal/semi-conducteur	179
1 / Les différentes techniques de ségrégation de dopants	179
2 / Plan d'expérience	180
C . Discussion et interprétations des résultats	181
1 / Validation de la méthode de fabrication et de la méthode d'analyse	181
2 / Modulation de barrière Schottky par procédé IBS	183
3 / Modulation de barrière Schottky par procédé ITS	187
4 / Intégration de la ségrégation de dopants dans les lignes de fabrication	190
V - Conclusion	192
VI - Références	193
Conclusion générale et perspectives	198
ANNEXE I : Compléments théoriques sur l'effet Hall	202
I - Courbes analytiques de mobilité en fonction de la concentration	202
A . Dans le silicium	202
B . Dans le SiGe	203

II - Compléments de calculs théoriques.....	203
A . Facteur de scattering rH	203
1 / Expression de E_x en fonction de E_y	203
2 / Expression générale de RH	204
B . Paramètres différentiels	208
1 / Concentration différentielle $nDHE$	208
2 / Mobilité différentielle μDHE	210
C . Incertitudes sur les valeurs différentielles.....	212
1 / Incertitude sur la concentration $SnDHE$	212
2 / Incertitude sur la mobilité $S\mu DHE$	215
III - Phénomènes présents lors de la mesure du coefficient de Hall	216
IV - Références	218
 ANNEXE II : Description des différentes techniques de caractérisation utilisées.....	 220
I - Spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS).....	220
II - Diffractométrie à rayons X (XRD).....	221
A . Principe et intérêt.....	221
B . Diffraction de rayons X par un réseau cristallin	221
1 / Angle de diffraction (Loi de Bragg).....	221
2 / Intensité de l'onde diffractée.....	222
C . Appareillage.....	222
D . Analyse $\theta 2\theta$ (ou mode Bragg-Brentano)	223
III - Microscopie à force atomique (AFM)	224
A . Principe	224
B . Appareillage.....	224
C . Les modes de fonctionnement	225
1 / Mode contact.....	225
2 / Mode tapping	225
IV - Microscopie électronique en transmission (TEM)	226
A . Principe, historique et objectif.....	226
B . Accélération des électrons et longueur d'onde électronique	226
C . Description de l'appareillage	227
D . Modes de fonctionnement.....	227
1 / Le mode diffraction.....	227
2 / Le mode image	228
E . L'analyse dispersive en énergie (EDX)	228
V - Mesure 4 pointes (4PP).....	229
VI - Références	230
 Production scientifique.....	 232

Introduction générale

Introduction générale

En 1947, William Shockley, John Bardeen et Walter Brattain inventent le transistor, qui devint très rapidement le remplaçant du tube à vide. Cette rupture technologique entraîne une explosion de l'électronique de calcul et valut aux trois scientifiques le prix Nobel de Physique en 1956. Le principe du transistor est dérivé en deux types de transistors : le transistor bipolaire et le transistor à effet de champ (ou MOS). Ce dernier peut être commuté un grand nombre de fois par seconde tout en ne dissipant et consommant que très peu d'énergie. Le transistor MOS constitue donc le candidat idéal pour le calcul binaire, fonction principale du processeur dans les ordinateurs. Aux alentours des années 1960, les industriels réalisent le potentiel de ce dispositif et se lancent dans une course à la miniaturisation pour augmenter le nombre de transistor MOS par unité de surface et ainsi améliorer les performances de calcul tout en réduisant le coût des composants. Entre les années 1970 et aujourd'hui, le nombre de transistors dans une puce est passé de quelques milliers à plus d'un milliard.

Ce progrès faramineux n'a pas été chose aisée et de nombreux problèmes liés à la miniaturisation ont été rencontrés notamment les effets canal court. Pour pallier à ces phénomènes parasites et afin de répondre aux exigences imposées par l'ITRS (pour « *International Technology Roadmap for Semiconductors* »), les procédés d'implantation ionique ont été optimisés pour obtenir des jonctions ultra-minces fortement dopées, des nouveaux matériaux ont été introduits comme les matériaux diélectriques high-k pour réduire les courants de fuite de grille ou bien le SiGe pour accroître les propriétés de mobilités des porteurs libres. Ces modifications n'étant plus suffisantes pour contrer les effets liés à la miniaturisation, l'architecture sur substrat massif a été abandonnée et a donné naissance aux architectures FDSOI et FinFET.

L'une des problématiques communes à toutes les architectures est l'augmentation de la résistance de contact R_C entre métal et régions source-drain lorsque les dimensions du transistor sont réduites. Malgré l'introduction des siliciures (alliages entre métal et silicium), la surface de contact devient si réduite que cette résistance continue de se dégrader d'un nœud technologique à l'autre. En plus des dimensions du contact, la résistance R_C dépend de la résistance par carré du semi-conducteur sous le contact R_S mais aussi de la résistivité spécifique de contact siliciure/semi-conducteur ρ_C . A dopage et dimensions de contact équivalents, la résistance ne peut être minimisée qu'en réduisant la résistivité spécifique ρ_C autant que possible. Cette dernière dépend de deux paramètres physiques (voir équation ci-dessous) : la hauteur de barrière Schottky du contact siliciure/semi-conducteur ϕ_B et la concentration de dopants actifs proche de la surface du semi-conducteur n_{surf} .

$$\rho_C \propto \frac{\phi_B}{\sqrt{n_{surf}}}$$

Plusieurs procédés ont été développés aussi bien pour augmenter n_{surf} que pour réduire ϕ_B . Dans le premier cas (n_{surf}), l'utilisation de techniques d'incorporation de dopants hors équilibre thermodynamique permettent d'atteindre des concentrations très élevées. Deux d'entre elles sont très prometteuses : le dopage *in situ* pendant le dépôt à basse température des régions source-drain (CVD pour « *Chemical Vapor Deposition* ») ou encore, l'implantation ionique dans des couches pré-amorphisées ou activées à l'aide de recuits à très hautes températures et de très courtes durées comme le recuit laser. L'incorporation peut être amplifiée si ce dernier implique un changement de phase. Dans

le second cas (ϕ_B), il est possible de modifier l'électrostatique locale du contact en ségrégant des dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur (théorie des dipôles). La ségrégation peut être réalisée de plusieurs façons : profitant de la différence de vitesse de diffusion de ces espèces dans le siliciure et dans le semi-conducteur ou bien en se servant de la formation du siliciure comme un « chasse-neige » pour les dopants.

Ces procédés avancés ont permis d'atteindre des résistivités spécifiques de l'ordre de $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ voire inférieures et de satisfaire les objectifs fixés par l'ITRS pour le nœud technologique à venir (7 nm). Cependant, dans une optique d'amélioration à long terme, l'optimisation de ces procédés nécessite de multiplier les expériences. Ceci représente un coût non négligeable, qui peut être largement minimisé par l'utilisation d'outils de simulation de procédés de fabrication. Afin de rendre ces outils de prédiction les plus fiables possibles, ils doivent être combinés à des mesures expérimentales précises. Des techniques de mesures d'une grande sensibilité ont été conçues pour mesurer des résistivités spécifiques de plus en plus faibles. Toutefois, dans la grande majorité de ces travaux, peu d'évaluations de l'impact de ces procédés avancés sur les deux leviers de réduction de R_C sont fournis.

Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est de mettre au point des méthodes de caractérisation fiables et précises permettant d'extraire ces deux paramètres. Cette thèse a été réalisée dans le cadre du programme Nano2017 (projet MOSDIIA pour « Modélisation TCAD pour l'Optimisation du module Source/Drain par procédés d'Implantation Ionique Alternatives ») qui vise à améliorer les modèles physiques de simulation TCAD (Technology Computer Aided Design) par la compréhension des phénomènes agissant sur la réduction de la résistance de contact à l'interface siliciure/semi-conducteur et par l'implémentation de mesures précises de n_{surf} et ϕ_b obtenues grâce aux des méthodes de caractérisation développées. Ce projet a été réalisé en collaboration entre le laboratoire du LAAS-CNRS, la société STMicroelectronics et l'équipementier Applied Materials. Une partie des travaux exposés dans ce manuscrit résulte aussi d'une collaboration avec le centre de recherche appliqué du CEA-LETI.

Dans un premier chapitre, nous plaçons le contexte de notre étude en abordant notamment avec plus de détails le fonctionnement et la miniaturisation du transistor MOS. Nous soulignons l'impact grandissant de la résistance de contact sur l'acheminement du courant des interconnexions métalliques jusqu'au canal de conduction et nous décrivons les procédés les plus prometteurs pour la réduction de cette résistance de façon plus approfondie. Ce chapitre mène à soulever la problématique de la caractérisation précise des deux paramètres clés décrits précédemment.

Le deuxième chapitre présente la technique d'effet Hall différentiel (DHE) après avoir préalablement exposé l'effet Hall conventionnel ainsi que les autres techniques de profilométrie de dopants actifs les plus connues. Pour réaliser les mesures électriques par effet Hall, des structures de mesures dites de Van der Pauw sont nécessaires. Le protocole de fabrication de ces structures est décrit dans ce chapitre.

Comme nous l'avons mentionné dans cette introduction, le SiGe fait partie des nouveaux matériaux introduits dans la fabrication des transistors MOS en particulier dans les régions source-drain pour induire des contraintes dans le canal de conduction. Les procédés normalement utilisés pour l'effet Hall différentiel appliqué au silicium ne sont pas valables pour le SiGe. Ainsi, dans le troisième chapitre, nous présentons le protocole expérimental mis en place pour l'application de cette technique sur SiGe et nous démontrons sa validité sur des couches témoins.

Le quatrième chapitre traite des résultats de DHE obtenus sur des couches ultrafines de SiGe et de Si dopées grâce à des techniques d'implantation ionique et d'activation avancées (RTA et laser). Grâce aux résolutions de mesure atteintes, nous montrons la fiabilité de l'effet Hall différentiel à la fois pour la mesure de profils abrupts dont la concentration de surface est élevée mais aussi pour l'interprétation des phénomènes agissant sur le transport des porteurs libres.

Et finalement, dans un cinquième chapitre, nous présentons la théorie de la diode Schottky et notamment les différents modes d'émission existants. Après avoir établi un état de l'art des méthodes de mesures de hauteur de barrière, nous décrivons le principe ainsi que le protocole de fabrication de notre structure de mesure basée sur des diodes Schottky placées en tête bêche. La fiabilité et la précision de cette méthode est confirmée à travers l'étude de contacts dont la hauteur de barrière est modulée par la ségrégation de dopants.

Chapitre I

Résistance d'accès : introduction, problématique et procédés d'optimisation

Chapitre I : Résistance d'accès : introduction, problématique et procédés d'optimisation

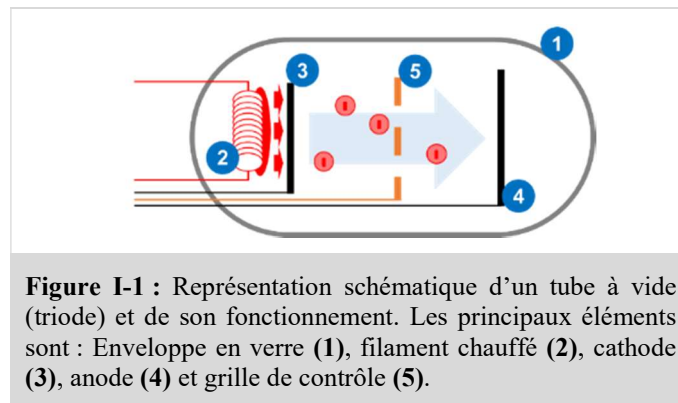
Le transistor MOS constitue la clé de voûte de la microélectronique pour le calcul logique. Dans ce chapitre, nous verrons tout d'abord les origines et le fonctionnement de ce dispositif puis les conséquences entraînées par sa miniaturisation en particulier sur l'évolution de la résistance de contact des régions source-drain.

I - Fonctionnement, contexte et évolution du transistor MOS

A . Le transistor MOSFET

1 / Du tube à vide au transistor : la rupture technologique

Dans les années 1950, les tous premiers ordinateurs (calculateurs électroniques) font leur apparition dans quelques laboratoires et entreprises d'aviation. A cette époque, l'unité de calcul élémentaire est le tube à vide, qui est constitué d'un filament en tungstène, d'une cathode, d'une anode et d'une grille de contrôle (l'ensemble est encapsulé sous vide). Le filament en tungstène est alimenté en courant et génère des électrons par rayonnement [REICH-41]. Ces électrons sont ensuite dirigés de la cathode vers l'anode grâce à une polarisation positive de l'anode. Le flux d'électrons est modulé par application d'une tension au niveau de la grille de contrôle, située entre la cathode et l'anode (voir **Figure I-1**). Il est alors possible d'avoir un courant passant ou non passant (système binaire).



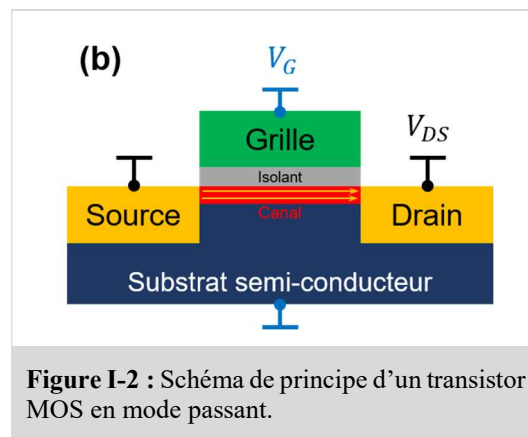
Le tube à vide (ou triode) est amélioré à plusieurs reprises donnant la tétrode puis à la pentode. Chaque évolution permet d'augmenter significativement la puissance de calcul des ordinateurs qui peuvent exécuter jusqu'à 40 000 instructions par secondes (IBM 704 (1952)) [OKAMURA-94]. Malgré les progrès faramineux qui ont eu lieu entre le début et le milieu du 20^{ème} siècle, les possibilités du tube à vide sont atteintes, aussi bien en termes de consommation, de fiabilité que de taille [GUARNIERI-12].

En 1947, les chercheurs John Bardeen, Walter Brattain et William Shockley (prix Nobel 1956) introduisent le transistor. Le principe de ce dispositif imite celui du tube à vide excepté que les électrons circulent dans un matériau semi-conducteur au lieu de circuler dans du vide. Les transistors remplacent rapidement les tubes à vide car plus petits, plus légers, plus robustes, ne nécessitent pas d'activation thermique et consomment bien moins que leur prédécesseur. Face aux caractéristiques indéniablement plus avantageuses du transistor face au tube à vide, les communautés scientifique et industrielle s'emparent donc du concept et le dérivent en deux types : le transistor bipolaire et le transistor à effet de champ (MOS). Le premier est très avantageux pour les applications nécessitant de l'amplification de

signal et ne sera pas traité dans cette thèse. En revanche, le transistor MOS, de par sa faible consommation et dissipation d'énergie, constitue le candidat idéal pour exécuter les opérations logiques qui requièrent un grand nombre de commutations par seconde.

2 / Principe de fonctionnement du transistor MOS à effet de champ

Le transistor MOS à effet de champ (ou **MOSFET** pour « *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* ») a été pensé et breveté par Julius Edgar Lilienfeld en 1925 [LILIENFELD-25] mais son fonctionnement n'a été prouvé qu'en 1960 par Martin Atalla et Dawon Kahng [KAHNG-60]. Il est constitué d'une source, d'un drain et d'une grille (voir **Figure I-2**). Chacun de ces éléments dispose d'un contact métallique. La source et le drain sont des réservoirs de charges (électrons ou trous) séparés par un matériau semi-conducteur. La grille est constituée d'une superposition de matériaux diélectriques (isolants) surmontés d'un contact métallique et permet de piloter la formation du canal de conduction entre la source et le drain (grâce à la tension V_G), c'est-à-dire le passage de l'état bloquant (état 0) à l'état passant (état 1) du transistor. Lorsque le canal est formé, le courant de conduction I_D est contrôlé par la tension source-drain V_{DS} .



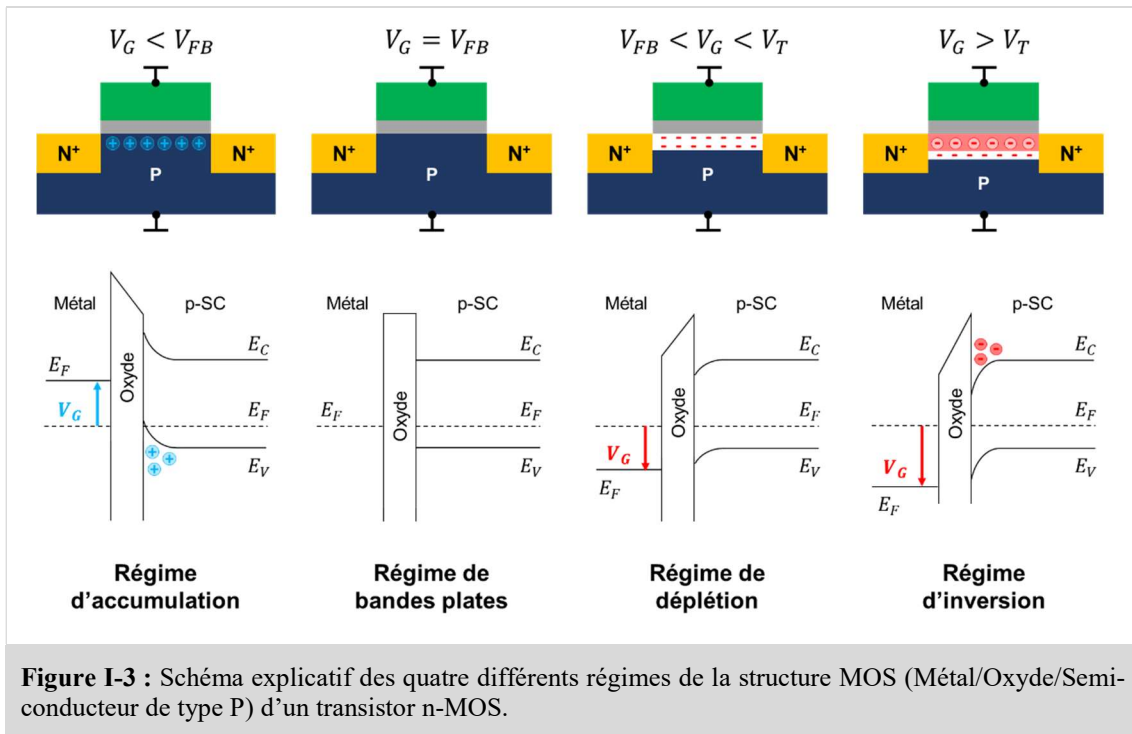
a) Impact de la tension de grille (V_G)

Pour illustrer les différents régimes, il est nécessaire de définir deux tensions supplémentaires : la tension de bandes plates V_{FB} (pour « Flat Band ») et la tension de seuil V_T (pour « Threshold »).

En **Figure I-3** sont décrits les quatre différents régimes d'un transistor n-MOS suivant la valeur de la tension de grille V_G [PARKER-94] :

- **Accumulation** ($V_G < V_{FB}$) : les trous du substrat sont attirés vers l'interface oxyde/semi-conducteur.
- **Bandes plates** ($V_G = V_{FB}$) : aucune charge n'est présente à l'interface oxyde/semi-conducteur et les bandes des tous les matériaux sont alignées.
- **Déplétion** ($V_{FB} < V_G < V_T$) : les trous sont repoussés vers le substrat massif tout en laissant des charges négatives fixes dans la zone de déplétion
- **Inversion** ($V_G > V_T$) : un nombre suffisant d'électrons sont attirés à la surface du semi-conducteur pour former une couche d'inversion (canal de conduction) qui est séparée de la région neutre du semi-conducteur pour une zone de déplétion. Lorsque la tension de grille est encore augmentée, deux phénomènes se produisent en parallèle : augmentation de la charge dans la couche d'inversion

ainsi que l'augmentation de la charge et de la largeur dans la région de déplétion. La largeur de la zone de déplétion finit par atteindre une valeur maximale (condition de forte inversion).



Pour une tension de grille inférieure à la tension de seuil, aucun électron ne peut circuler entre la source et le drain. Le transistor est à l'état bloquant. En revanche, pour $V_G > V_T$, une zone d'inversion riche en électrons est formée et permet de relier la source et le drain. Le transistor est à l'état passant et un courant I_D apparaît. L'allure de la courbe $I_D = f(V_G)$ est donnée en **Figure I-5 (a)**.

b) Impact de la tension source-drain (V_{DS})

Pour un n-MOS en régime d'inversion ($V_G > V_T$), la tension appliquée entre la source et le drain V_{DS} modifie la forme du canal de conduction. Pour chaque transistor, il existe une tension source-drain de saturation notée V_{DSsat} . Les trois différents régimes de conduction dépendant de la valeur de V_{DS} par rapport à V_{DSsat} [PARKER-94] (voir **Figure I-4**) :

- **Linéaire** ($V_{DS} < V_{DSsat}$) : le courant de conduction répond linéairement à l'augmentation de V_{DS} .
- **Pincement** ($V_{DS} = V_{DSsat}$) : en raison de la chute de potentiel entre la source et le drain, l'épaisseur de la couche d'inversion diminue linéairement entre la source et le drain. Le régime de pincement est atteint lorsque l'épaisseur de la couche d'inversion au niveau du drain est nulle.
- **Saturation** ($V_{DS} > V_{DSsat}$) : lorsque V_{DS} augmente le point de pincement se déplace vers la source et une région de déplétion de largeur ΔL sépare la couche d'inversion et le drain. Grâce au fort champ électrique présent dans la région de déplétion, les électrons arrivant au point de pincement sont fortement accélérés jusqu'au drain. Cette accélération est telle que les électrons atteignent rapidement leur vitesse de saturation et I_{DS} ne répond plus linéairement à V_{DS} .

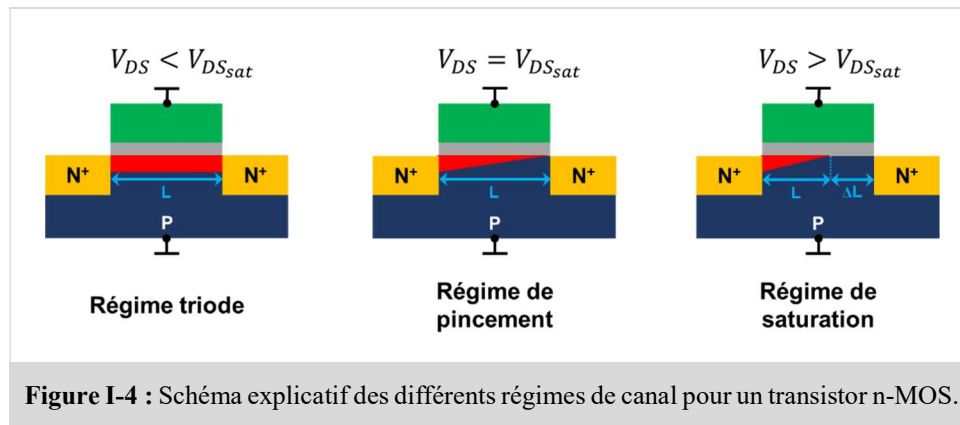


Figure I-4 : Schéma explicatif des différents régimes de canal pour un transistor n-MOS.

Les courbes $I_{DS} = f(V_{DS})$ du courant de conduction traversant le canal en fonction de la tension source-drain peuvent être obtenues pour plusieurs valeurs de $V_G > V_T$. Lorsque V_G augmente, la charge d'inversion augmente. Par conséquent, le courant de saturation I_{DSsat} augmente (voir **Figure I-5 (b)**).

c) Facteurs de mérite du transistor MOS

Le courant I_{on} à l'état passant se définit par la condition $V_G = V_{DS} (= V_{DD}$, la tension à l'état passant). Le courant I_{off} à l'état bloquant correspond à $V_G = 0$. La caractéristique $\log I_{DS} = f(V_G)$ donnée en **Figure I-5 (a)** permet de mettre en lumière deux facteurs de mérite d'un transistor : la pente sous le seuil (ou SS pour « Subthreshold Slope ») et le ratio I_{on}/I_{off} [SZE-07].

La pente sous le seuil se définit comme la variation de tension de grille nécessaire pour faire augmenter le courant de conduction I_{DS} d'une décade (en régime de déplétion, c'est-à-dire pour $V_G < V_T$). Plus grande est la pente sous le seuil, plus rapide sera la commutation du transistor de l'état 0 à l'état 1. Pour un transistor idéal à température ambiante, celle-ci vaut 60 mV/dec.

Le ratio I_{on}/I_{off} donne l'écart en courant entre l'état bloquant et l'état passant. Il est donc caractéristique de la fiabilité du transistor (fort courant à l'état 1 élevé et faible courant de fuite à l'état 0). Celui-ci est de l'ordre 10^5 .

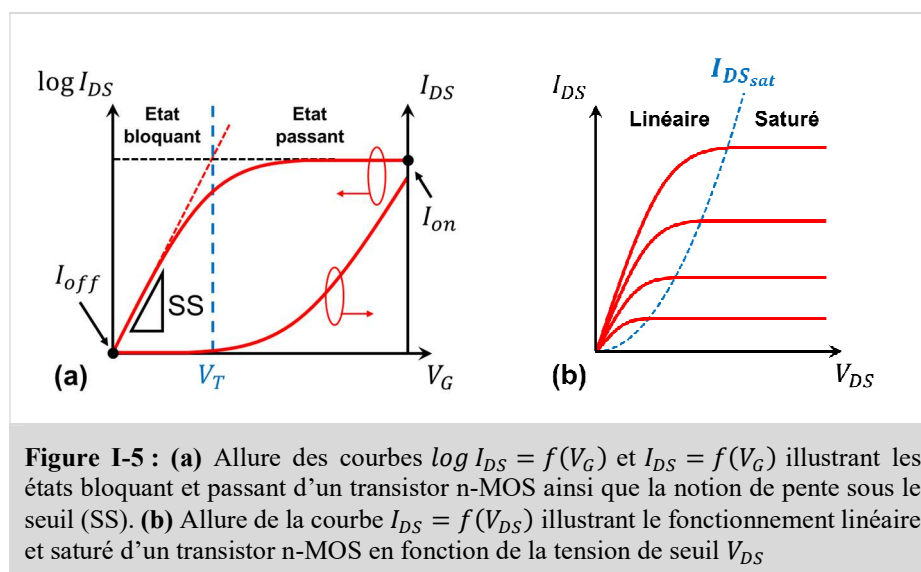


Figure I-5 : (a) Allure des courbes $\log I_{DS} = f(V_G)$ et $I_{DS} = f(V_G)$ illustrant les états bloquant et passant d'un transistor n-MOS ainsi que la notion de pente sous le seuil (SS). (b) Allure de la courbe $I_{DS} = f(V_{DS})$ illustrant le fonctionnement linéaire et saturé d'un transistor n-MOS en fonction de la tension de seuil V_{DS}

La création des différentes portes logiques passe par la combinaison de transistors p-MOS et n-MOS, appelée technologie CMOS (pour « Complementary Metal-Oxide-Semiconductor »). Le silicium étant

le matériau de base pour la fabrication de ces deux types de transistors, ils peuvent être intégrés en grand nombre au sein d'un même substrat monolithique (ou **VLSI** pour « *Very Large Scale Integration* »).

B . Miniaturisation des dispositifs

1 / Loi de Moore

La miniaturisation du transistor permet d'augmenter le nombre de transistors intégrables sur un même substrat et par conséquent, d'améliorer les performances de calcul et de réduire les coûts de production et la consommation d'énergie. A l'aube de cette ère, Gordon Moore prédit en 1965 une multiplication par deux du nombre de transistors par unité de surface tous les ans [**MOORE-65**]. Dix ans plus, il ajuste son hypothèse à la baisse en prévoyant la même évolution non pas tous les ans mais tous les 18 mois [**MOORE-75**]. Pendant près de quarante ans, la loi Moore s'est avérée très proche de la réalité, qui montre une multiplication par deux du nombre de transistors tous les deux ans (voir **Figure I-6**).

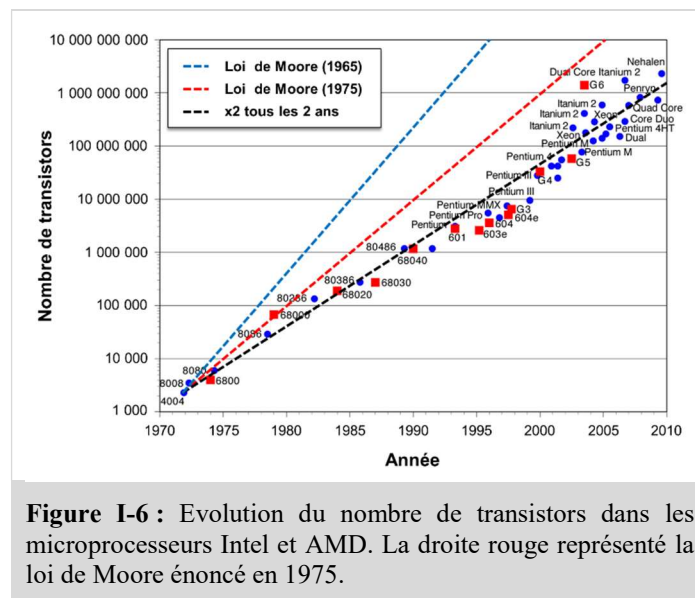


Figure I-6 : Evolution du nombre de transistors dans les microprocesseurs Intel et AMD. La droite rouge représenté la loi de Moore énoncé en 1975.

Ainsi, à partir des années 1970, les plus grands fabricants de microprocesseurs débutent une course à la réduction des dimensions des transistors. Afin de conserver des propriétés électriques internes identiques, les dimensions du transistor (longueur de grille, profondeur des jonctions source-drain, épaisseur d'oxyde de grille, etc...) sont réduites d'un facteur κ [**DENNARD-74**] [**BACCARANI-84**] [**DAVARI-95**]. Ce même facteur est appliqué pour réduire la tension d'alimentation et pour augmenter la concentration de dopants actifs dans les régions source-drain.

Pour maintenir la cadence de cette miniaturisation, des experts des technologies à base de semi-conducteur évaluent régulièrement les objectifs à atteindre et publient une feuille de route (ou **ITRS** pour « *International Technology Roadmap for Semiconductor* ») environ tous les deux ans dans laquelle sont listées les défis que les industriels devront relever pour les dix à quinze années à venir.

2 / Limitation liées à la miniaturisation

La miniaturisation des transistors a été accompagnée par l'apparition de nombreux problèmes. La plupart d'entre eux sont résolus par la modification des procédés de fabrication, l'introduction de nouveaux matériaux ou un changement d'architecture. Les effets canal court, qui sont parmi les problèmes les plus connus et toujours d'actualité, permettent d'illustrer l'évolution des dispositifs avec la miniaturisation.

a) Les effets canal court

Lorsque les dimensions du transistor MOS sont réduites, la longueur de grille L_G est réduite et les zones de charges espaces de la source et du drain tendent à se recouvrir. Ce phénomène entraîne l'apparition de plusieurs effets parasites appelés **effets canal court** (ou SCE pour « *Short Channel Effect* ») [YOUNG-89] :

- **Modification de la tension de seuil** (ou « V_T roll-off ») : en plus de la réduction physique des dimensions, la zone d'inversion du canal est réduite par les zones de charges espaces de la source et de drain. La tension de seuil requise pour la formation du canal est alors modifiée. Cet effet est amplifié lorsque la tension source-drain augmente (voir **Figure I-7**).
- **DIBL** (pour « *Drain Induced Barrier Lowering* ») : dans le canal d'un transistor avec un canal suffisamment long, l'abaissement de la barrière de potentiel pour les porteurs présents dans la source n'est contrôlé que par la tension de grille. Pour un transistor à canal court, l'application d'une tension source-drain accentue le recouvrement des zones de charge d'espaces et réduit la barrière pour les porteurs de la source [WOLF-95] (voir **Figure I-7**).
- **Perçage** (ou « *Punch-through* ») : Aussi, suivant l'importance du recouvrement des ZCE, des porteurs peuvent directement circuler de la source au drain sans qu'une tension de grille ne soit appliquée : c'est le phénomène de **perçage** [WILAMOWSKI-82].
- **Génération de porteurs chauds** (ou « *hot carriers injection* ») : dans un transistor MOS en régime de saturation, les porteurs arrivant proche de la zone de pincement sont très énergétiques (porteurs chauds). Ceux-ci entraînent la création de paires électron-trous par ionisation par impact responsables de l'apparition de courant de fuite. Cet effet est accentué lorsque la longueur du canal est réduite [AKERS-85] [PETROVA-86] [WANG-99].

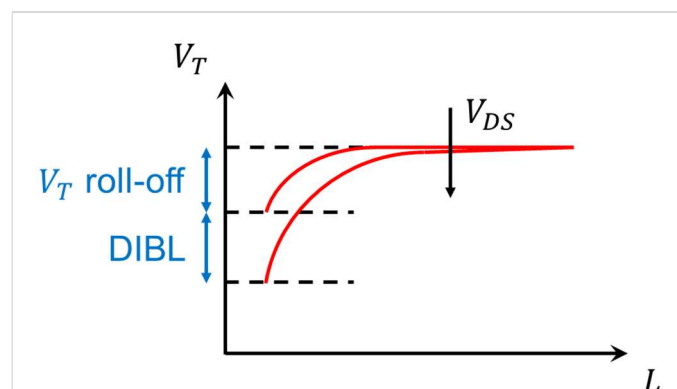
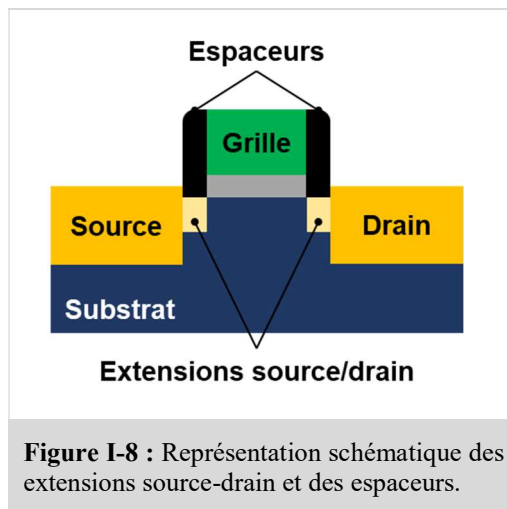


Figure I-7 : Evolution de la tension de seuil en fonction de la longueur du canal et représentation du V_T roll-off et du DIBL (tiré de [CHANEMOUGAME-05])

Tous ces effets entraînent une perte de contrôle de la grille sur la formation du canal de conduction et par conséquent une dégradation des propriétés électriques du transistor.

b) Modifications du procédé de fabrication

Ces effets ont dans un premier temps été contrés à l'aide de la mise en place de jonctions source-drain intermédiaires appelées extensions (voir **Figure I-8**). Pour obtenir ces extensions, le procédé de fabrication des jonctions source-drain traditionnelles est modifié de telle sorte à obtenir des jonctions ultra-minces avec un dopage suffisamment fort pour ne pas entraîner de chute de potentiel significative (c'est-à-dire une augmentation de la résistance). La fabrication des extensions est facilitée par l'introduction des espaceurs de part et d'autre de la grille.



c) Introduction de nouveaux matériaux

(i) Diélectrique de grille

Aux débuts de la microélectronique, le diélectrique de grille utilisé est l'oxyde de silicium (SiO_2). En plus de posséder des propriétés diélectriques adéquates, ce matériau a l'avantage de pouvoir être fabriqué à partir d'un substrat de silicium grâce à un procédé d'oxydation thermique. A chaque nœud technologique, l'épaisseur de cet oxyde a été réduite jusqu'à atteindre une dimension proche du nanomètre (nœud technologique 65 nm dans les années 2006). A cette dimension, les porteurs libres peuvent traverser l'isolant par effet tunnel, générant ainsi un courant de fuite au niveau de la grille qui dégrade la fiabilité du transistor. Pour pallier à ce problème, les industriels ont introduit des matériaux à forte constante diélectrique dits « high k » et notamment l'oxyde d'hafnium (HfO_2) (voir **Figure I-9**) [MISTRY-07] [CHAU-04].

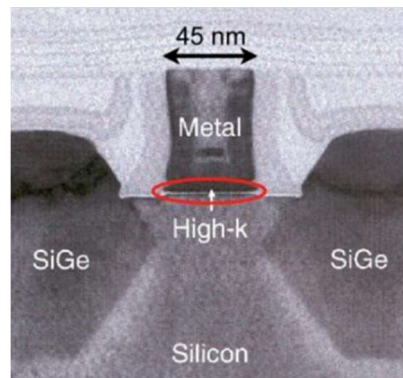


Figure I-9 : Image TEM d'un transistor p-MOS 45 nm (Intel) avec isolant de grille en HfO_2 (matériau high-k).

L'oxyde d'hafnium permet d'obtenir des propriétés diélectriques équivalentes à celle du SiO_2 mais pour une épaisseur de matériau plus importante, limitant ainsi les courants de fuite.

(ii) Régions source/drain

Autour des années 2000, la réduction de la longueur de grille est fortement freinée. Pour continuer d'augmenter les performances des dispositifs, les industriels se dirigent vers l'ingénierie de contrainte pour accroître la mobilité des porteurs dans le canal de conduction. En effet, il apparaît que lorsque le silicium est en tension, la mobilité des électrons est augmentée dans la direction de la contrainte. Il en est de même pour les trous lorsque le silicium est en compression [ROCHETTE-08]. Ces propriétés ont été utilisées pour contraindre le canal de conduction et grandement améliorer les performances des dispositifs. Pour introduire une contrainte en tension, deux techniques se sont succédées. La première consiste à déposer une couche d'encapsulation en nitrure Si_3N_4 sur le n-MOS finalisé et permet d'avoir une tension uni-axiale du canal dans la direction source-drain [GHANI-03] [MISTRY-04] [THOMPSON-04] [MORIN-05] (voir Figure I-10 (a)). Une variante de cette technique réside dans la formation de dislocations de part et d'autre du canal par pré-amorphisation puis recristallisation des régions source-drain maintenues en tension par une encapsulation de Si_3N_4 (voir PAI et SPER dans la partie suivante) [LIM-10] [SHEN-12].

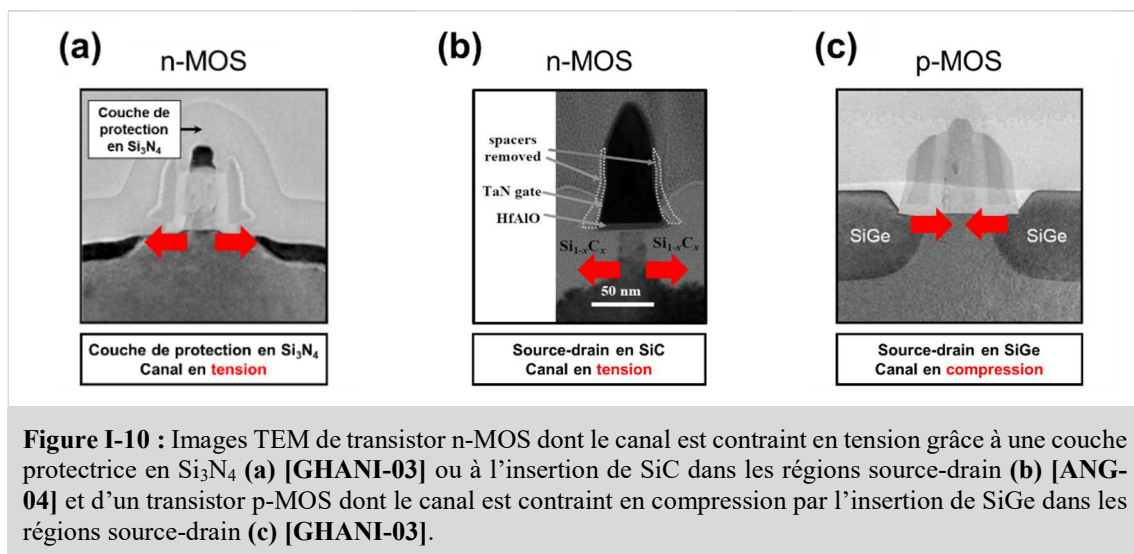


Figure I-10 : Images TEM de transistor n-MOS dont le canal est contraint en tension grâce à une couche protectrice en Si_3N_4 (a) [GHANI-03] ou à l'insertion de SiC dans les régions source-drain (b) [ANG-04] et d'un transistor p-MOS dont le canal est contraint en compression par l'insertion de SiGe dans les régions source-drain (c) [GHANI-03].

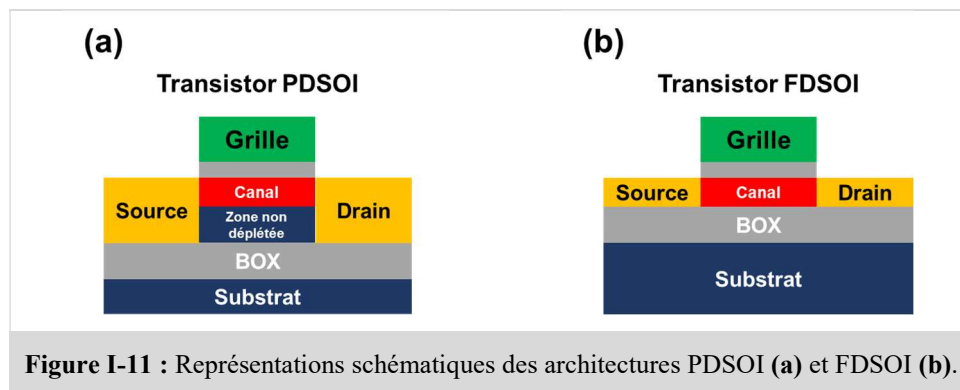
La seconde technique de contrainte est réalisée par une incorporation minime de carbone ($\sim 1\%$) au sein même des régions source-drain en silicium (qui devient du SiC) afin d'en réduire le paramètre de maille (voir **Figure I-10 (b)**) [ANG-04] [TOGO-12]. Pour générer une contrainte en compression, l'alliage SiGe [SCHÄFFLER-01], dont le paramètre de maille est plus grand que celui du silicium est inséré par épitaxie dans les régions source-drain (voir **Figure I-10 (c)**) [GHANI-03] [THOMPSON-04] [PARTON-06] [MISTRY-04] [AUTH-08] [PACKAN-09] [AUTH-12].

d) Changement d'architecture

L'introduction des nouveaux procédés et de nouveaux matériaux n'étant plus suffisante pour contrer les effets liés à la miniaturisation, il s'est avéré indispensable de modifier l'architecture planaire initiale sur substrat massif.

(i) Architectures planaires sur oxyde enterré (SOI)

La fabrication de transistor MOS sur oxyde enterré (ou **BOX** pour « *Buried OXyde* ») a permis de grandement atténuer les effets canal court [RITZENTHALER-06] [FAYNOT-13]. Les premières couches sur oxyde enterré (ou **SOI** pour « *Silicon-On-Insulator* ») ayant une épaisseur comprise entre 50 nm à 90 nm, la région d'inversion ne couvre pas l'intégralité de la couche. Pour cette raison cette architecture est nommée **PDSOI** (pour « *Partially Depleted Silicon On Insulator* ») (voir **Figure I-11 (a)**). Grâce à l'avancée des procédés de fabrication des substrats SOI, de nouveaux substrats plus fins (5 nm à 20 nm) ont permis d'atteindre des conditions d'inversion totale. Ce type de transistor est appelé **FDSOI** (pour « *Fully Depleted Silicon-On-Insulator* ») (voir **Figure I-11 (b)**).



(ii) Architecture 3D à grille multiples : FinFET (ou TriGate)

L'une des architectures MOS les plus utilisées à l'heure actuelle avec l'architecture FDSOI est le FinFET. De l'anglais « *fin* » pour « *ailette* », l'ensemble source-canal-drain est gravé par gravure ionique réactive (ou **RIE** « *Reactive-Ion Etching* ») dans le substrat massif pour former un muret et la région constituant le canal est recouverte par les matériaux de grille. L'intérêt majeur de cette architecture est qu'elle permet un meilleur contrôle de grille qu'une architecture planaire tel que le FDSOI (voir **Figure I-12**) [HISAMOTO-00]. Contrairement à la grille de transistor planaire qui ne dispose que d'une seule surface de contact pour former le canal de conduction, la grille du FinFET dispose de trois surfaces de contact épousant parfaitement la forme de l'ailette semi-conductrice (surface jaune), d'où la désignation de transistor « *TriGate* » (pour « *Triple Grille* ») [COLINGE-04]. Ainsi, par application de la tension adéquate, l'intégralité du volume sous la grille est entièrement déplétée.

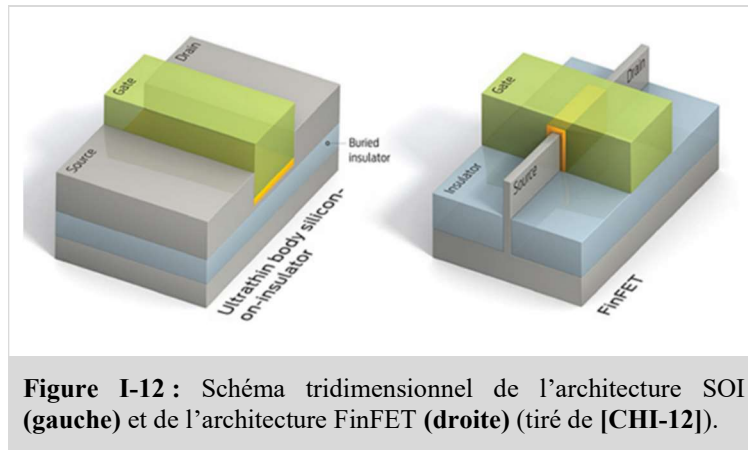


Figure I-12 : Schéma tridimensionnel de l'architecture SOI (gauche) et de l'architecture FinFET (droite) (tiré de [CHI-12]).

(iii) Architecture 3D à grille entourante à base de nanofil : GAA-NWFET

L'architecture à base de nanofil aussi appelée aussi **GAA-NWFET** (pour « *Gate-All-Around Nano-Wire Field Effect Transistor* ») permet d'avoir une surface de grille maximale car entourante. Le contrôle de la grille est donc optimal [RITZENTHALER-06] [HAN-11] (voir **Figure I-13**).

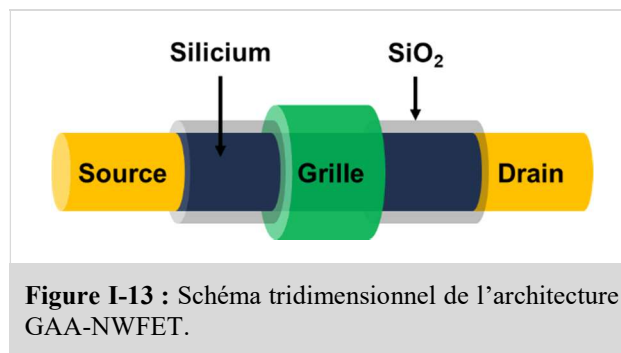


Figure I-13 : Schéma tridimensionnel de l'architecture GAA-NWFET.

Ce type d'architecture peut être intégré de façon horizontale (**LGAA** pour « *Lateral Gate-All-Around* ») ou en vertical (**VGAA** pour « *Vertical Gate-All-Around* ») (respectivement **Figure I-14 (a) et (b)**). Le concept de NWFET a été démontré comme architecture potentielle pour la miniaturisation ultime du transistor au début des années 2000 [DUAN-01] [WHANG-03] [CUI-03] [WU-04]. Cependant, sa complexité de fabrication dans une optique d'intégration industrielle repoussera sa mise en place jusqu'au nœud technologique 5 nm en 2021 (LGAA) et 1,5 nm en 2030 (VGAA) [IRDS-17].

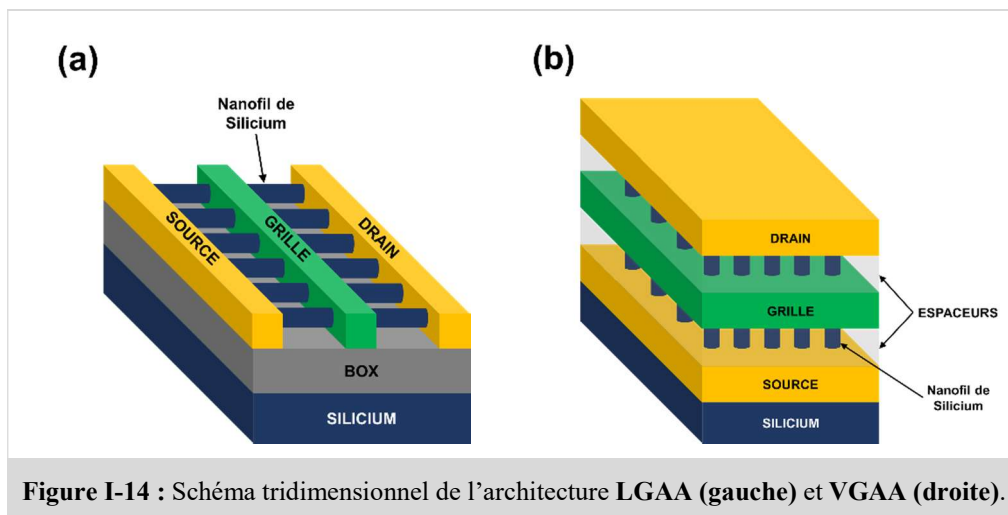


Figure I-14 : Schéma tridimensionnel de l'architecture LGAA (gauche) et VGAA (droite).

Les effets canal court ne représentent pas les seules limitations à la miniaturisation des transistors MOS. La réduction des dimensions de la source et du drain ainsi que des contacts métalliques entraîne une diminution importante du courant injecté dans le canal. Cette problématique est commune à toutes les architectures et constitue le cœur du travail de cette thèse.

3 / La résistance de contact : une problématique globale

a) Résistance d'accès d'un transistor planaire sur silicium massif

Des interconnexions métalliques jusqu'au canal, le courant injecté dans un transistor traverse une série de résistances provenant de l'empilement de différents matériaux et de leurs interfaces (voir **Figure I-15**). La somme de ces contributions définit la résistance d'accès R_{ACC} dont l'expression est :

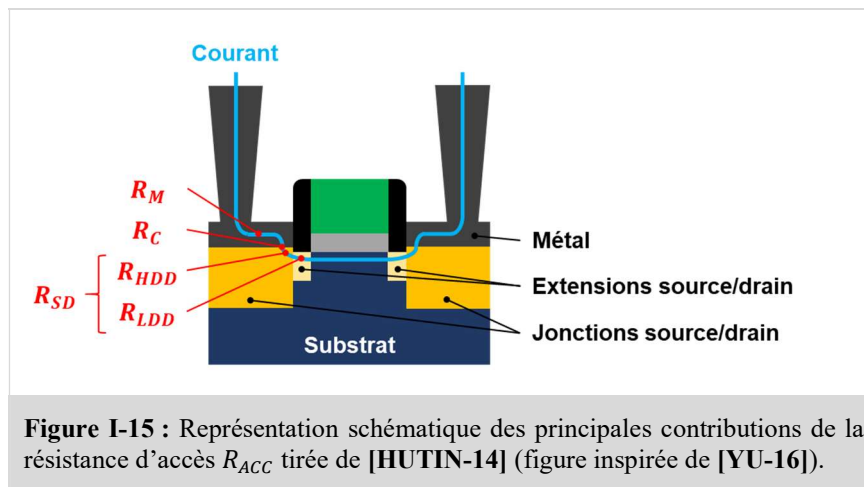
$$R_{ACC} = R_M + R_C + R_{SD} \quad \text{Équation I-1}$$

avec : R_M , la résistance du métal
 R_C , la résistance de contact métal/semi-conducteur
 R_{SD} , la résistance dans les régions source-drain

La résistance dans les régions source-drain R_{SD} peut être décomposée en deux contributions :

$$R_{SD} = R_{HDD} + R_{LDD} \quad \text{Équation I-2}$$

avec : R_{HDD} , la résistance dans les régions fortement dopées
 R_{LDD} , la résistance dans les extensions (faiblement dopées)



Lorsque les dimensions du transistor sont réduites, chaque contribution de la résistance d'accès doit être réduite pour conserver l'électrostatique du dispositif constante. Quel que soit le métal choisi, la résistance R_M est faible par rapport aux autres contributions. Quant à la résistance de source-drain R_{SD} , elle peut être amoindrie d'un nœud technologique à l'autre en réduisant les profondeurs de jonction X_{jHDD} et X_{jLDD} ainsi qu'en augmentant le niveau de concentration [SEVERAC-09] [KUHN-09]. En revanche, comme il sera montré dans la section suivante, la contribution la plus importante était la résistance de contact [OSBURN-98] [COLOMBEAU-13]. En dehors des dimensions du contact, la résistance de contact dépend principalement de la résistance du semi-conducteur sous le contact R_S (c'est-à-dire du niveau de dopage) et de la résistivité spécifique de contact à l'interface entre métal et semi-conducteur notée ρ_C (voir **Équation I-3**).

$$R_C = \frac{L_T}{W} \sqrt{\rho_C R_S} \coth\left(\frac{L_C}{L_T}\right) \quad \text{Équation I-3}$$

avec : ρ_C , la résistance spécifique de contact à l'interface métal/semi-conducteur
 R_S , la résistance par carré du silicium sous le contact
 L_T , la longueur de transfert
 L_C , la longueur de contact
 W , la largeur du contact

Ainsi, le choix du métal doit être réalisé de façon à minimiser simultanément la résistance spécifique de contact à l'interface métal/semi-conducteur ρ_C et la résistance du métal R_M . Les matériaux permettant de réaliser au mieux ces conditions sont des alliages métal-silicium appelés siliciures [OHGURO-95].

b) Historique des siliciures

Les siliciures sont des composés métalliques issus de la réaction d'interdiffusion entre métal et silicium à basse température (entre 350°C et 800°C pour la plupart des siliciures). Ces matériaux ont des faibles résistivités et permettent de réduire la chute de potentiel entre interconnexions métalliques et semi-conducteur. Les principales caractéristiques des siliciures que nous allons discuter dans cette section sont résumées dans le **Tableau I-1**.

Références	Siliciure	Résistivité ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	Température de formation (°C)	nm de Si consommé par nm de métal (nm)
	MoSi₂	40-100	800-1000	2,56
	WSi₂	30-70	800-1000	2,53
	TiSi ₂ (C49)	60-80	350-700	2,27
	TiSi₂ (C54)	15-20	700-900	2,27
	Co ₂ Si	~100	300-500	0,91
	CoSi	100-150	400-600	1,82
	CoSi₂	15-20	600-800	3,64
	NiSi	10-15	300-600	1,83
	NiSi ₂	30-50	600-800	3,65
COLGAN-95	Pt ₂ Si	10-20	200-350	0,66
HAN-11	PtSi	25-35	300-400	1,32

Tableau I-1 : Tableau résumant les principales caractéristiques des siliciures utilisés pour former les contacts métalliques des technologies MOS.

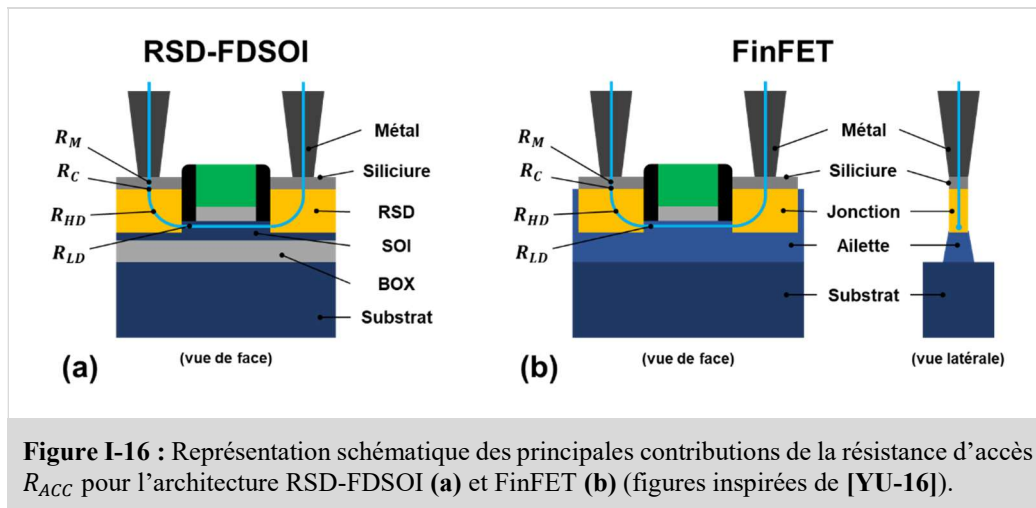
Les premiers siliciures (appelés polycides) ont été formés à partir de métaux réfractaires et de polysilicium pour contacter la grille des technologies MOS, dans un premier temps à base de molybdène (**MoSi₂**) puis de tungstène (**WSi₂**) pour sa meilleure résistivité. Malgré une bonne stabilité thermique, leurs résistivités et leurs températures de formation devinrent trop élevées pour les nœuds technologiques suivants. Ils furent ensuite remplacés par le siliciure de titane (**TiSi₂-C54**). Cependant, la fabrication de cet alliage nécessitait de passer par une phase intermédiaire aux propriétés électriques moins intéressantes (**TiSi₂-C49**). Avec la réduction des dimensions, la réaction entre le titane et le silicium menait à une agglomération du siliciure, ce qui a fortement dégradé sa résistivité. Le siliciure de cobalt CoSi₂ a ensuite pris la place du TiSi₂ et a été majoritairement utilisé entre les nœuds

technologiques 0,25 μm et 65 nm. En dessous de ces dimensions, la pénétration du CoSi_2 est devenu trop importante (3,64 nm de Si consommé par nanomètre de Co). Pour les générations de MOS actuelles, les meilleurs candidats pour contacter la source et le drain sont les siliciures de nickel NiSi et de platine PtSi . En effet, ceux-ci peuvent être formés à très basses températures (entre 300°C et 600°C), sont stables thermiquement, disposent de faibles résistivités (entre 10 et 35 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$) et ont une faible pénétration dans le silicium (1,83 nm et 1,32 nm de Si consommé par nanomètre de Ni et de Pt). De plus, le Pt et le Ni sont tous deux utilisables pour la formation de germano-siliciures dont les propriétés sont aussi attractives [DEPRAT-17].

Malgré l'introduction des siliciures et une minimisation de R_M , la résistance de contact reste la contribution la plus importante de la résistance d'accès et nécessite une attention particulière [OSBURN-98] [COLOMBEAU-13]. Dans la section suivante, nous allons voir l'impact du changement d'architecture sur le choix des métaux utilisés pour la siliciuration des contacts source-drain.

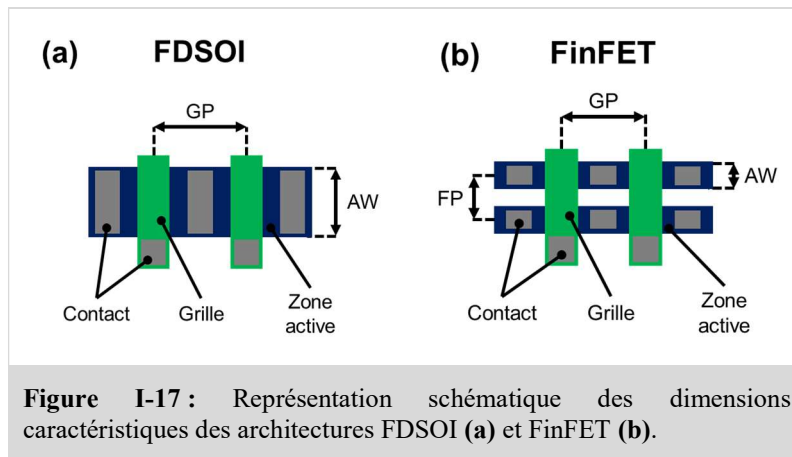
c) Impact du changement d'architecture

Pour les premiers transistors FDSOI et FinFET, le NiSi et le PtSi sont restés les métaux les plus utilisés pour la fabrication de contacts siliciurés. Les contributions de la résistance d'accès sont identiques à l'architecture planaire (voir **Figure I-16 (a) et (b)**) [KUHN-09].

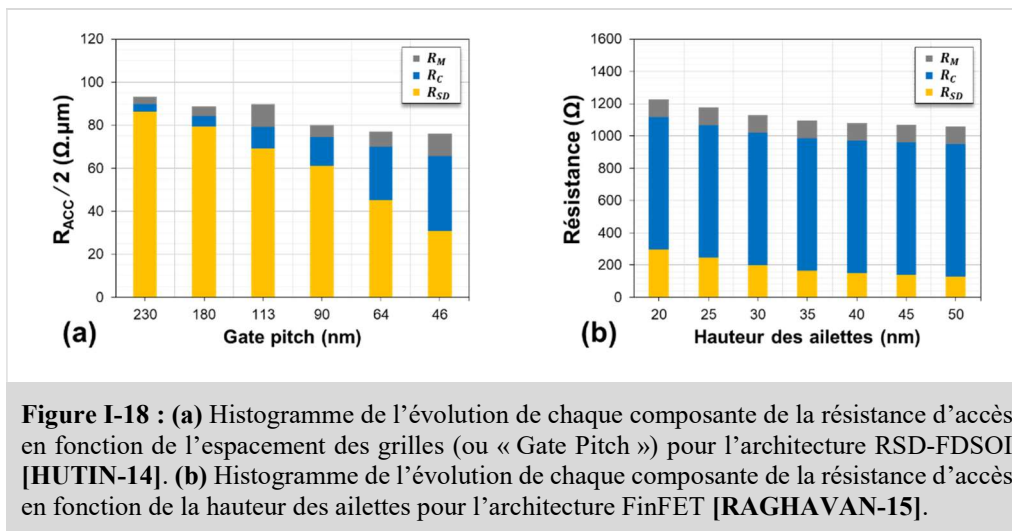


La réduction de R_{SD} s'effectue en augmentant le volume des régions source-drain. L'augmentation du nombre de transistor par unité de surface est réalisée par la réduction des dimensions latérales, c'est-à-dire de la largeur des zones actives **AW**, de l'écartement entre les grilles **GP** et aussi, dans le cas spécifique du FinFET, de l'écartement entre ailettes **FP** (voir **Figure I-17 (a) et (b)**). Pour continuer à minimiser R_{SD} , la réduction des dimensions latérales doit être accompagnée d'une augmentation de la hauteur/profondeur des régions source-drain pour minimiser R_{SD} . Dans le cas du FDSOI, la source et le drain sont fabriqués par dépôt et sont donc surélevés (ou **RSD** pour « *Raised Source-Drain* », voir **Figure I-16 (a)**). Pour l'architecture FinFET, la hauteur des ailettes est augmentée (voir **Figure I-16 (b)**).

Remarque : Tout comme pour l'architecture planaire sur substrat massif, le SiGe est utilisé dans la fabrication des architectures FDSOI et FinFET pour introduire de la contrainte dans le canal des transistors *p*-MOS.



Plusieurs études prédictives ont été faites sur l'évolution de chaque composante de la résistance d'accès en fonction de la réduction des dimensions des dispositifs [KUHN-09] [BOURDET-16]. Pour le FDSOI, les prédictions réalisées par Hutin et al. [HUTIN-14] montrent une légère diminution globale de la résistance d'accès en fonction du gate pitch (voir Figure I-18 (a)). Toutefois, cette évolution est due en grande partie à l'amélioration considérable de la résistance de source-drain (**contribution jaune**) qui compense la dégradation progressive de la résistance de contact (**contribution bleue**). Dans le cas du FinFET, l'étude menée par Rahgavan et al. met en lumière un constat sensiblement identique. La résistance d'accès diminue légèrement avec l'augmentation de la hauteur des ailettes grâce à une amélioration de la résistance source drain (voir Figure I-18 (b)). Cependant, même si la résistance de contact reste constante d'une dimension d'ailette à l'autre, son impact sur la résistance d'accès passe de 66% à 77%.



De plus, avec la modification des dimensions de ces architectures et l'utilisation de siliciures de plus en plus fins, le chemin parcouru par le courant au sein du siliciure est drastiquement réduit. De ce fait, la contribution apportée par la résistance du siliciure (correspondant à R_M) devient négligeable et le métal doit être choisi de façon à minimiser en priorité R_C (et donc ρ_C) [YU-16]. Pour les futures générations de transistors, le siliciure de titane (TiSi_x) redevient un matériau d'intérêt car sa résistivité de contact avec le Si et/ou le SiGe est meilleure que le PtSi et le NiSi [YU-16(2)] [ZHANG-16] [CHANG-17] [EVERAERT-17] [WU-17]. Ainsi, à l'heure actuelle et pour les prochains nœuds technologiques à venir, l'amélioration de l'acheminement du courant de commande au sein jusqu'au canal de conduction passe en priorité par une réduction de la résistivité de contact ρ_C entre siliciure et semi-conducteur. Ceci

constitue un challenge crucial dont la difficulté a entraîné une revue à la hausse des valeurs de la résistance d'accès à atteindre entre les « roadmaps » de 2015 [ITRS-15] et de 2017 [IRDS-17] (« *International Roadmap for Devices and Systems* ») (voir **Figure I-19**). Pour pouvoir satisfaire ces planifications, il est nécessaire d'avoir une résistivité de contact d'environ $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour le nœud technologique en cours de développement (FinFET 7 nm), entre $5 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ d'ici 2024 (LGAA 3 nm) et entre $10^{-10} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $5 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour les nœuds suivants (LGAA 1,5 nm) [COLOMBEAU-13] [NI-15] [GLUSCHENKOV-16] [EVERAERT-17] [SARANGAPANI-18]. Ces résistivités ne peuvent être atteintes simplement par la formation de siliciures. Nous allons voir dans la section suivante les différents leviers envisageables pour la réduction de R_C (et donc de ρ_C).

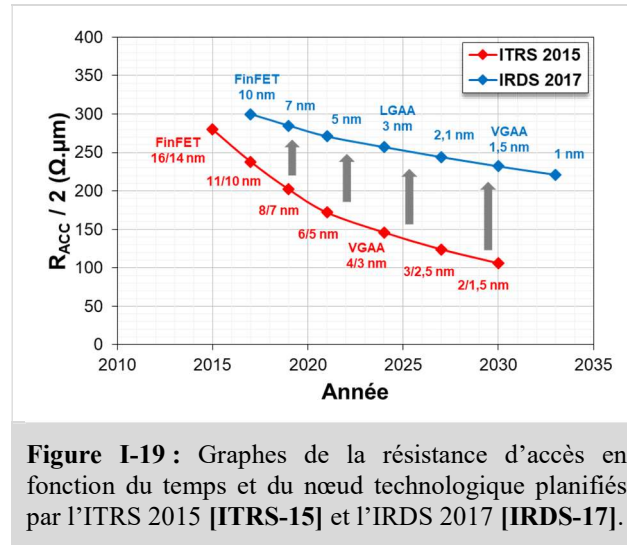


Figure I-19 : Graphes de la résistance d'accès en fonction du temps et du nœud technologique planifiés par l'ITRS 2015 [ITRS-15] et l'IRDS 2017 [IRDS-17].

d) Leviers de réduction de R_C

Nous avons vu précédemment que la résistance de contact R_C dépend de la résistivité spécifique de contact à l'interface siliciure/semi-conducteur ρ_C (voir **Équation I-4**). Cette résistivité s'exprime de la façon suivante :

$$\rho_C = \rho_{C_0} \cdot \exp\left(\frac{2\phi_B}{\hbar} \sqrt{\frac{\varepsilon_S m^*}{n_{\text{surf}}}}\right) \propto \frac{\phi_B}{\sqrt{n_{\text{surf}}}} \quad \text{Équation I-4}$$

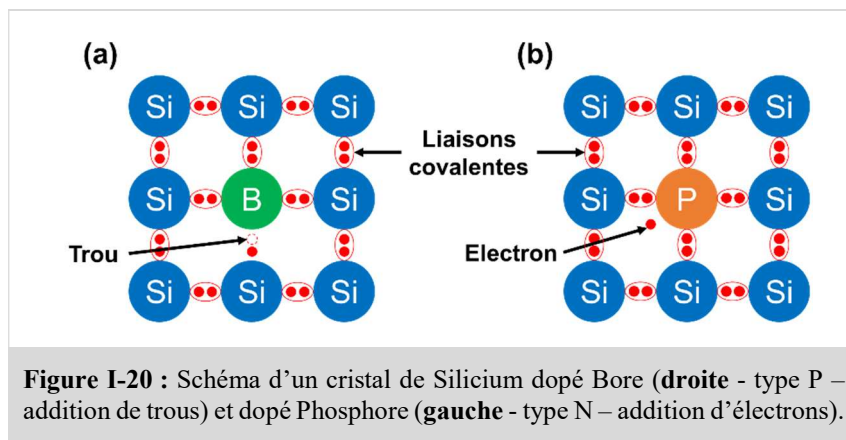
avec : ϕ_B , la hauteur de barrière Schottky du contact siliciure/semi-conducteur
 n_{surf} , la concentration de dopants à la surface du semi-conducteur
 ρ_{C_0} , une constante dépendant des matériaux mis en jeu
 ε_S , la constante diélectrique du semi-conducteur
 $\hbar$, la constante de Planck
 m^* , la masse effective des porteurs considérés

L'**Équation I-4** fait apparaître deux leviers permettant de moduler ρ_C : la hauteur de barrière Schottky ϕ_B du contact siliciure/semi-conducteur et la concentration active de dopants à la surface du semi-conducteur n_{surf} . Ces deux paramètres définissent les deux grands axes que nous traiterons dans cette thèse. Dans la partie suivante, nous allons décrire les différentes méthodes connues pour atteindre des niveaux élevés de concentration de dopants actifs et pour réduire la hauteur de barrière Schottky d'un contact siliciure/semi-conducteur.

II - Ingénierie de dopage

A . Principe et intérêt

Sous sa forme pure, le silicium (ou le SiGe) ne dispose pas d'un grand nombre de porteurs libres. Pour augmenter son nombre de porteurs libres, et par conséquent améliorer ses propriétés de conduction, il est nécessaire d'incorporer d'autres atomes dans sa matrice cristalline. Le silicium et le germanium étant des éléments de la colonne IV du tableau périodique des éléments, sous leur forme cristalline, chaque atome est relié à ses plus proches voisins par quatre liaisons covalentes (tétravalent). Par conséquent, l'introduction d'éléments III (bore) ou V (phosphore ou arsenic) favorise respectivement la conduction par les trous (dopage de type P, voir **Figure I-20 (a)**) ou par les électrons (dopage de type N, voir **Figure I-20 (b)**). Pour que ces dopants soient électriquement actifs, ceux-ci doivent être incorporés en position substitutionnelle.



B . Notion de solubilité limite

Pour tout cristal, il existe une concentration maximale de dopants qu'il est possible d'incorporer en position substitutionnelle à l'équilibre thermodynamique et au-delà de laquelle des phénomènes de précipitation peuvent survenir. Cette concentration maximale est appelée solubilité limite et dépend de l'espèce dopante et du substrat implanté. Pour déterminer cette concentration seuil, plusieurs études ont été menées à partir de mesures électriques sur des échantillons implantés et activés grâce à de longs recuits à haute température (section suivante). Les courbes de solubilités limites du phosphore, de l'arsenic et du bore dans le silicium données en **Figure I-21** mettent en évidence que la solubilité limite varie exponentiellement avec la température selon une loi d'Arrhénius [SOLMI-90] [NOBILI-94] [SOLMI-96]. Cependant, dans le cas où les conditions d'incorporation de dopants utilisées seraient insuffisantes (par exemple un budget thermique trop faible), la concentration active peut être inférieure à la solubilité limite. De même, nous verrons dans la suite de ce chapitre qu'il est possible de dépasser la solubilité limite en travaillant en dehors de l'équilibre thermodynamique.

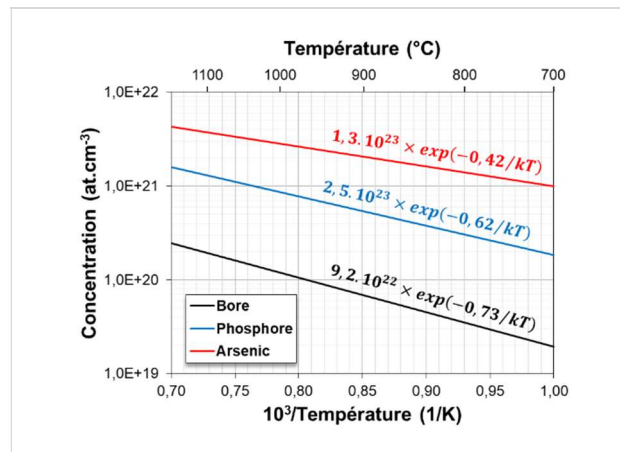


Figure I-21 : Courbes empiriques d'Arrhenius des solubilités limites du phosphore, de l'arsenic et du bore dans le silicium en fonction de la température de recuit. Ces courbes ont été déduites par l'expérience et dans des conditions d'équilibre thermodynamique [SOLMI-90] [NOBILI-94] [SOLMI-96].

Cette notion est très importante car nous allons voir plus tard qu'il est possible de dépasser la solubilité limite grâce à des procédés de dopages se produisant hors équilibre afin d'atteindre des concentrations de surface très élevées.

C . Principales techniques d'incorporation de dopants

Pour pouvoir atteindre des concentrations élevées de dopants actifs au sein d'un semi-conducteur, deux principales techniques peuvent être utilisées : le dopage *in situ* et l'implantation ionique.

1 / Dopage *in situ*

Le dopage *in situ* est une méthode permettant de doper un matériau pendant sa déposition. La principale technique de dépôt utilisée par les industriels est le dépôt chimique en phase vapeur (ou CVD pour « *Chemical Vapor Deposition* »). Le principe de cette technique consiste à faire réagir chimiquement un composé volatil (précurseur) du matériau à déposer avec la surface sur laquelle le dépôt doit être appliqué. Une fois que les précurseurs ont diffusé jusqu'à la surface, ils sont adsorbés puis diffusent sur la surface jusqu'à réaction chimique ou incorporation. Les produits de la réaction sont ensuite désorbés et évacués. Le dopage *in situ* est réalisé par l'intermédiaire de précurseurs contenant l'espèce dopante (par exemple, la phosphine PH_3 pour le dopage au phosphore, l'arsine AsH_3 pour le dopage à l'arsenic ou encore le diborane B_2H_6 pour le dopage au bore). La concentration incorporée dépend de la concentration des précurseurs. La réaction entre précurseurs et surface est activée thermiquement à des températures pouvant varier de 800°C à 1500°C. Différentes techniques dérivées de la CVD existent notamment le dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (ou LPCVD pour « *Low Pressure Chemical Vapor Deposition* »). La réduction de la pression permet d'améliorer la qualité du dépôt (meilleure homogénéité de composition et d'épaisseur) car celui-ci est majoritairement dominé par les réactions de surface [BRUNO-94]. De même, l'épitaxie en phase vapeur (VPE pour « *Phase Vapor Epitaxy* ») est une modification de la CVD qui permet de faire intervenir des mécanismes de réaction physiques plutôt que chimiques par l'utilisation de précurseurs particuliers ainsi que des conditions de températures, de pression et de surface spécifiques. La croissance de la couche déposée est cependant plus lente que le procédé classique de déposition.

Grâce à la CVD, il est possible de fabriquer des couches minces d'une grande pureté à des concentrations de dopants supérieures à la solubilité limite. Cependant, les dopants étant incorporés hors équilibre, tous ne sont pas forcément électriquement actifs. La CVD est la principale technique de dépôt utilisée pour la fabrication des régions source-drain surélevées.

2 / Implantation ionique

L'implantation ionique consiste à bombarder un matériau avec un faisceau énergétique constitué d'ions contenant les espèces dopantes désirées.

a) Principe

Cette technique s'initie par la formation d'un plasma à partir d'une source contenant l'espèce à implanter. Par application d'un champ électrique intense, les ions du plasma sont extraits et accélérés dans un dispositif magnétique permettant de séparer les espèces d'intérêt des autres espèces. Le faisceau d'ions est ensuite dirigé vers la surface du matériau (cible). Une fois la surface atteinte, les ions subissent deux mécanismes de perte d'énergie différents : par collisions nucléaires et par interactions électroniques. Pendant le premier mécanisme, les ions implantés entrent en collision élastique avec les atomes de la cible. Ceci engendre un changement de trajectoire des ions implantés ainsi qu'un déplacement des atomes du réseau cristallin si l'énergie de collision est supérieure à l'énergie de liaison. Pendant le second mécanisme, les ions implantés sont ralentis par interaction avec les électrons des atomes du réseau cristallin. L'énergie transmise étant très faible, les ions implantés sont seulement ralentis. La prédominance de l'un ou l'autre des deux phénomènes dépend de l'énergie et de la masse atomique des ions implantés mais aussi de la masse atomique des atomes du matériau bombardé. Les probabilités qui régissent la séquence d'interactions et de collisions subis par les ions implantés entraînent une distribution finale quasi-gaussienne des dopants. La profondeur correspondant au maximum de concentration est appelé « *projected range* » (ou R_p).

Les atomes du réseau ayant été déplacés de leur position initiale se retrouvent en position interstitielle et laissent une position vacante. De même, la plupart des ions implantés sont en position interstitielle. Ces défauts sont respectivement nommés interstitiel, lacune et impuretés et forment l'ensemble des défauts ponctuels. Pour pouvoir bénéficier des avantages du dopage, il est nécessaire de replacer les dopants en position substitutionnelle (voir **Figure I-20 (a) et (b)**). Ceci est réalisable par l'intermédiaire d'un recuit thermique d'activation.

b) Les principales techniques de recuit

Dans cette section, nous allons décrire les principaux types de recuit thermique selon les différentes échelles de temps de recuit mis en œuvre : seconde (RTA), milliseconde (Flash et DSA) et nanoseconde (LTA).

(i) Le recuit RTA (seconde)

Les recuits RTA (pour « *Rapid Thermal Annealing* ») permettent d'atteindre des températures comprises 1000-1100°C via des montées en températures allant jusqu'à 250°C/s et des descentes en température d'environ 80-100°C/s. Ces caractéristiques sont obtenues à l'aide de lampes halogènes transmettant la chaleur par radiation. Les échanges optimaux et homogènes de la chaleur sont assurés grâce à un gaz inerte empêchant aussi toute oxydation de surface (généralement du diazote N_2 ou du dihydrogène H_2) et à un support en graphite recouvert d'une couche de SiC (suscepteur). Deux types de

recuits sont réalisables : les recuits dits « soak » dans lesquels la température maximale est maintenue pendant plusieurs dizaines de secondes et les recuits dits « spike » pour lesquels la température est immédiatement réduite une fois la température maximale atteinte. Dans les deux cas, compte tenu des durées de la montée et descente en température, la durée totale d'un recuit RTA est de l'ordre des secondes.

(ii) Les recuits Flash et DSA (milliseconde)

Le recuit Flash s'effectue en deux temps : une première montée en température similaire à un recuit RTA à l'aide de lampes incandescentes jusqu'à environ 700°C puis une seconde montée en température plus abrupte ($\sim 10^6$ °C/s) grâce à une lampe à arc jusqu'à 1300°C.

Le recuit DSA (pour « *Dynamic Surface Annealing* ») s'effectue aussi en deux parties : un préchauffage à environ 100°C suivi d'une montée rapide en température ($\sim 10^6$ °C/s) jusqu'à 1000-1300°C. Ce procédé utilise un réseau de lasers à onde continue pompés par diode (longueur d'onde de fonctionnement : ~ 850 nm). Chaque laser a une puissance ajustable qui permet de régler de façon précise la puissance du rayon final. En combinant tous les lasers, il est possible de maîtriser précisément la température maximale.

Pour ces deux types de recuit, les montées et descentes en températures sont très rapides (milliseconde) car la région chauffée est située dans les premiers nanomètres de la surface.

(iii) Le recuit LTA (nanoseconde)

Le recuit LTA (pour « *Laser Thermal Annealing* ») est réalisé à l'aide d'un dispositif laser pulsé (le plus souvent « excimer » (pour « *EXCited diMER* »)). Ce type de laser permet d'atteindre des températures maximales supérieures à 1400°C grâce à des montées en température d'environ $\sim 10^{10}$ °C/s. La majorité du budget thermique étant confiné dans les premiers nanomètres du matériau recuit, la dissipation thermique s'effectue très rapidement dans le matériau massif.

Grâce à des densités d'énergies suffisamment élevées, il est possible de dépasser la température de fusion du silicium (1412°C) ou du SiGe (pour $0,2 \leq x_{Ge} \leq 0,3$, $1380^\circ\text{C} \geq T_{\text{Liquidus}} \geq 1352^\circ\text{C}$) et de faire passer le matériau en phase liquide. Si un germe cristallin est présent en dessous de la phase liquide, celle-ci peut alors recristalliser lors du refroidissement. La recristallisation par épitaxie en phase liquide (ou **LPER** pour « *Liquid Phase Epitaxy Regrowth* ») est utilisée comme procédé d'incorporation et d'activation des dopants. La vitesse de recristallisation étant de plusieurs mètres par seconde, les phénomènes intervenant à l'interface liquide-solide n'ont pas lieu à l'état d'équilibre. Par conséquent, la concentration de dopants incorporés dans le solide recristallisé s'approche de la solubilité limite de l'espèce dopante dans le liquide. Cette dernière étant généralement plus élevée que la solubilité limite dans le solide, la LPER permet d'atteindre des concentrations de dopants supérieures à la solubilité limite de l'espèce dopante dans le solide. Lors de la progression de l'interface solide-liquide, les dopants se répartissent de part et d'autre de l'interface. Le coefficient k' de répartition est défini par l'Équation I-5 et est dans la plupart des cas inférieur ou égal à 1 :

$$k' = \frac{C_S}{C_L}$$

avec : C_S , la concentration de dopants dans la phase solide
 C_L , la concentration de dopants dans la phase liquide

Lorsque k' vaut 1, le profil de concentration final est inchangé (par rapport au profil implanté). Pour des valeurs inférieures à 1, les dopants s'accumulent dans la phase liquide au fur et à mesure que la recristallisation progresse et se ségrègent en surface.

c) Loi de la diffusion

Comme nous l'avons explicité précédemment, l'implantation ionique génère un grand nombre de défauts ponctuels. L'utilisation d'un recuit thermique d'activation est primordiale pour la reformation du cristal endommagé et le placement des dopants en position substitutionnelle. Pour des conditions de recuit permettant d'activer les dopants à l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire à haute température ($> 1000^\circ\text{C}$) et des temps longs ($> \text{min}$), le déplacement des porteurs suit une loi de Fick (2^{ème} Loi de Fick, voir **Équation I-8**). Cette loi décrit un mouvement des dopants depuis les régions de fortes concentrations vers les régions de faibles concentrations (1^{ère} Loi de Fick, voir **Équation I-6**) tout en vérifiant la conservation de la matière (voir **Équation I-7**).

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial z} \quad \text{Équation I-6}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial z} \quad \text{Équation I-7}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad \text{Équation I-8}$$

avec: J , le flux de dopants implantés diffusant pendant le recuit d'activation
 C , la concentration d'ions implantés diffusant pendant le recuit d'activation
 D , le coefficient de diffusion
 z , la profondeur

La loi de la diffusion de Fick permet de mettre en évidence qu'à température équivalente, un recuit court engendrera moins de phénomènes de diffusion qu'un long recuit. De plus, nous avons vu que la solubilité limite dépendant de la température (voir **page 27**). Par conséquent, afin d'éviter toute redistribution des dopants et ainsi pouvoir atteindre des niveaux de concentration actifs élevés, il est préférable d'utiliser des recuits d'activation à haute température et de courte durée tels que le recuit Flash, DSA ou LTA. Toutefois, la diffusion des dopants est un mécanisme atomistique bien plus complexe faisant intervenir des interactions dopants-défauts ponctuels aussi bien avec les lacunes qu'avec les interstitiels [GÖSELE-79] [FAHEY-89] [PAKFAR-03].

d) Evolutions des défauts ponctuels pendant l'activation thermique

Lors du recuit d'activation, une partie des défauts ponctuels présents après l'implantation ionique (interstitiels et lacunes) se recombine mais une autre partie peut s'agglomérer sous forme de défauts plus étendus [CLAVERIE-00].

Dans le cas des interstitiels, plusieurs formes stables existent [CRISTIANO-00] allant des petits clusters d'interstitiels (< 50 atomes), aux défauts $\{311\}$ [TAKEDA-97] (plusieurs centaines d'atomes) et aux boucles de dislocations. Pendant l'activation thermique, des flux d'interstitiels entre défauts entraînent la dissolution de certains et l'accroissement d'autres. Ces flux peuvent avoir des conséquences majeures sur la diffusion et l'activation des dopants et donc sur les propriétés électriques du matériau final. Par exemple, dans le cas de l'implantation de bore, plusieurs études ont montré que pour des conditions spécifiques de recuit, l'évolution des défauts au cours du recuit induisait une désactivation des dopants [PAWLAK-04] [CRISTIANO-04].

De plus, les dopants peuvent interagir directement avec des défauts ponctuels et impacter ainsi les propriétés électriques des couches finales. Par exemple, dans le cas du bore, les agglomérats bore-interstitiels, appelés BICs (pour « *Boron Interstitials Clusters* ») sont responsables de la désactivation de bore [HOFKER-73] [COWERN-90] [CRISTIANO-03]. De plus, ceux-ci peuvent nuire aux propriétés électriques du matériau dopé en accentuant le phénomène d'interactions coulombiennes entre porteurs et BICs. La dégradation de mobilité des trous est d'autant plus importante que la dose de BICs est importante [SEVERAC-09] [SEVERAC-10].

e) Pré-amorphisation et recristallisation par épitaxie en phase solide

La pré-amorphisation est un procédé réalisé avant l'implantation des dopants qui consiste à endommager le cristal par implantation ionique. En utilisant une énergie d'implantation suffisante, les ions incidents entraînent le passage du matériau de l'état cristallin à l'état amorphe [CEROFOLINI-87]. Il est possible d'utiliser une espèce neutre pour le semi-conducteur implanté (par exemple le germanium pour amorphiser le silicium), ou une espèce dopante suffisamment lourde (comme par exemple le phosphore ou l'arsenic) (voir **étape 1** en **Figure I-22**). En détruisant ainsi la périodicité du réseau cristallin, les effets de canalisation attendus pour une implantation de dopants dans un cristal sont supprimés. Le confinement des dopants est donc favorisé à l'aide de la pré-amorphisation (voir **étape 2** en **Figure I-22**).

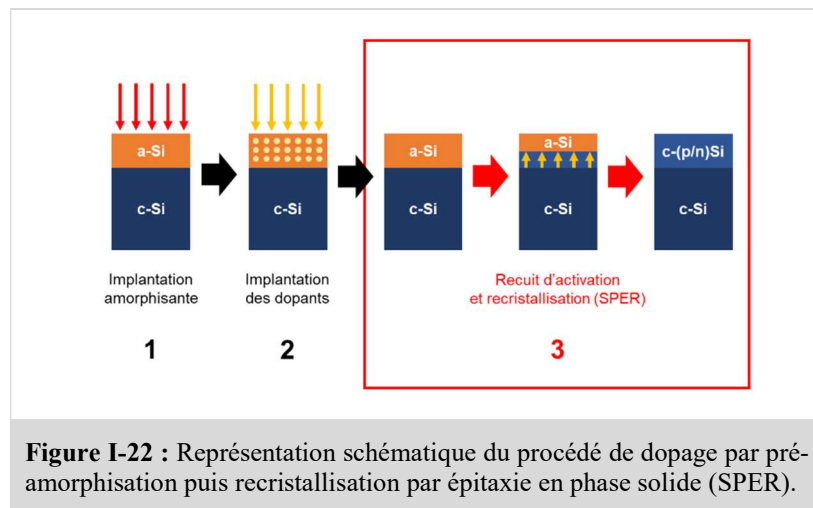


Figure I-22 : Représentation schématique du procédé de dopage par pré-amorphisation puis recristallisation par épitaxie en phase solide (SPER).

Une fois les dopants implantés, et si un germe cristallin est toujours présent (sous la région amorphisée), l'application d'un faible budget thermique (à partir d'environ 500°C) permet de recristalliser la couche amorphisée. L'interface cristal-amorphe progresse dans l'amorphe tout en incorporant les dopants en position substitutionnelle (électriquement actifs) (voir **étape 3** en **Figure I-22**) [TSAI-79] [NARAYAN-82] [TSAUR-83] [SZE-88]. Cette technique est appelée la recristallisation par épitaxie en phase solide (ou SPER pour « *Solid-Phase Epitaxial Regrowth* »). La vitesse de progression du front cristallin peut varier suivant la dose de dopants implantés [RUFFEL-05] [WILLIAMS-83], les contaminations [KENNEDY-97] ou la composition du matériau [HAYNES-95].

Grâce à la SPER, il a été montré que la concentration active résultante pouvait dépasser la solubilité limite atteignable avec un recuit à la même température dans un substrat non pré-amorphisé (état métastable) [WILSON-80] [LANDI-87] [DUFFY-06] [LUCE-16].

III - Ingénierie de contact et fabrication de siliciure

Comme nous l'avons mentionné précédemment la résistivité spécifique de contact (entre siliciure et semi-conducteur) dépend de la concentration de dopants actifs à la surface du semi-conducteur mais aussi de la hauteur de barrière Schottky, qui apparaît lors de la mise en contact entre siliciure et semi-conducteur. Dans cette partie, nous allons dans un premier temps définir la notion de structure de bande afin d'appréhender la formation de la hauteur de barrière Schottky suivant le type de dopant et le siliciure (ou métal) utilisés. Puis nous décrirons les techniques de modulation de hauteur de barrière existantes.

A . Structures de bande des métaux et des semi-conducteurs

Chaque matériau possède une structure de bande (en énergie) formée d'une bande de conduction et d'une bande de valence généralement séparées par une bande dite « interdite ». L'écart entre le plus haut niveau d'énergie de la bande de valence et du plus bas niveau d'énergie de la bande de conduction donne l'énergie de « gap » E_g (voir **Figure I-23**).

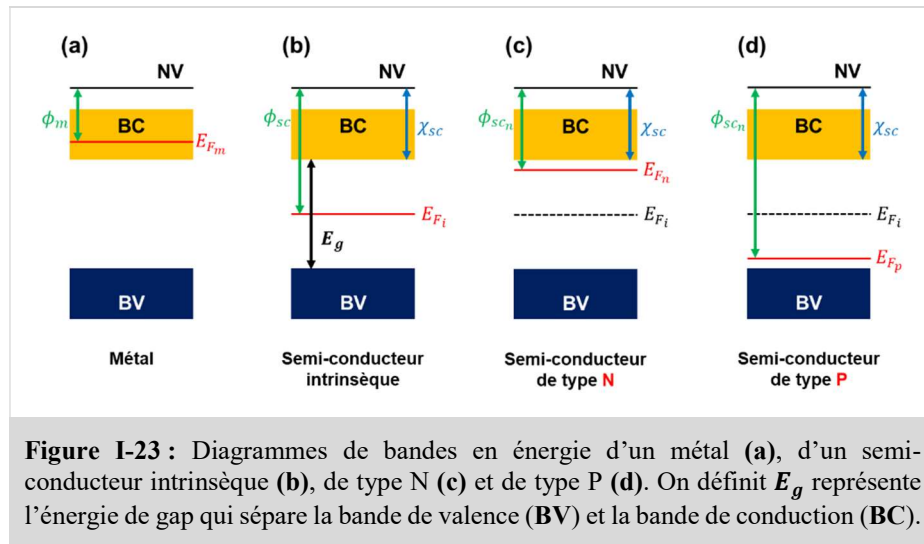


Figure I-23 : Diagrammes de bandes en énergie d'un métal (a), d'un semi-conducteur intrinsèque (b), de type N (c) et de type P (d). On définit E_g représente l'énergie de gap qui sépare la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC).

A température ambiante, un métal (ou un siliciure) a son niveau de Fermi situé dans sa bande de conduction (voir **Figure I-23 (a)**). De ce fait, ce type de matériau a naturellement des électrons libres pour la conduction électrique. En revanche, un semi-conducteur intrinsèque a son niveau de Fermi au milieu de la bande interdite (voir **Figure I-23 (b)**). De ce fait, pour créer un courant de conduction, il faut faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction en apportant une énergie supérieure à l'énergie de gap au système. Cette énergie peut être fortement réduite en dopant le semi-conducteur (semi-conducteur extrinsèque). En effet, pour un semi-conducteur dopé N, des niveaux d'énergie donneurs sont introduits proches de la bande de conduction E_{F_n} (voir **Équation I-9** et **Figure I-23 (c)**). L'énergie nécessaire pour avoir des électrons libres devient très faible (la température ambiante est suffisante). Pour un semi-conducteur de type P, la conduction par les trous est facilitée par la création de niveaux d'énergies accepteurs E_{F_p} proches de la bande de valence (voir **Équation I-10** et **Figure I-23 (d)**).

$$E_{F_n} = E_C - kT \cdot \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \quad \text{Équation I-9}$$

$$E_{F_p} = E_V + kT \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad \text{Équation I-10}$$

avec : E_V et E_C , les niveaux d'énergie de la bande de valence et de conduction
 N_A et N_D , la densité de trous et d'électrons
 N_V et N_C , la densité d'états de trous dans la bande de valence et d'électrons dans la bande de conduction
 k , la constante de Boltzmann

B . Contact métal/semi-conducteur

Avant de décrire la mise en contact d'un métal et d'un semi-conducteur, deux notions supplémentaires doivent être définies : le travail de sortie du métal ϕ_m et l'affinité électronique du semi-conducteur χ_{sc} . Le travail de sortie d'un métal se définit comme l'énergie nécessaire pour extraire un électron de ce même métal, c'est-à-dire la différence entre le niveau d'énergie du vide (électron libre au repos dans un vide parfait) et le niveau de Fermi du métal (voir **Équation I-11**). Un semi-conducteur dispose aussi d'un travail de sortie que nous noterons ϕ_{sc} et qui dépend du dopage. L'affinité électronique d'un semi-conducteur χ_{sc} se définit par la différence d'énergie entre le niveau du vide et le bas de la bande de conduction (voir **Équation I-12**).

$$q\phi_m = E_{vide} - E_F \quad \text{Équation I-11}$$

$$q\chi_{sc} = E_{vide} - E_C \quad \text{Équation I-12}$$

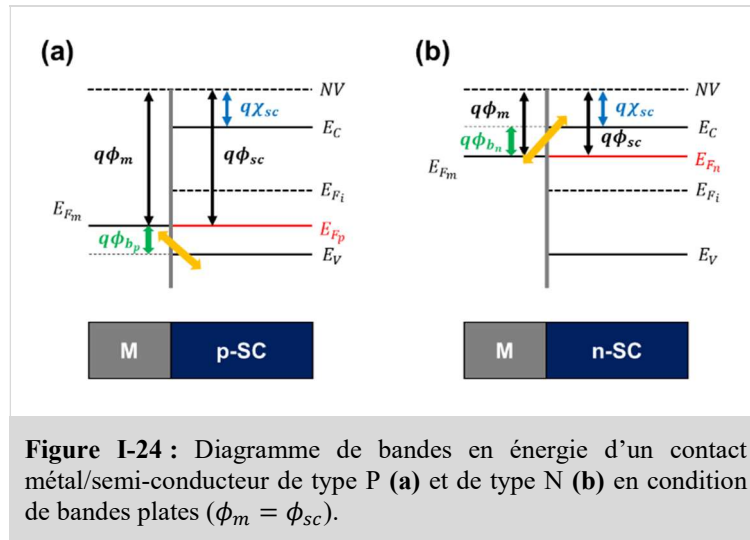
Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont mis en contact, le niveau de Fermi du semi-conducteur s'aligne avec le niveau de Fermi du métal. Ceci résulte en une déformation de bandes dans le semi-conducteur qui est conditionnée par la différence de valeur entre le travail de sortie du métal et du semi-conducteur. Trois cas sont donc à envisager pour les deux types de dopage : $\phi_m = \phi_{sc}$, $\phi_m > \phi_{sc}$ et $\phi_m < \phi_{sc}$ (voir **Figure I-26**).

$$1 / \phi_m = \phi_{sc}$$

Pour les deux types de dopage, la structure de bande du système silicium/semi-conducteur est en condition de bande plate et aucun transfert de charge entre métal et semi-conducteur n'a lieu. Les porteurs ne voient aucune barrière pour passer du semi-conducteur vers le métal. En revanche, ils voient respectivement les barrières ϕ_{b_n} pour les électrons et ϕ_{b_p} pour les trous (voir **Figure I-24 (a) et (b)**). Toutes deux sont définies par les expressions :

$$\phi_{b_n} = q\phi_m - q\chi_{sc} \quad \text{Équation I-13}$$

$$\phi_{b_p} = q\chi_{sc} - q\phi_m \quad \text{Équation I-14}$$



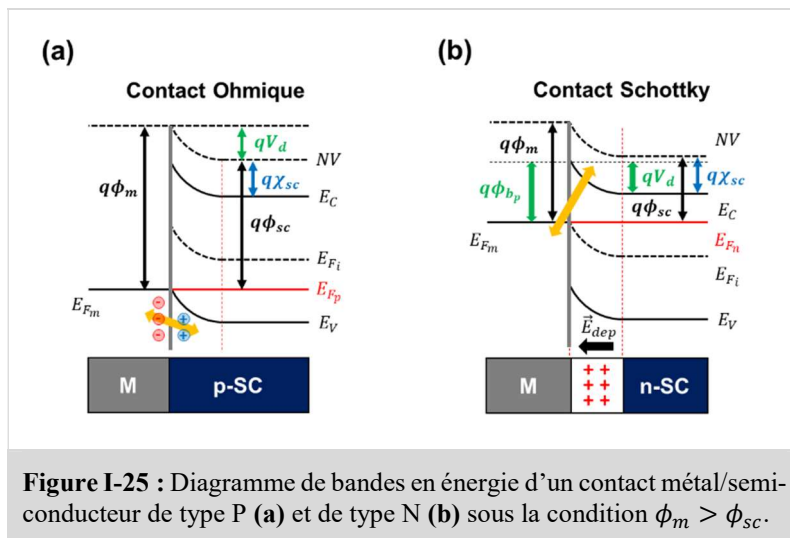
$$2 / \phi_m > \phi_{sc}$$

Lors de la mise en contact d'un semi-conducteur de type P avec un métal tel que $\phi_m > \phi_{sc}$, les électrons présents dans les niveaux accepteurs diffusent vers le métal enrichissant ainsi le semi-conducteur en trous à l'interface. Il y a donc deux régions d'accumulation qui se créent : une région négative côté métal et positive côté semi-conducteur. Ces régions se compensent et le courant de trous peut circuler librement dans les deux sens : le contact est ohmique (voir **Figure I-25 (a)**).

Pour le semi-conducteur de type N, ce sont les électrons des niveaux donneurs qui sont transférés vers le métal laissant des ions chargés positivement. Un champ électrique orienté vers le métal apparaît entre les électrons accumulés du côté du métal et les ions positifs. Ce champ électrique empêche les porteurs de passer d'un côté à l'autre de l'interface métal/semi-conducteur : le contact est Schottky (voir **Figure I-25 (b)**). Côté semi-conducteur, les porteurs voient une barrière V_d et du côté métal, une barrière ϕ_{bn} (barrière Schottky), définies par :

$$qV_d = q\phi_m - q\phi_{sc} \quad \text{Équation I-15}$$

$$\phi_{bn} = q\phi_m - q\chi_{sc} \quad \text{Équation I-16}$$



$$3 / \phi_m < \phi_{sc}$$

Pour cette condition, les catégories de contact sont inversées. Le contact métal/semi-conducteur de type N devient ohmique et le contact métal/semi-conducteur de type P devient Schottky.

Dans le premier cas, le passage des électrons du métal vers le semi-conducteur entraîne une accumulation d'électrons côté semi-conducteur. Les porteurs majoritaires ne sont freinés par aucune barrière et le courant peut circuler dans les deux sens (contact ohmique, voir **Figure I-26 (b)**).

Dans le second cas, les électrons du métal viennent combler les niveaux accepteurs libres. Après recombinaison, seules les charges négatives des niveaux accepteurs subsistent et un champ électrique dirigé vers le semi-conducteur est créé (contact Schottky, voir **Figure I-26 (a)**). La largeur de cette région de déplétion est inversement proportionnelle à la concentration de dopants. On définit les barrières pour les électrons côté semi-conducteur V_d et côté métal ϕ_{b_p} par :

$$qV_d = q\phi_{sc} - q\phi_m \quad \text{Équation I-17}$$

$$q\phi_{b_p} = E_g + q\chi_{sc} - q\phi_m \quad \text{Équation I-18}$$

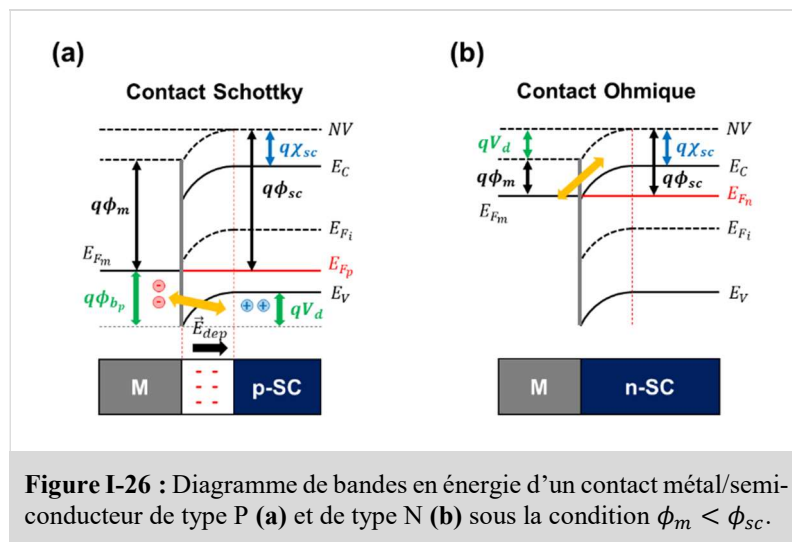


Figure I-26 : Diagramme de bandes en énergie d'un contact métal/semi-conducteur de type P (a) et de type N (b) sous la condition $\phi_m < \phi_{sc}$.

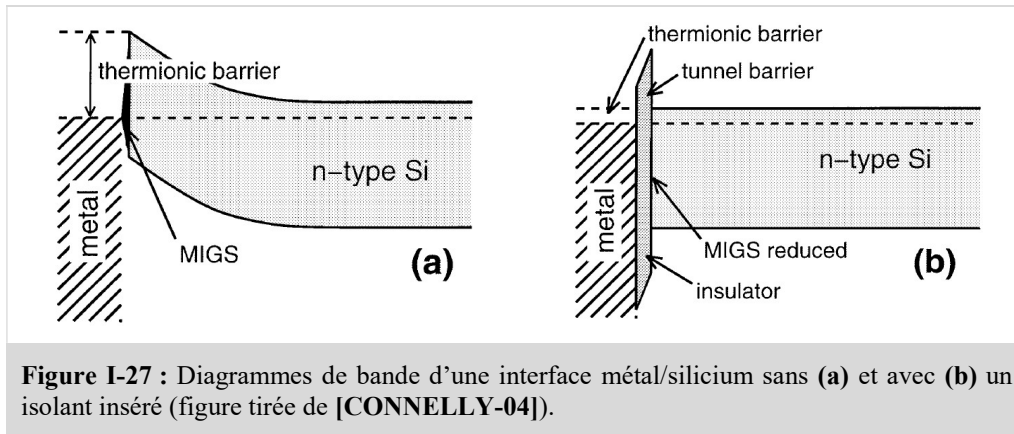
C . Principales techniques de modulation de la hauteur de barrière

Dans cette partie, nous allons décrire les trois principales techniques de modulation de hauteur de barrière connues : l'insertion d'un isolant à l'interface métal/semi-conducteur, la passivation des états de surface et enfin la ségrégation de dopants.

1 / Insertion d'un matériau isolant/diélectrique à l'interface métal/SC

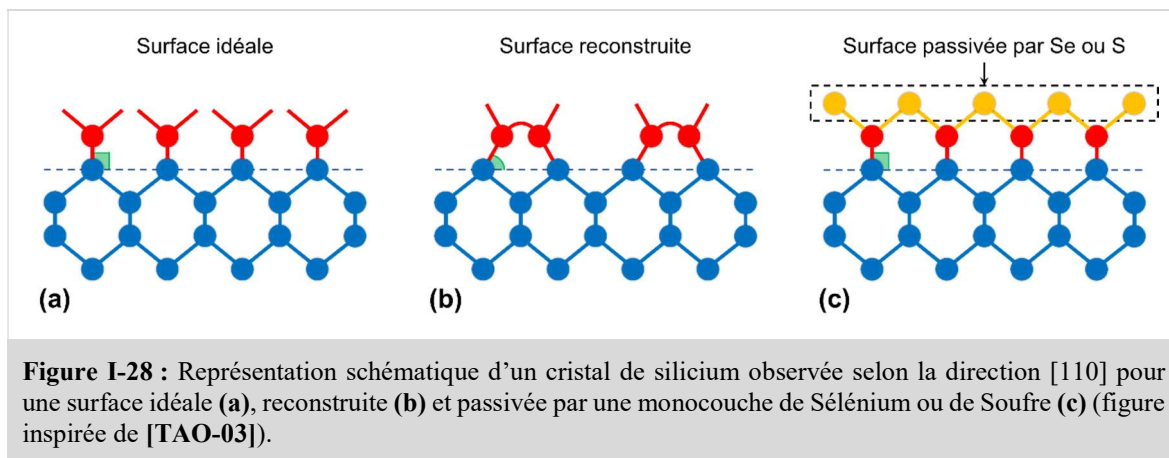
Au fur et à mesure que les dimensions des transistors sont réduites, plusieurs techniques novatrices de réductions de hauteurs de barrières sont apparues. Parmi celles-ci, on retrouve un procédé consistant à placer une couche très fine d'isolant entre le métal et le semi-conducteur (structure Métal-Isolant-Semi-conducteur (MIS)). Cet isolant doit être suffisamment épais pour prévenir la courbure de bande à la surface du semi-conducteur et suffisamment fin pour permettre la transmission des porteurs à travers l'oxyde par effet tunnel (voir **Figure I-27 (a) et (b)**). Dans l'étude menée par Connelly et al.

[CONNELLY-04], l'insertion de SiN_x à l'interface aluminium/silicium a montré qu'il était possible d'atteindre des hauteurs de barrières inférieures à 0,1 eV. Le même effet de réduction de hauteur de barrière a été obtenu par Agrawal et al. [AGRAWAL-14] avec une couche d'oxyde de titane fin (1 nm) aux interfaces Ti/n-Si et Ni/n-Si. Cette technique est une piste encourageante qui constitue une réelle solution technologique. Cependant, celle-ci est limitée par la capacité à déposer une couche extrêmement fine d'isolant de façon précise et reproductible.



2 / Passivation des états de surface

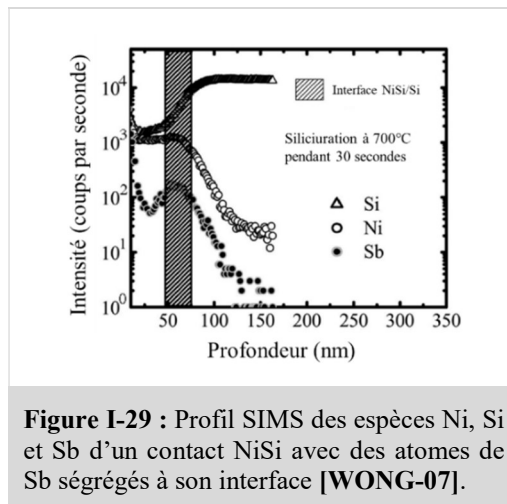
Pour un cristal de silicium (100), les liaisons des dernières couches atomiques devraient idéalement être parfaitement orthogonales au cristal (voir **Figure I-28 (a)**). En réalité, pour tendre vers un minimum d'énergie, la surface va se reconstruire et les atomes de silicium en surface vont s'apparier et partager une liaison avec un de leurs proches voisins (voir **Figure I-28 (b)**). Se faisant, une contrainte apparaît au sein de la première couche atomique, ce qui provoque une déformation des bandes en surface du cristal de silicium. Le dépôt d'une monocouche d'atomes de métal tels que le sélénium ou le soufre permet de lever cette contrainte due à la reconstruction. En effet, chacun des atomes de Se ou S se lie à un atome de silicium via deux liaisons (les atomes de Se ou S sont alors en configuration tétragonale avec deux doublets non liants et deux liaisons) (voir **Figure I-28 (c)**). Ceci entraîne une relaxation de la surface, une suppression des états de surface et donc une diminution la hauteur de barrière de surface. Une couche métallique de contact est alors déposée au-dessus de ce système.



Ce phénomène a été observé par l'équipe de Tao et al. pour un contact Mg/Si [TAO-03] [UDESHI-04]. Après recuit d'activation, les travaux de cette équipe ont montré que les propriétés électriques et thermiques étaient meilleures que pour une surface habituellement passivée avec des liaisons -H. De même, Zhao et al. supposent que la réduction de hauteur de barrière du système NiSi/Si(S) est due à la fois à la présence d'atomes de soufre à l'interface agissant selon le phénomène souligné dans cette partie mais aussi à la présence de dipôles engendrée par la ségrégation du soufre implanté [ZHAO-05].

3 / Ségrégation de dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur

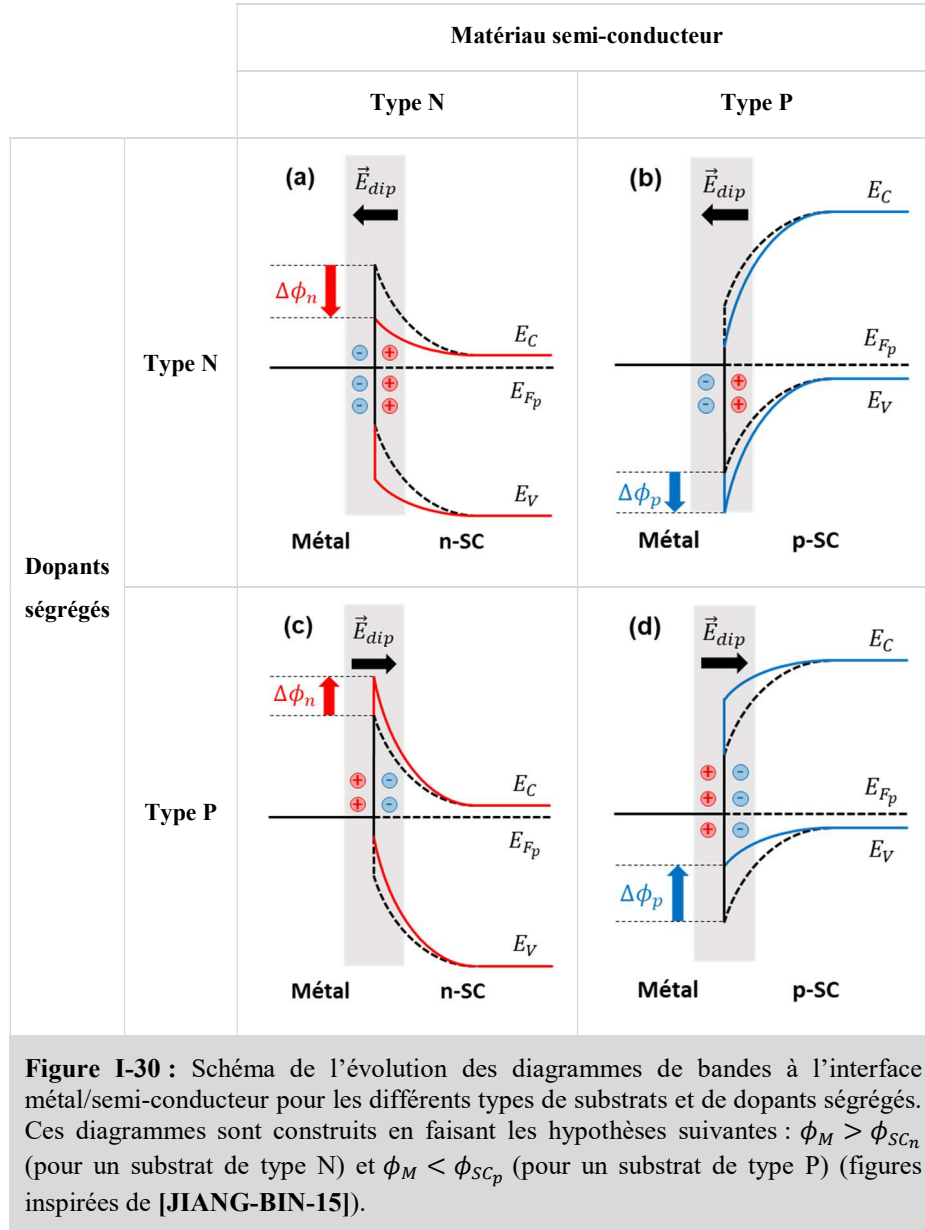
Pour cette méthode, des dopants sont implantés dans le métal puis le système est soumis à un recuit d'activation. Les dopants vont alors diffuser des régions de fortes concentrations vers les régions de faibles concentrations (voir **chapitre 1 page 31**) et en particulier vers l'interface métal/semi-conducteur. Dans la majorité des cas, les coefficients de diffusion des dopants dans les métaux sont bien plus élevés que dans les semi-conducteurs [COJOCARU-09]. Pour cette raison, leur diffusion va être fortement ralentie une fois passés dans le semi-conducteur. La différence entre le flux de dopants provenant du métal et le flux de dopants diffusant vers le substrat massif entraîne une ségrégation de à l'interface (voir **Figure I-29**).



La modification de l'électrostatique s'effectue par échange de charges entre les dopants en position substitutionnelle et le métal. Les dopants de type P (comme le bore) seront chargés négativement après avoir capté un électron tandis que les dopants de type N (comme le phosphore ou l'arsenic) seront chargés positivement après avoir cédé un électron. L'échange de charge mène à la création de dipôles qui vont modifier l'électrostatique au niveau du contact et en changer la hauteur de barrière [SHANNON-74] [GENG-09]. Il existe différents cas suivant si le type de dopage du semi-conducteur est le même que le type des dopants ségrégés (voir **Figure I-30**).

Prenons l'exemple d'un substrat originellement de type P. Si un dopant de type N ségrège proche de l'interface métal/substrat, les dipôles résultants vont générer un champ électrique $\vec{E}_{di}$ orienté vers le métal. Les bandes s'abaissent et provoquent une augmentation de la hauteur de barrière pour les trous [ZHANG-07] (voir **Figure I-30 (b)**). Dans l'autre cas, si des dopants de type P sont ségrégés, le champ électrique présent à l'interface sera orienté vers le substrat ce qui aura pour effet de lever les bandes et d'abaisser la hauteur de barrière [SINHA-08] [CHIN-09] [LARRIEU-09] [SINHA-10] [LARRIEU-

11] (voir **Figure I-30 (d)**). Les mêmes considérations peuvent être faites pour un substrat originellement N [WONG-07] [NI-14] (voir **Figure I-30 (a) et (b)**).



Pour résumer, si le type de dopants ségrégués est le même que le type du semi-conducteur, la hauteur de barrière pour les porteurs majoritaires sera réduite et inversement dans le cas contraire (sous l'hypothèse $\phi_M > \phi_{SC_n}$ ou $\phi_M < \phi_{SC_p}$).

IV - Bilan et objectifs de la thèse

Dans le **Tableau I-2** sont rassemblés les meilleurs résultats de résistivités spécifiques de contact ρ_C obtenus jusqu'à ce jour aussi bien pour des contacts destinés au p-MOS qu'au n-MOS. Les études datant de 2015 à aujourd'hui utilisent soit le dopage *in situ* (ISD EPI) [NI-15] [YU-16], soit la recristallisation par épitaxie en phase solide (SPER) [ZHANG-16] [GLUSCHENKOV-16] ou liquide (LPER) [GLUSCHENKOV-16], soit le recuit laser (LTA) [EVERAERT-17]. Comme nous l'avons mentionné en début de chapitre, les siliciures principalement utilisés sont à base de platine et de nickel (avant 2015) mais surtout de titane (entre 2016 et aujourd'hui) en raison de la « verticalisation » des architectures FDSOI et FinFET (voir **page 24**). Les propriétés du titane sont employées pour contacter le silicium, le SiGe et le germanium. Grâce à la formation du siliciure, les dopants déjà implantés sont accumulés par effet « chasse-neige » à l'interface finale siliciure/semi-conducteur (ségrégation de dopants). Les résistivités obtenues dans les études réalisées entre 2016 et aujourd'hui sont comprises entre $5,0 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $3,0 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$, ce qui correspond aux attentes à court terme fixées par l'ITRS 2015 et l'IRDS 2017 (nœuds technologiques 7 et 5 nm).

Cependant, dans l'optique d'une amélioration à long terme, l'optimisation des procédés de réduction de la résistivité spécifique de contact nécessite de multiplier les conditions de fabrication en faisant légèrement varier les paramètres. Toutefois, ceci représente un coût non négligeable et un investissement en temps important. Les outils de simulation des procédés de fabrication permettent de réduire drastiquement ces coûts mais doivent être impérativement combinés à des mesures expérimentales précises. En effet, sur la base de ces mesures, des modèles physiques peuvent être conçus et utilisés par les outils de simulation pour prédire les conditions optimales de fabrication.

Nous avons vu que la résistivité spécifique de contact dépendait principalement de deux paramètres physiques : la concentration de dopants actifs à la surface du semi-conducteur n_{surf} et la hauteur de barrière Schottky ϕ_b . Ainsi, pour prédire de façon fiable l'évolution de ρ_C en fonction des procédés de fabrication employés, il est indispensable de fournir aux outils de simulation (comme TCAD) des valeurs précises de ces deux paramètres. Parmi les résultats donnés en **Tableau I-2**, très peu d'études fournissent des évaluations fiables de la concentration de dopants actifs à la surface du semi-conducteur et/ou de la hauteur de barrière Schottky du contact.

Référence	Contact	Procédé	ρ_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	Technique de mesure	n_{surf} ($\text{at} \cdot \text{cm}^{-3}$)	Technique de mesure	ϕ_b (eV)	Technique de mesure
[STAVITSKI-08]	PtSi/Si(B)	I ² RTA	$1,9 \cdot 10^{-9}$	CBKR	$1,4 \cdot 10^{20}$	SRP	-	-
	PtSi/Si(As)		$1,5 \cdot 10^{-9}$		$2,0 \cdot 10^{20}$			
	NiSi/Si(As)		$1,5 \cdot 10^{-9}$		$2,0 \cdot 10^{20}$			
	NiSi/Si(B)		$4,5 \cdot 10^{-9}$		$3,0 \cdot 10^{20}$			
[ZHANG-13]	NiPtSiGe/SiGe(B)	ISD EPI	$1,5 \cdot 10^{-9}$	Nano-TLM	$1,0 \cdot 10^{21} \pm 25\%$	Hall	-	-
[MIYOSHI-14]	NiGe/Ge(B)	PAI(Ge) SPER(RTA)	$2,3 \cdot 10^{-9}$	RTL CTL	-	-	-	-
[NI-15]	TiSix/Si(P)	ISD EPI DSA	$2,0 \cdot 10^{-9}$	Kelvin structures	$1,0 \cdot 10^{21}$	FEBS	0,3-0,4	FEBS
[ZHANG-16]	Ti/SiGe(B)	PAI SPER	$2,0 \cdot 10^{-9}$	MR- CTL	-	-	<0,1	I-V-T + TET
[YU-16]	TiSiGe/SiGe(B)	ISD EPI I ² PCAI PMA	$2,1 \cdot 10^{-9}$	MR- CTL	$7,0 \cdot 10^{20}$	Hall	~0,1	FEBS
	TiSi/Si(P)	ISD EPI PCAI PMA	$1,3 \cdot 10^{-9}$ $1,5 \cdot 10^{-9}$		$8,0 \cdot 10^{20}$	Hall	~0,05	FEBS
[GLUSCHENKOV-16]	TiSi/Si(P)	I ² I ² +SPER(DSA) I ² +LPER(LTA)	$2,0 \cdot 10^{-9}$ $8,0 \cdot 10^{-10}$ $5,0 \cdot 10^{-10}$	Kelvin structures (FinFET)	-	-	-	-
	TiGe/Ge(B)	PAI(Ge) SPER(DSA)/LPER	$5,0 \cdot 10^{-10}$	Kelvin structures (FinFET)	$8,0 \cdot 10^{20}$	Hall	-	-
[EVERAERT-17]	Ti/SiGe(B)	LTA	$3,0 \cdot 10^{-9}$	MR- CTL	-	4PP	-	-
	Ti/SiGe(Ga)		$<1,0 \cdot 10^{-9}$		-	4PP	-	-
[WU-17]	Ti/GeSn(Ga)	MBE	$1,4 \cdot 10^{-9}$	Nano-TLM	$1,6 \cdot 10^{20}$	QTS	0,05- 0,1	QTS

Tableau I-2 : Tableau résumant les meilleurs résultats de résistivité spécifique de contact ρ_c obtenus récemment pour des contacts pour pMOS et nMOS.

Acronymes dans l'ordre alphabétique : **CBKR** : Cross-Bridge Kelvin Resistor, **CTL** : Circular TLM, **FEBS** : Field Emission-Based Simulations, **I²** : Ion Implantation, **ISD EPI** : *In Situ* Doping EPitaxy, **I-V-T** : Current-Voltage-Temperature measurements, **LTA** : Laser Thermal Annealing, **MBE** : Molecular Beam Epitaxy, **MR-CTL** : Multiring Circular TLM, **PAI** : Pre-Amorphization Implantation, **PCAI** : Pre-Contact Amorphization Implantation, **PMA** : Post Metal Annealing, **QTS** : Quantum Transport Simulations, **RTL** : Refined TLM, **SPER** : Solid Phase Epitaxial Regrowth, **TET** : Thermoionic Emission Theory, **4PP** : Four Point Probe.

V - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé dans un premier temps le transistor MOS en décrivant son origine historique et son fonctionnement. Nous avons ensuite vu que la miniaturisation du MOS avait mené à l'utilisation de nouveaux matériaux comme les high-k en tant que diélectrique de grille ou les alliages SiGe et SiC comme générateurs de contraintes (compressive ou tensile). La réduction des dimensions du transistor a fait apparaître des effets parasites critiques pour le bon fonctionnement du MOS tels que les effets canal courts, pour la plupart contournés par l'arrivée des architectures sur oxyde enterré (FDSOI) et tridimensionnelles (FinFET, LGAA et VGAA). Malgré ces avancées, la poursuite de la miniaturisation a amplifié la contribution de la résistance de contact auparavant à la résistance totale d'accès maintenue à de faibles valeurs par l'introduction des siliciures. La réduction de cette résistance est un défi majeur pour les futurs nœuds technologiques et constitue la problématique principale de cette thèse. La hauteur de barrière Schottky du contact siliciure/semi-conducteur ϕ_b et la concentration de dopants actifs à la surface du semi-conducteur n_{surf} sont les deux leviers principaux pour la réduction de la résistance de contact. Pour le nœud technologique à venir (FinFET 7 nm), le premier paramètre a été grandement minimisé par la réutilisation du titane comme métal de contact (TiSi_x). Toutefois, une réduction plus efficace de la hauteur de barrière est réalisable à l'aide d'une technique robuste comme la ségrégation de dopant (théorie des dipôles). Le dopage *in situ* ou bien l'implantation ionique combinée à des recuits laser (LTA/DSA) ou à la recristallisation en phase solide 'SPER) ou liquide (LPER) peuvent être utilisés pour obtenir un dopage suffisamment important pour augmenter n_{surf} et réduire ϕ_b . Ces procédés ont permis d'atteindre les résistivités de contact spécifiées par l'ITRS 2015 et l'IRDS 2017 ($\sim 1,0 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour 2019). Afin de minimiser le temps et les coûts de recherche, l'optimisation de ces procédés nécessite d'associer mesures expérimentales et simulations. L'objectif de cette thèse est donc de développer des méthodes de caractérisation fiables et précises pour la mesure des paramètres physiques ϕ_b et n_{surf} qui permettront d'alimenter les outils de prédictions.

VI - Références

- [AGRAWAL-14] A. Agrawal, J. Lin, M. Barth, R. White, B. Zheng, S. Chopra, S. Gupta, K. Wang, J. Gelatos, S. E. Mohny, S. Datta, *Fermi level depinning and contact resistivity reduction using a reduced titania interlayer in n-silicon metal-insulator-semiconductor ohmic contacts*, Applied Physics Letters, Vol. 104, 112101, 2014.
- [AKERS-85] L. A. Akers, M. Walfer, *Hot carrier effects in submicron CMOS*, Physica B+C, Vol. 134, Issues 1-3, pp. 11-120, 1985.
- [ANG-04] K. W. Ang, K. J. Chui, V. Bliznetsov, A. Du, N. Balasubramanian, M. F. Li, G. Samudra, Y.-C. Yeo, *Enhanced Performance in 50 nm n-MOSFETs with Silicon-Carbon Source-Drain Regions*, IEDM Technical Digest, San Francisco, CA, USA, 13-15 Décembre 2004.
- [AUTH-08] C. Auth, A. Cappellani, J.-S. Chun, A. Dalis, A. Davis, T. Ghani, G. Glass, T. Glassman, M. Harper, M. Hattendorf, P. Hentges, S. Jaloviar, S. Joshi, J. Klaus, K. Kuhn, D. Lavric, M. Lu, H. Mariappan, K. Mistry, B. Norris, N. Rahhal-orabi, P. Ranade, J. Sandford, L. Shifren%, V. Souw, K. Tone, F. Tambwe, A. Thompson, D. Towner, T. Troeger, P. Vandervoorn, C. Wallace, J. Wiedemer, C. Wiegand, *45 nm High-k + Metal Gate Strain Enhanced Transistors*, 2008 IEEE Custom Integrated Circuits Conference, San Jose, CA, USA, 21-24 Septembre 2008.
- [AUTH-12] C. Auth, C. Allen, A. Blattner, D. Bergstrom, M. Brazier, M. Bost, M. Buehler, V. Chikarmane, T. Ghani, T. Glassman, R. Grover, W. Han, D. Hanken, M. Hattendorf, P. Hentges, R. Heussner, J. Hicks, D. Ingerly, P. Jain, S. Jaloviar, R. James, D. Jones, J. Jopling, S. Joshi, C. Kenyon, H. Liu, R. McFadden, B. McIntyre, J. Neirynck, C. Parker, L. Pipes, I. Post, S. Pradhan, M. Prince, S. Ramey, T. Reynolds, J. Roesler, J. Sandford, J. Seiple, P. Smith, C. Thomas, D. Towner, T. Troeger, C. Weber, P. Yashar, K. Zawadzki, K. Mistry, *A 22nm High Performance and Low-Power CMOS Technology Featuring Fully-Depleted*, 2012 Symposium on VLSI Technology (VLSI), Honolulu, HI, USA, 12-14 Juin 2012.
- [BACCARANI-84] G. Baccarani, M. R. Wordeman, R. H. Dennard, *Generalized Scaling Theory and Its Application to a 1/4 Micrometer MOSFET Design*, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. ED-31, No. 4, 1984.
- [BRUNO-94] L. Bruno, *Élaboration et caractérisation de couches minces de dioxyde d'étain obtenues par dépôt chimique en phase vapeur (CVD). Relations entre propriétés structurales et électriques. Application à la détection des gaz.*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure Des Mines DE Saint-Etienne, 1994.
- [BOURDET-16] L. Bourdet, J. Pelloux-Prayer, F. Triozon, M. Cassé, S. Barraud, S. Martinie, D. Rideau, Y.-M. Niquet, *Contact resistances in trigate and FinFET devices in a Non-Equilibrium Green's Functions approach*, Journal of Applied Physics, Vol. 119, 084503, 2016.
- [CEROFOLINI-87] G. F. Cerofolini and L. Meda, *Silicon amorphization during ion implantation as a thermal phenomenon*, Physical Review B, Vol. 36, No.10, pp. 5131-5137, 1987.
- [CHANEMOUGAME-05] D. Chanemougame, *Conception et fabrication de nouvelles architectures CMOS et étude du transport dans les canaux de conduction ultra minces obtenus avec la technologie SON*, Thèse de doctorat, INSA Lyon, (2005).
- [CHANG-17] C.-Y. Chang, F. A. Khaja, K. E. Hollar, K. V. Rao, C. Lazik, M. Jin, H. Zhou, R. Hung, Y.-C. Huang, H. Chung, A. Mayur, N. Kim, *Ultra-low ($1.2 \times 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$) p-Si_{0.55}Ge_{0.45} Contact Resistivity (ρ_c) using Nanosecond Laser Anneal for 7nm nodes and Beyond*, 2017 17th International Workshop on Junction Technology (IWJT 2017), Uji, Japon, 1-2 Juin.
- [CHAU-04] R. Chau, S. Datta, M. Doczy, B. Doyle, J. Kavalieros, M. Metz, *High-k/Metal-Gate stack and its MOSFET Characteristics*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, No. 6, pp. 408-410, 2004.

[CHI-12] M. Chi, *Challenges in manufacturing FinFET at 20nm node and beyond*, Technology Development, Global foundries, Malta, NY 12020, USA.

[CHIN-09] Y. K. Chin, K. L. Pey, N. Singh, G. Q. Lo, L. H. Tan, G. Zhu, X. Zhou, X. C. Wang, H.Y. Zheng, *Excimer Laser-Annealed Dopant Segregated Schottky (ELA-DSS) Si Nanowire Gate-All-Around (GAA) pFET with Near Zero Effective Schottky Barrier Height (SBH)*, 2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Baltimore, MD, USA, 7-9 Décembre 2009.

[CLAVERIE-00] A. Claverie, B. Colombeau, G. Ben Assayag, C. Bonafos, F. Cristiano, M. Omri and B. de Mauduit, *Thermal evolution of extended defects in implanted Si: impact on dopant diffusion*, Materials Science in Semiconductor Processing, Vol. 3, pp. 269-277, 2000.

[COJOCARU-09] O. Cojocaru-Miredin, *Précipitation du bore dans le silicium implanté et redistribution du bore et platine lors de l'inter-diffusion réactive dans les films minces nickel-silicium*, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2009.

[COLINGE-04] J.-P. Colinge, *Multiple-gate SOI MOSFETs*, Solid State Electronics, Vol. 48, No. 6, pp. 897-905, 2004.

[COLOMBEAU-13] B. Colombeau, B. Guo, H.-J. Gossmann, F. Khaja, N. Pradhan, A. Waite, K. V. Rao, C. Thomidis, K.-H. Shim, T. Henry, N. Variam, *Advanced CMOS devices: Challenges and implant solutions*, Phys. Status Solidi A, Vol. 211, No. 1, pp. 101-108, 2014.

[CONNELLY-04] D. Connelly, C. Faulkner, D. E. Grupp, and J. S. Harris, *A New Route to Zero-Barrier Metal Source/Drain MOSFETs*, IEEE Transactions on Nanotechnology, Vol. 3, Issue 1, No. 1, pp. 98-104 March 2004.

[COWERN-90] N. E. B. Cowern, K. T. F. Janssen, H. F. F. Jos, *Transient diffusion of ion implanted B in Si: Dose, time, and matrix dependence of atomic and electrical profiles*, Journal of Applied Physics, Vol. 68, pp. 6191-6198, 1990.

[CRISTIANO-00] F. Cristiano, J. Grisolia, B. Colombeau, M. Omri, B. de Mauduit, A. Claverie, F. Giles and N.E.B. Cowern, *Formation energies and relative stability of perfect and faulted dislocation loops in silicon*, J. Appl. Phys., Vol. 87, pp. 8420-8428, 2000.

[CRISTIANO-03] F. Cristiano, X. Hebras, N. Cherkashin, A. Claverie, W. Lerch, S. Paul, *Clusters formation in ultralow-energy high-dose boron-implanted silicon*, Applied Physics Letters, Vol. 83, pp. 5407-5409, 2003.

[CRISTIANO-04] F. Cristiano, N. Cherkashin, P. Calvo, Y. Lamrani, X. Hebras, A. Claverie, W. Lerch and S. Paul, *Thermal stability of boron electrical activation in preamorphised ultra-shallow junctions*, Materials Science and Engineering: B, Vol. 114-115, pp. 174-179, 2004.

[CUI-03] Y. Cui, Z. Zhong, D. Wang, W. U. Wang, C. M. Lieber, *High Performance Silicon Nanowire Field Effect Transistors*, Nano Letters, Vol. 3, No. 2, pp. 149-152, 2003.

[DAVARI-95] B. Davari, R.H. Dennard, G.G. Shahidi, *CMOS Scaling for High Performance and Low Power – The Next Ten Years*, Proceedings of the IEEE, Vol. 83, No. 4, pp. 595-606, 1995.

[DENNARD-74] R. H. Dennard, F. H. Gaensslen, H.-N. Yu, V. L. Rideout, E. Bassous, A. R. LeBlanc, *Design of Ion-Implanted MOSFET's with very small Physical Dimensions*, IEEE journal of Solid-State Circuits, Vol. SC-9, No. 5, 1974.

[DEPRAT-17] F. Deprat, *Etude et optimisation de la stabilité thermique du siliciure et du BEOL intermédiaire pour l'intégration 3D séquentielle*, Thèse de doctorat, 2017.

[DUAN-01] X. Duan, Y. Huang, Y. Cui, J. Wang, C. M. Lieber, *Indium phosphide nanowires as building blocks for nanoscale electronic and optoelectronic devices*, Nature, Vol. 409, No. 6816, pp. 66-69, 2001.

[DUFFY-06] R. Duffy, T. Dao, Y. Tamminga, K. van der Tak, F. Roozeboom, E. Augendre, *Groups III and V impurity solubilities in silicon due to laser, flash, and solid-phase epitaxial-regrowth anneals*, Applied Physics Letters, Vol. 89, 071915, 2006.

[EVERAERT-17] J.-L. Everaert, M. Schaekers, H. Yu, L.-L. Wang, A. Hikavvy, L. Date, J. del Agua Borniquel, K. Hollar, F. A. Khaja, W. Aderhold, A. J. Mayur, J. Y. Lee, H. van Meer, Y.-L. Jiang, K. De Meyer, D. Mocuta, N. Horiguchi, *Sub- $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ Contact Resistivity on p-SiGe Achieved by Ga Doping and Nanosecond Laser Activation*, 2017 Symposium on VLSI Technology, Kyoto, Japon, 5-8 Juin.

[FAHEY-89] P. M. Fahey, P. B. Griffin and J. D. Plummer, *Point defects and dopant diffusion in Silicon*, Rev. of Mod. Phys., Vol. 61, No. 2, pp. 289-384, 1989.

[FAYNOT-13] O. Faynot, M. Vinet, C. Fenouillet, O. Weber, P. Perreau, L. Grenouillet, F. Andrieu, T. Poiroux, S. Deleonibus, *FDSOI Technology : a power efficient solution down to 10 nm*, ECS Transactions, Vol. 58, Issue 9, pp. 3-8, 2013.

[GENG-09] L. Geng, B. Magyari-Köpe, Y. Nishi, *Image Charge and Dipole Combination Model for the Schottky Barrier Tuning at the Dopant Segregated Metal/Semiconductor Interface*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 30, No. 9, pp. 963-965.

[GHANI-03] T. Ghani, M. Armstrong, C. Auth, M. Bost, P. Charva, G. Glass, T. Hoffmann, K. Johnson, C. Kenyon, J. Klaus, B. McIntyre, K. Mistry, A. Murthy, J. Sandford, M. Silberstein, S. Sivakumar, P. Smith, K. Zawadzki, S. Thompson, M. Bohr, *A 90 nm High Volume Manufacturing Logic Technology Featuring Novel 45 nm Gate Length Strained Silicon CMOS Transistors*, IEEE International Electron Devices Meeting 2003, Washington, DC, USA, 8-10 Décembre.

[GLUSCHENKOV-16] O. Gluschenkov, Z. Liu, H. Niimi, S. Mochizuki, J. Fronheiser, X. Miao, J. Li, J. Demarest, C. Zhang, C. Niu, B. Liu, A. Petrescu, P. Adusumilli, J. Yang, H. Jagannathan, H. Bu, and T. Yamashita, *FinFET performance with Si:P and Ge:Group-III-Metal Metastable Contact Trench Alloys*, IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA, USA, 3-7 Dec. 2016.

[GÖSELE-79] U. Gösele and H. Strunk, *High-Temperature diffusion of phosphorus and boron in silicon via vacancies or via self-interstitials*, J. Applied Physics, Vol. 20, pp. 265-273, 1979.

[GUARNIERI-12] M. Guarnieri, *The age of Vacuum Tubes: Merging with Digital Computing*, IEEE Industrial Electronics Magazine, Vol. 6, Issue 3, pp. 52-55, 2012.

[HAN-11] X.-L. Han, *Réalisation et caractérisation de dispositifs MOSFET nanométriques à base de réseaux denses de nanofils verticaux en silicium*, Thèse de doctorat, Université de Lille, 2011.

[HAYNES-95] T. E. Haynes, M. J. Antonell, C. Archie Lee, and K. S. Jones, *Composition dependence of solid-phase epitaxy in silicon-germanium alloys: Experiment and theory*, Physical Review B, Vol. 51, No. 12, pp. 7762-7771, March 1995.

[HISAMOTO-00] D. Hisamoto, W.-C. Lee, J. Kedzierski, H. Takeuchi, K. Asano, C. Kuo, E. Anderson, T.-J. King, J. Bokor, C. Hu, *FinFET – A Self Aligned Double-Gate MOSFET Scalable to 20 nm*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, No. 12, pp. 2320-2325, 2000.

[HOFKER-73] W. K. Hofker, H. W. Werner, D. P. Oosthoek, H. A. de Grefte, *Influence of Annealing on the Concentration Profiles of Boron Implantations in Silicon*, Applied Physics, Vol. 2, Issue 5, pp. 265-278, 1973.

[HUTIN-14] L. Hutin, O. Rozeau, V. Carron, J.-M. Hartmann, L. Grenouillet, J. Borrel, F. Nemouchi, S. Barraud, C. Le Royer, Y. Morand, C. Plantier, P. Batude, C. Fenouillet-Béranger, H. Boutry, T. Ernst,

M.Vinet, *Junction Technology Outlook for sub-28 nm FDSOI CMOS*, 2014 International Workshop on Junction Technology (IWJT), Shanghai, China, 18-20 Mai 2014.

[IRDS-17] IEEE Advancing Technology for Humanity, *International Roadmap for Devices and Systems – More Moore*, 2017.

[ITRS-15]

[KUHN-09] K. J. Kuhn, M. Y. Liu, H. Kennel, *Technology Options for 22nm and Beyond*, 2010 International Workshop on Junction Technology Extended Abstracts, Shanghai, China, 10-11 Mai, 2010.

[JIANG-BIN-15] W. Jiang-Bin, C. Xiao-Wei, L. Chao, W. Chen, L. Guang-Yang, W. Huan-Da, H. Wei, L. Cheng, C. Song-Yan, L. Chun-Li, *Modulation of WN_x/Ge Schottky barrier height by varying N composition of tungsten nitride*, Chin. Phys. B, Vol. 24, No. 7, 077036, 2015.

[KAHNG-60] D. Kahng, *Electric Field Controlled Semiconductor Device*, US 3102230 (A), 1960.

[KENNEDY-97] E. F. Kennedy, L. Csepregi, J. W. Mayer, T. W. Sigmon, Influence of 16O, 12C, 14N, and noble gases on the crystallization of amorphous Si layers, *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, No. 10, pp. 4241-4246, 1977.

[LANDI-87] E. Landi, S. Guimaraes, S. Solmi, *Influence of Nucleation on the Kinetics of Boron Precipitation in Silicon*, *Applied Physics A*, Vol. 44, pp. 135-144, 1987.

[LARRIEU-09] G. Larrieu, D. A. Yarekha, E. Dubois, N. Breil, O. Faynot, Arsenic-Segregated Rare-Earth Silicide Junctions: Reduction of Schottky Barrier and Integration in Metallic n-MOSFETs on SOI, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 30, No. 12, pp. 1266-1268, December 2009.

[LARRIEU-11] G. Larrieu and E. Dubois, *CMOS Inverter Based on Schottky Source-Drain MOS Technology With Low-Temperature Dopant Segregation*, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 32, No. 6, pp. 728-730, June 2011.

[LILIENFELD-25] J. E. Lilienfeld, *Method and apparatus for controlling electric current*, US1745175 (A), 1925.

[LIM-10] K.-Y. Lim, H. Lee, C. Ryu, K.-I. Seo, U. Kwon, S. Kim, J. Choi, K. Oh, H.-K. Jeon, C. Song, T.-O. Kwon, J. Cho, S. Lee, Y. Sohn, H. S. Yoon, J. Park, K. Lee, W. Kim, E. Lee, S.-P. Sim, C. G. Koh, S. B. Kang, S. Choi, C. Chung, *Novel Stress-Memorization-Technology (SMT) for High Electron Mobility Enhancement of Gate Last High-k/Metal Gate Devices*, 2010 International Electron Devices Meeting (IEDM), Saznf Francisco, CA, USA, 28 Janvier 2010.

[LUCE-16] F.P. Luce, L. Pasini, B. Sklénard, B. Mathieu, C. Licitra, P. Batude, F. Mazen, *Methodology for thermal budget reduction of SPER down to 450°C for 3D sequential integration*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Reasearch B*, Vol. 370, pp. 14-18, 2016.

[MISTRY-04] K. Mistry, M. Armstrong, C. Auth, S. Cea, T. Coan, T. Ghani, T. Hoffmann, A. Murthy, J. Sandford, R. Shaheed, K. Zawadzki, K. Zhang, S. Thompson, M. Bohr, *Delaying Forever: Uniaxial Strained Silicon Transistors in a 90 nm CMOS Technology*, 2004 Symposium on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, 15-17 Juin 2004.

[MISTRY-07] K. Mistry, C. Allen, C. Auth, B. Beattie, D. Bergstrom, M. Bost, M. Brazier, M. Buehler, A. Cappellani, R. Chau, C.-H. Choi, G. Ding, K. Fischer, T. Ghani, R. Grover, W. Han, D. Hanken, M. Hattendorf, J. He, J. Hicks, R. Heussner, D. Ingerly, P. Jain, R. James, L. Jong, S. Joshi, C. Kenyon, K. Kuhn, K. Lee, H. Liu, J. Maiz, B. McIntyre, P. Moon, J. Neiryneck, S. Pae, C. Parker, D. Parsons, C. Prasad#, L. Pipes, M. Prince, P. Ranade, T. Reynolds, J. Sandford, L. Shifren, J. Sebastian, J. Seiple, D. Simon, S. Sivakumar, P. Smith, C. Thomas, T. Troeger, P. Vandervoorn, S. Williams, K. Zawadzki, *A 45nm Logic Technology with High-k+Metal Gate Transistors, Strained Silicon, 9 Cu Interconnect Layers, 193nm Dry Patterning, and 100% Pb-free Packaging*, 2007 IEEE International Electron Devices Meeting, Washington, DC, USA, 10-12 Décembre 2007.

[MOORE-65] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics, Vol. 38, No. 8, 1965.

[MOORE-75] G.E Moore, *Progress in digital integrated electronics*, IEDM Tech. Digest, pp. 11-13, 1975.

[MORIN-05] P. Morin, C. Chaton, C. Reddy, C. Ortolland, M. T. Basso, F. Arnaud, K. Barla, *Tensile contact etch stop Silicon Nitride for NMOS performance enhancement: Influence of the film morphology*, ECS proceedings, Volume 2005-01, pp. 253-263, 2005.

[NARAYAN-82] J. Narayan, *Interface structures during solid phase epitaxial growth in ion implanted semiconductors and a crystallization model*, Journal of Applied Physics, Vol. 53, No. 12, pp. 8607-8614, 1982.

[NI-14] C.-N. Ni, K.V. Rao, F. Khaja, S. Sharma, B. Zheng, J. Ramalingam, J. Gelatos, J. Lei, C.-P. Chang, A. Mayur, N. Variam, R. Hung, A. Brand, *Selenium Segregation Optimization for 10nm Node Contact Resistivity*, 2014 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Application (VLSI-TSA), Hsinchu, Taiwan, 28-30 Avril 2014.

[NI-15] C.-N. Ni, X. Li, S. Sharma, K. V. Rao, M. Jin, C. Lazik, V. Banthia, B. Colombeau, N. Variam, A. Mayur, H. Hung, A. Brand, *Ultra-Low Contact Resistivity with Highly Doped Si:P Contact for nMOSFET*, 2015 Symposium on VLSI Technology, Kyoto, Japan, 16-18 Juin, 2015.

[NOBILI-94] D. Nobili, S. Solmi, A. Parisini, M. Derdour, A. Armigliato and L. Moro, *Precipitation, aggregation, and diffusion in heavily arsenic-doped silicon*, Physical Review B, Vol. 49, Issue 4, pp. 2477-2483, 1994.

[OHGURO-95] T. Ohguro, S. Nakamura, M. Saito, M. Ono, H. Harakawa, E. Morifuji, T. Yoshitomi, T. Morimoto, H. S. Momose, Y. Katsumata, H. Iwai, *Ultra-shallow junction and silicide techniques for advanced CMOS devices*, ULSI Science and Technology 1997, Electrochemical Society Proceedings Volume 97-3, pp. 275-296.

[OKAMURA-94] S. Okamura, *History of Electron Tubes*, IOS Press, 1994.

[OSBURN-98] C. M. Osburn, K. R. Bellur, *Low parasitic resistance contacts for scaled ULSI devices*, Thin Solid Films, Vol. 332, pp. 428-436, 1998.

[PACKAN-09] P. Packan, S. Akbar, M. Armstrong, D. Bergstrom, M. Brazier, H. Deshpande, K. Dev, G. Ding, T. Ghani, O. Golonzka, W. Han, J. He*, R. Heussner, R. James, J. Jopling, C. Kenyon, S-H. Lee, M. Liu, S. Lodha, B. Mattis, A. Murthy, L. Neiberg, J. Neiryneck, S. Pae*, C. Parker, L. Pipes, J. Sebastian, J. Seiple, B. Sell, A. Sharma, S. Sivakumar, B. Song, A. St. Amour, K. Tone, T. Troeger, C. Weber**, K. Zhang, Y. Luo, S. Natarajan, *High Performance 32nm Logic Technology Featuring 2nd Generation High-k + Metal Gate Transistors*, 2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Baltimore, MD, USA, 7-9 Décembre 2009.

[PAKFAR-03] A. A. Pakfar, *Modélisation de la diffusion des dopants dans les alliages SiGe et SiGeC*, Thèse de doctorat, présenté à Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2003.

[PARKER-94] G. Parker, *Introductory Semiconductor Device Physics*, 1st Edition, Prentice Hall, p. 189-223, 1994.

[PARTON-06] E. Parton, P. Verheyen, *Strained Silicon – the key to sub 45nm CMOS*, III-Vs Review, Vol. 19, Issue 3, pp. 28-31, 2006.

[PAWLAK-04] B. J. Pawlak, R. Surdeanu, B. Colombeau, A. J. Smith, N. E. B. Covern, R. Lindsay, W. Vandervorst, B. Brijs, O. Richard, and F. Cristiano, *Evidence on the mechanism of boron deactivation in Ge-pre amorphized ultrashallow junctions*, Applied Physics Letters, Vol. 84, No. 12, pp. 2055-2057, April 2004.

[PETROVA-86] R. Petrova, R. Kamburova, P. Vitanov, *Hot carrier effects in short channel devices*, Microelectronics and Reliability, Vol. 26, No. 1, pp. 155-162, 1986.

[RAGHAVAN-15] P. Raghavan, M. Garcia Bardon, D. Jang, P. Schuddinck, D. Yakimets, J. Ryckaert, A. Mercha, N. Horiguchi, N. Collaert, A. Mocuta, D. Mocuta, Z. Tokei, D. Verkest, A. Thean, A. Steegen, *Holistic Device Exploration for 7 nm node*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 64, Issue 6, 2017.

[REICH-41] H. J. Reich, *Principles of Electron Tubes*, 1st Edition, New York and London, McGraw-Hill Book Company, 1941.

[RITZENTHALER-06] R. Ritzenthaler, *Architectures avancées des transistors FinFETs : Réalisation, caractérisation et modélisation*, 2006.

[ROCHETTE-08] F. Rochette, *Étude et caractérisation de l'influence des contraintes mécaniques sur les propriétés du transport électronique dans les architectures MOS avancées*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2008.

[RUFFEL-05] S. Ruffell, I. V. Mitchell, P. J. Simpson, *Solid-phase epitaxial regrowth of amorphous layers in Si(100) created by low-energy, high-fluence phosphorus implantation*, Journal of Applied Physics, Vol. 98, 083522, 2005.

[SARANGAPANI-18] P. Sarangapani *Student Member*, IEEE, C. Weber, J. Chang, S. Cea, M. Povolotskyi, G. Klimeck *Fellow*, IEEE and T. Kubis *Member*, IEEE, *Atomistic tight-binding study of contact resistivity in Si/SiGe PMOS Schottky contacts*, IEEE Transactions on Nanotechnology, Vol. 17, Issue 5, pp. 968-973, 2018.

[SCHÄFFLER-01] F. Schäffler, *Silicon-Germanium $Si_{1-x}Ge_x$* , Properties of Advanced Semiconductor Materials, Levinshtein, Rumyantsev et Shur, pp. 149-194, 2001.

[SEVERAC-09] F. Severac, *Jonctions ultra-minces p+/n pour MOS "ultimes": étude de l'impact des défauts cristallins sur la mobilité et l'activation du bore*, Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2009.

[SEVERAC-10] F. Severac, F. Cristiano, E. Bedel-Pereira, P. Francesco Fazzini, J. Boucher, W. Lerch, and S. Hamm, *Influence of boron-interstitials clusters on hole mobility degradation in high dose boron-implanted ultrashallow junctions*, Journal of Applied Physics, Vol. 107, 123711, 2010.

[SHANNON-74] J. M. Shannon, *Reducing the effective height of a Schottky barrier using lowenergy ion implantation*, Applied Physics Letters, Vol. 24, Issue 8, pp. 396-371, 1974.

[SHEN-12] T.-M. Shen, Y.-T. Tung, Y.-Y. Cheng, D.-C. Chiou, C.-Y. Chen, C.-C. Wu, Y. M. Sheu, H.-T. Tsai, C. M. Huang, G. Hsieh, G. Tsai, S. Fung, J. Wu, C. H. Diaz, *Molecular Dynamic Simulation Study of Stress Memorization in Si Dislocations*, 2012 International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA, USA, 10-13 Décembre 2012.

[SINHA-08] M. Sinha, E. F. Chor, Y.-C. Yeo, *Tuning the Schottky barrier height of nickel silicide on p-silicon by aluminum segregation*, Applied Physics Letters, Vol. 92, 222114, 2008.

[SINHA-10] M. Sinha, R. T. P. Lee, E. F. Chor, Y.-C. Yeo, *Contact Resistance Reduction Technology Using Aluminum Implant and Segregation for Strained p-FinFETs With Silicon-Germanium Source/Drain*, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 57, No. 6, pp. 1279-1286, 2010.

[SOLMI-90] S. Solmi, E. Landi and F. Bruffaldi, *High-Concentration Boron Diffusion in Silicon : Simulation of the Precipitation Phenomena*, Journal of Applied Physics, Vol. 68, Issue 7, pp. 3250-3258, 1990.

[SOLMI-96] S. Solmi, A. Parisini, R. Angelucci, A. Armigliato, D. Nobili, L. Moro, *Dopant and carrier concentration in Si in equilibrium with monoclinic SiP precipitates*, Physical Review B, Vol. 53, Issue 12, pp. 7836-7841, 1996.

[SZE-88] S. M. Sze, *VLSI Technology*, Second Edition, pp. 355-360, 1988.

[SZE-07] S. M. Sze, K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Third Edition, New York : John Wiley & Sons, 2007.

[TAKEDA-97] S. Takeda, *The structures of extended defects in Si and other materials studied by HRTEM*, Inst. Phys. Conf. Ser. 157, 25 (1997).

[TAO-03] M. Tao, D. Udeshi, N. Basit, E. Maldonado, W. P. Kirk, *Removal of dangling bonds and surface states on silicon (001) with a monolayer of Selenium*, Applied Physics Letters, Vol. 82, No. 10, pp. 1559-1561.

[THOMPSON-04] S. E. Thompson, M. Armstrong, C. Auth, S. Cea, R. Chau, G. Glass, T. Hoffman, J. Klaus, Z. Ma, B. McIntyre, A. Murthy, B. Obradovic, L. Shifren, S. Sivakumar, S. Tyagi, T. Ghani, K. Mistry, M. Bohr, Y. El-Mansy, *A Logic Nanotechnology Featuring Strained-Silicon*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, No. 4, pp.191-193, 2004.

[TOGO-12] M. Togo, J. W. Lee, L. Pantisano, T. Chiarella, R. Ritzenthaler, R. Krom, A. Hikavy, R. Loo, E. Rosseel, S. Brus, J. W. Maes, V. Machkaoutsan, J. Tolle, G. Eneman, A. D. Keersgieter, G. Boccardi, G. Mannaert, S. E. Altamirano, S. Locorotondo, M. Demand, N. Horiguchi, and A.Thean, *Phosphorus Doped SiC Source Drain and SiGe Channel for Scaled Bulk FinFETs*, International Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, USA, 10-13 Décembre 2012.

[TSAI-79] M. Y. Tsai and B. G. Streetman, *Recrystallization of implanted amorphous silicon layers. I. Electrical properties of silicon implanted with BF⁺ 2 or Si⁺⁺B⁺*, Journal of Applied Physics, Vol. 50, Issue 1, pp. 183-187, 1979.

[TSAUR-83] B.Y. Tsaur, and J.C.H. Anderson, *Dual ion implantation technique for formation of shallow p⁺/n junctions in silicon*, Journal of Applied Physics, Vol. 54, Issue11, pp. 6336-6339, 1983.

[UDESHI-04] D. Udeshi, E. Maldonado, Y. Xu, M. Tao, W. P. Kirk, *Thermal stability of ohmic contacts between Ti and Se-passivated n-type Si(001)*, Journal Of Applied Physics, Vol. 95, No. 8, pp. 4219-4222, 2004.

[WANG-99] T. Wang, L.-P. Chiang, N.-K. Zous, C.-F. Hsu, L.-Y. Huang, and T.S. Chao, *A Comprehensive Study of Hot Carrier Stress-Induced Drain Leakage Current Degradation in Thin-Oxide n-MOSFET's*, IEEE Trans.Electron Devices, Vol. 46, No. 9, pp. 1877-1881, 1999.

[WHANG-03] D. Whang, S. Jin, Y. Wu, C. M. Lieber, *Large-Scale Hierarchical Organization of Nanowire Arrays for Integrated Nanosystems*, Nano Letters, Vol. 3, No. 9, pp. 1255-1259, 2003.

[WILAMOWSKI-82] B. M. Wilamowski, R. C. Jaeger; *The Lateral Punh-Through Transistor*, IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-3, No. 10, pp. 277-280, 1982.

[WOLF-95] S. Wolf, *The Submicron MOSFET*, Vol. 3 of *Silicon Processing for the VLSI Era*, Lattice Press, Sunset Beach, CA, 1995.

[WONG-07] H.-S. Wong, L. Cha, G. Samudra, Y.-C. Yeo, *Effective Schottky Barrier Height Reduction Using Sulfur or Selenium at the NiSi/n-Si (100) Interface for Low Resistance Contacts*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 28, No. 12, pp. 1102-1104, 2007.

[WILLIAMS-83] J. S. Williams, *Solid Phase Epitaxial Regrowth Phenomena In Silicon*, Nuclear Instruments and Methods, Vol. 209-210, pp. 219-228, 1983.

- [WILSON-80] S. Wilson, C. White, F. Young, B. Appleton, J. Narayan, *Nonequilibrium solubility and segregation in ion implanted, laser annealed silicon*, Colloque C4, supplément au n°5, Tome 41, pp. C4-91-96, 1980.
- [WU-04] Y. Wu, J. Xiang, W. Lu, C. M. Lieber, *Single-crystal metallic nanowires and metal/semiconductor nanowire heterostructures*, Nature, Vol. 430, No. 6995, pp.61-65, Jul. 2004.
- [WU-17] Y. Wu, S. Luo, W. Wang, S. Masudy-Panah, D. Lei, G. Liang, X. Gong, and Y.-C. Yeo, *Ultra-low specific contact resistivity ($1.4 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$) for metal contacts on in-situ Gadoped Ge_{0.95}Sn_{0.05} film*, Journal of Applied Physics, Vol. 122, 224503, 2017.
- [YOUNG-89] K. K. Young, *Short-channel effect in fully depleted SOI MOSFETs*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, No. 2, pp. 399-402, 1989.
- [YU-16] H. Yu, M. Schaekers, A. Peter, G. Pourtois, E. Rosseel, J.-G. Lee, W.-B. Song, K. M. Shin, J.-L. Everaert, S. A. Chew, S. Demuynck, D. Kim, K. Barla, A. Mocuta, N. Horiguchi, A. V.-Y. Thean, N. Collaert, K. De Meyer, *Titanium Silicide on Si:P With Precontact Amorphization Implantation Treatment: Contact Resistivity Approaching $1 \times 10^{-9} \text{ Ohm-cm}^2$* , IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 63, Issue 12, pp. 1-10, 2016.
- [YU-16(2)] H. Yu, M. Schaekers, A. Hikavy, E. Rosseel, A. Peter, K. Hollar, F. A. Khaja, W. Aderhold, L. Date, A. J. Mayur, J.-G. Lee, K. M. Shin, B. Douhard, S. A. Chew, S. Demuynck, S. Kubicek, D. Kim, A. Mocuta, K. Barla, N. Horiguchi, N. Collaert, A.V.-Y. Thean, K. De Meyer, *Ultralow-Resistivity CMOS Contact Scheme with Pre-Contact Amorphization Plus Ti (Germano-)Silicidation*, 2016 IEEE Symposium on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, 14-16 Juin 2016.
- [ZHANG-07] Z. Zhang, Z. Qiu, R. Liu, M. Östling, S.-L. Zhang, *Schottky-Barrier Height Tuning by Means of Ion Implantation Into Preformed Silicide Films Followed by Drive-In Anneal*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 28, No. 7, pp. 565-568, 2007.
- [ZHANG-16] J. Zhang, H. Yu, M. Schaekers, N. Horiguchi, L.-L. Wang, Y.-L. Jiang, *Observation of Contact Resistivity Independence from Schottky Barrier Height on Heavily Doped P-type SiGe*, 2016 13th IEEE International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology (ICSICT), Hangzhou, China, 25-28 Octobre, 2016.
- [ZHAO-05] Q. T. Zhao, U. Breuer, E. Rije, St. Lenk, S. Mantl, *Tuning of NiSi Si Schottky barrier heights by sulfur segregation during Ni silicidation*, Applied Physics Letters, Vol. 86, 062108, 2005.

Chapitre II

Rappels théoriques et dispositif expérimental

Chapitre II : L'effet Hall – Rappels théoriques et dispositif expérimental

Dans cette partie, nous allons tout d'abord rappeler la théorie de l'effet Hall conventionnel et différentiel ainsi que la méthode de mesure à travers les structures de Van Der Pauw. Puis, nous détaillerons les développements réalisés pour la gravure chimique de l'alliage SiGe. Et enfin, nous appliquerons la procédure d'effet Hall différentiel à des couches SiGe de référence pour en valider le fonctionnement.

I - Les différentes méthodes de profilométrie de dopants actifs

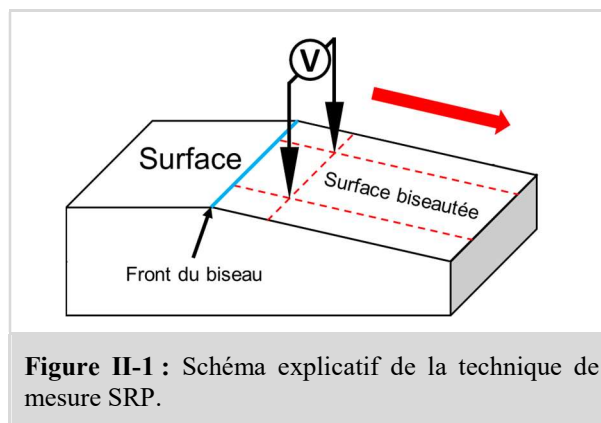
Chaque technique de profilométrie fait intervenir un principe de mesure bien connu : mesure de résistance, de capacité ou encore mesure par effet Hall.

A . Profilométrie de dopants actifs par mesure de résistance

Il existe deux techniques majeures de profilométrie de dopants actifs à partir de mesures de résistance : la **SRP** (pour « *Spreading Resistance Profilometry* ») et la **SSRM** (pour « *Scanning Spreading Resistance Microscopy* »).

1 / Spreading Resistance Profilometry (1D)

Originellement utilisée pour caractériser latéralement les variations de résistances sur la surface d'un matériau, cette technique non-destructive a été adaptée pour reconstruire le profil de dopants actifs unidimensionnel (**1D**) en fonction de la profondeur [MAZUR-66]. Pour ce faire, la surface initiale est biseautée et deux pointes sont déplacées le long de cette surface (voir **Figure II-1**).



Grâce à des techniques de préparation précisément maîtrisées (notamment le polissage mécanique), il est possible de fabriquer des angles de biseau θ très petits (à l'heure actuelle entre $0,06^\circ$ et $11,5^\circ$ [SHRODER-06] [CLARYSSE-04]). Le déplacement des pointes Δx sur la surface polie correspond à une profondeur Δz suivant la formule : $\Delta z = \Delta x \times \sin \theta$. Grâce à ce biseau et à un déplacement précis et régulier des pointes, la SRP permet d'obtenir des résolutions en profondeur comprises entre 0,5-3 nm [KLINE-00].

La résistance totale mesurée entre les deux pointes est (voir **Équation II-1**) :

$$R_{mesurée} = 2R_P + 2R_C + R_{SP} \quad \text{Équation II-1}$$

avec : R_P , la résistance des pointes
 R_C , la résistance de contact
 R_{SP} , la « spreading » résistance

La résistance des pointes R_P est en général très faible et peut donc être négligée. La spreading resistance R_{SP} peut être écrite en fonction de la résistance de contact R_C , du rayon r des pointes utilisées et d'un coefficient C qui dépend de plusieurs caractéristiques (matériau des pointes, écartement des pointes, distribution de courant, etc...) (voir **Équation II-2**).

$$R_{mesuré} = R_C + \frac{\rho_{ech}}{2r} C \quad \text{Équation II-2}$$

avec : ρ_{ech} , la résistivité de la couche mesurée
 r , le rayon de contact
 C , coefficient lié à la configuration et aux caractéristiques des pointes

Le coefficient C est déterminé à l'aide de courbes de calibration établies à partir d'un grand nombre de mesures de résistances sur des échantillons dopés à des concentrations uniformes connues [VANDERVORST-84] [CLARYSSE-96] [CLARYSSE-98]. Les mesures de résistivité le long du biseau permettent d'obtenir un profil de résistivité en fonction de la profondeur. Le profil de résistivité est converti en profil de dopants actifs grâce à l'**Équation II-3** (en admettant que la concentration de porteurs libres est équivalente à la concentration de dopants).

$$n(z) = \frac{1}{q\rho(z)\mu(z)} \quad \text{Équation II-3}$$

La mobilité des porteurs n'étant pas directement mesurée, il est nécessaire de faire une hypothèse sur la valeur de $\mu(z)$ à chaque point balayé. La précision du profil de concentration dépend de l'estimation de la mobilité et celle-ci peut être surestimée en présence de défauts d'implantation. Il est toutefois possible d'utiliser des modèles d'interprétation pour améliorer autant que possible le calcul du profil final [MAZUR-92] [CLARYSSE-92].

2 / Scanning Spreading Resistance Microscopy (2D)

Entre les années 1994 et 1995, la technique de SRP a été améliorée en intégrant des pointes bien plus fines normalement utilisées en microscopie à force atomique (ou AFM pour « *Atomic Force Microscopy* ») [SHAFAI-94] [VANDERVORST-94] [DE WOLF-95]. La dimension du contact s'en voit drastiquement réduite, passant d'environ 2 μm pour une pointe classique à 10 nm pour une pointe AFM. Pour cette raison, cette nouvelle technique est tout d'abord appelée nano-SRP pour être finalement renommée SSRM (pour « *Scanning Spreading Resistance Microscopy* »). Contrairement à la SRP qui nécessitait le déplacement synchronisé de deux pointes, la mesure de résistance par SSRM s'opère par combinaison d'un contact en face arrière et d'une pointe AFM qui balaie la surface à mesurer (voir **Figure II-2 (a)**). La surface à scanner est préparée par clivage puis polissage mécanique (équivalent d'un angle de biseau de 90° pour la SRP). La pointe AFM peut parcourir toute la surface polie et ainsi fournir une cartographie bidimensionnelle (**2D**) de la résistivité.

La résistance totale mesurée par SSRM s'écrit (voir **Figure II-2 (b)**) :

$$R_{mesurée} = R_P + R_C + R_{SP} + R_{ech} + R_{BC} \quad \text{Équation II-4}$$

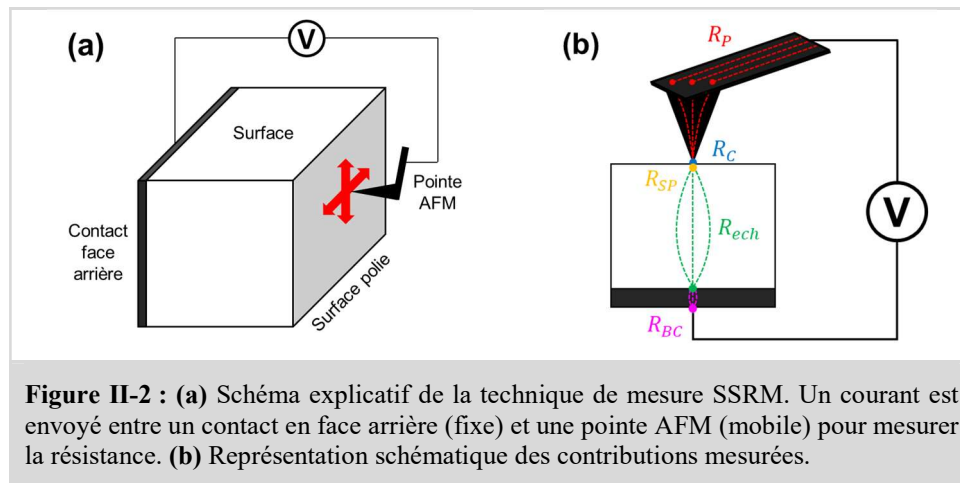
avec : R_P , la résistance de la pointe AFM
 R_C , la résistance de contact
 R_{SP} , la « spreading » résistance
 R_{ech} , la somme des résistances séries à l'intérieur de l'échantillon
 R_{BC} , la résistance du contact en face arrière

La force appliquée sur la surface par la pointe est suffisamment importante pour rendre le contact quasi-ohmique (de l'ordre du μN) [CLARYSSE-96]. La résistance mesurée est dominée par la spreading résistance R_{SP} et son expression devient :

$$R_{mesurée} = \frac{\rho_{ech}}{4r} K \quad \text{Équation II-5}$$

avec : ρ_{ech} , la résistivité de la couche mesurée
 r , le rayon de contact
 K , un coefficient dépendant des pointes AFM utilisées

Le coefficient K est déterminé par l'intermédiaire de courbes de calibration identiquement à la SRP [EYBEN-13] et le profil de concentration est obtenu par hypothèse sur la mobilité par l'intermédiaire de l'Équation II-3. Les résolutions atteignables sont comprises entre $\sim 0,5 \text{ nm}$ à 3 nm [EYBEN-05A] [EYBEN-05B]. De plus, cette méthode n'est pas impactée par le CSE (voir **section précédente**). De ce fait, les concentrations actives évaluées par SSRM sont plus précises que par SRP.



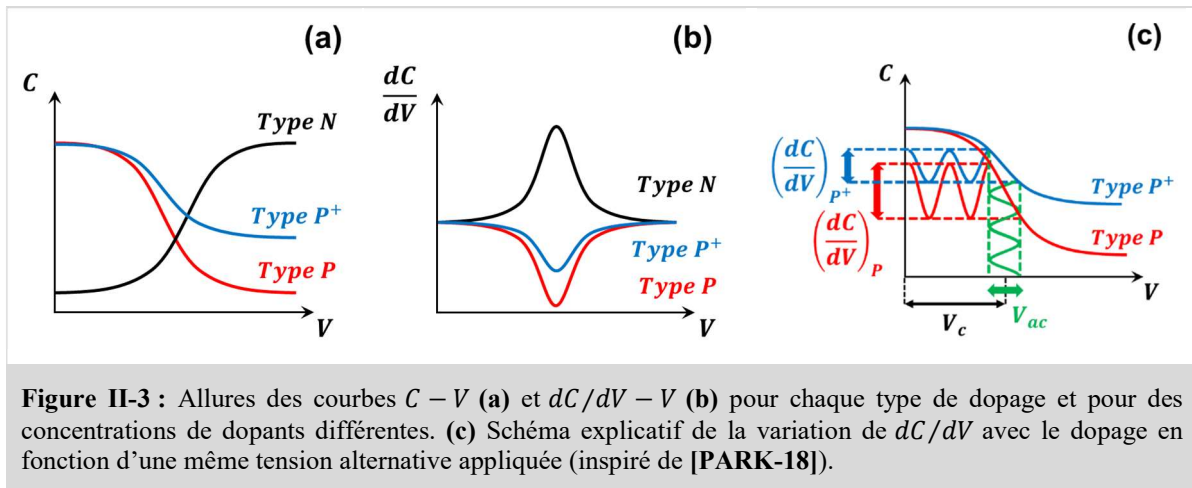
B . Profilométrie de dopants actifs par mesure de capacité

La profilométrie de dopants actifs par mesure de capacité compte deux techniques principales : l'ECV (1D) (pour « Electrochemical Capacitance-Voltage ») et la SCM (2D) (pour « Scanning Capacitance Microscopy »). Avant de décrire ces techniques, nous allons tout d'abord faire un bref rappel sur la mesure de capacité.

1 / Mesure de capacité

La mesure de capacité permet de mesurer la quantité de charges présentes en surface d'un semi-conducteur. Pour réaliser ce type de mesure, il est nécessaire de travailler avec une structure MOS (Métal/Oxyde/Semi-conducteur). En fonction de la tension appliquée, trois régimes sont observables : accumulation, bande plate et déplétion (voir **chapitre 1 page 13**). Les courbes $C - V$ permettent de

discriminer le type de dopage du semi-conducteur car la transition entre ces trois différents régimes est inversée entre type P et N (voir **Figure II-3 (a)**). Les courbes dC/dV montrent un maximum correspondant à la transition entre régime de déplétion et régime d'accumulation (voir **Figure II-3 (b)**). Plus le nombre de charges est élevé, plus la valeur du pic de ces courbes est réduite. En superposant une tension alternative V_{AC} à la tension continue adéquate V_C (déterminée à l'aide d'une procédure de calibration), il est possible d'évaluer plus précisément l'extremum de la courbe dC/dV . La **Figure II-3 (c)** montre la différence de pente obtenue entre un dopage P^+ et un dopage P pour un même couple de tension V_{AC} et V_C .



Cependant, comme nous l'avons vu dans le **chapitre 1 (page 31)**, des défauts peuvent être présents après l'étape d'activation thermique des espèces implantées (défauts étendus, BICs). Ces défauts peuvent introduire des niveaux profonds dont les charges entraînent une mauvaise estimation des valeurs de concentrations actives [FISICARO-14] [SERMAGE-16].

2 / Electrochemical Capacitance-Voltage (2D)

L'ECV est une méthode de mesure destructive basée sur l'utilisation d'une solution électrolytique qui permet à la fois de réaliser les mesures de capacité et de graver le matériau par dissolution [SHRODER-06] [BLOOD-86] [PEINER-95]. L'électrolyte est adapté au matériau à graver. Par exemple, $\text{NaF}/\text{H}_2\text{SO}_4$ pour le silicium [BASARAN-95] et $(\text{HCl}, \text{NH}_4\text{HF}_2)$ pour le SiGe [AUBIN-15] [SERMAGE-16]. Le matériel conventionnellement utilisé est une cellule en téflon permettant d'introduire plusieurs électrodes (détaillées plus bas) et de renouveler la solution électrolytique (voir **Figure II-4**). La surface de l'échantillon à étudier est plaquée contre un joint.

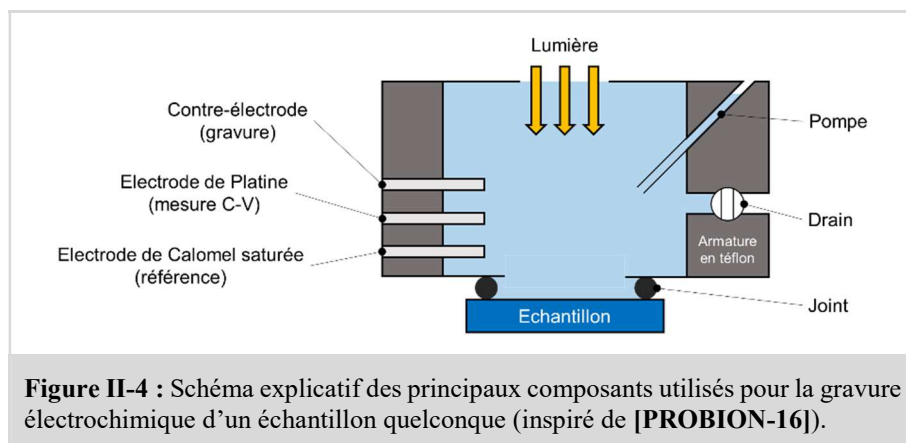


Figure II-4 : Schéma explicatif des principaux composants utilisés pour la gravure électrochimique d'un échantillon quelconque (inspiré de [PROBION-16]).

a) Gravure du semi-conducteur par électrochimie

La gravure du semi-conducteur est contrôlée par le courant circulant entre le matériau et la contre-électrode et facilitée par l'acheminement vers la surface de trous qui permettent de briser les liaisons entre les atomes du matériau. Pour un semi-conducteur de type P, les trous (majoritaires) sont attirés vers la surface grâce à une tension directe (**zone d'accumulation**). Pour un semi-conducteur de type N, les trous (minoritaires) sont générés par combinaison d'une tension inverse (**zone d'inversion**) et d'une illumination d'énergie $E \geq E_g$ pour créer des paires électrons-trous. Grâce à la tension inverse, les trous sont ramenés vers la surface et les électrons repoussés vers le matériau massif. L'épaisseur gravée est définie par :

$$W_r = \frac{M}{\Lambda F D A} \int_0^t I_{dis} dt \quad \text{Équation II-6}$$

avec : I_{dis} , le courant de dissolution
 M , la masse moléculaire du semi-conducteur
 Λ , le nombre de charges intervenant dans la dissolution d'un atome du semi-conducteur
 F , la constante de Faraday
 D , la densité du semi-conducteur
 A , l'aire de gravure

b) Mesure de capacité d'un système électrolyte/semi-conducteur

Les solutions électrolytiques contiennent des ions mobiles et le système électrolyte/semi-conducteur est comparable à une jonction P/N. Par conséquent, l'application d'une tension inverse entre le semi-conducteur et l'électrode de Platine (mesurée via l'électrode de référence au Calomel saturée) permet de former une région de déplétion dans le matériau semi-conducteur (voir **Figure II-5**). La concentration de charges expulsées de la zone de déplétion est directement reliée à C et dC/dV par l'expression :

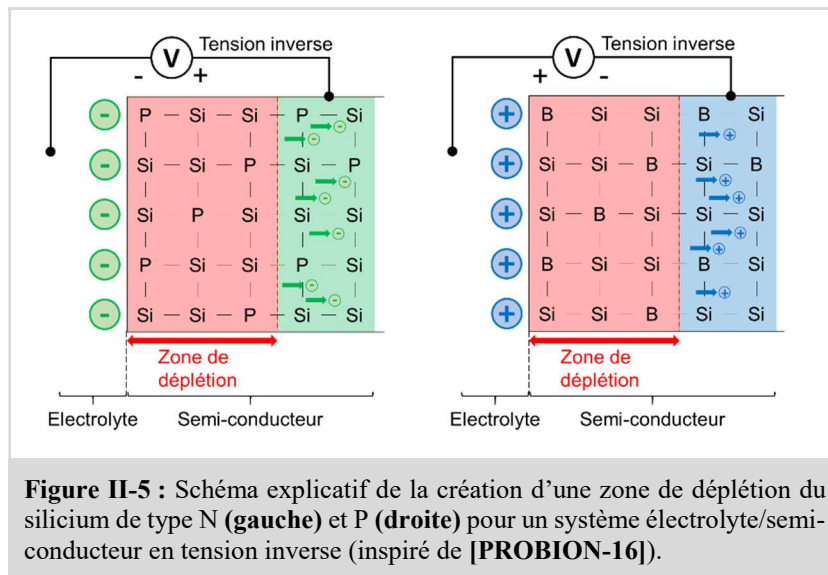
$$N(W) = \frac{C^3}{q \epsilon_{Si} A^2} \cdot \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad \text{Équation II-7}$$

et :

$$C = \frac{\epsilon_{Si} A}{W} \quad \text{Équation II-8}$$

avec : ϵ_{Si} , la constante diélectrique du semi-conducteur
 q , la charge élémentaire
 A , l'aire de gravure définie par le joint
 W , la largeur de déplétion

Pour obtenir le profil de concentration de porteurs en fonction de la profondeur, une mesure de capacité est répétée après chaque gravure. Cette technique permet de détecter des concentrations comprises entre $10^{13} \text{ at.cm}^{-3}$ et $10^{21} \text{ at.cm}^{-3}$ à une résolution de l'ordre du nanomètre.



3 / Scanning Capacitance Microscopy (3D)

La surface de l'échantillon à balayer est préparée par clivage, polissage puis dépôt d'une couche d'oxyde de silicium (voir **Figure II-6 (a)**). La mesure de capacité est réalisée à l'aide d'une pointe AFM en métal mise en contact sur l'oxyde. L'ensemble pointe/SiO₂/semi-conducteur forme une capacité MOS grâce à laquelle il est possible d'obtenir localement les régimes de déplétion, de bandes plates et d'accumulation (voir **Figure II-6 (b)**). Grâce à la pointe AFM, il est possible d'établir une cartographie 2D du dopage [GIANNAZZO-05] [ZAVYALOV-00] [NXUMALO-05].

En condition de déplétion, la capacité MOS C_{MOS} est directement liée à la capacité de l'oxyde C_{ox} et de la zone de déplétion C_{dep} par l'expression :

$$\frac{1}{C_{MOS_{inv}}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{dep}} \quad \text{Équation II-9}$$

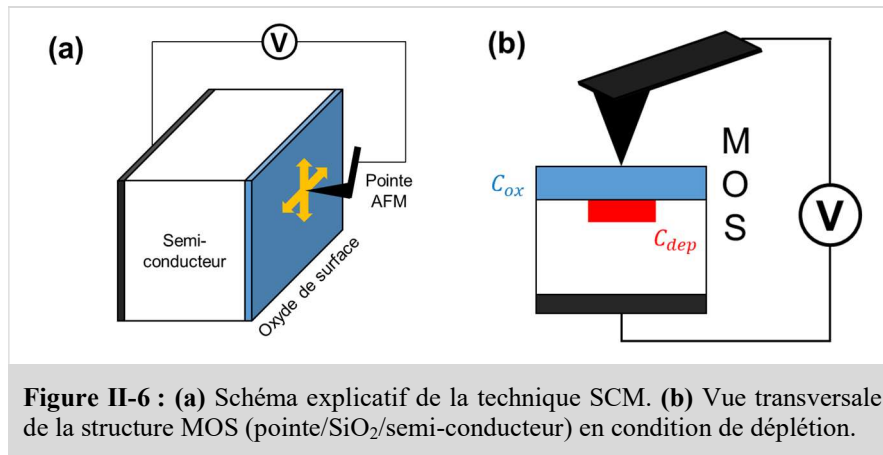
C_{ox} et C_{dep} s'expriment individuellement par [ERICKSON-96] [OCTAVIAN-10] :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad \text{et} \quad C_{dep} = \sqrt{\frac{2 \times (V_{surf} - V_{app})}{q \epsilon_{Si} n}}$$

avec : ϵ_{ox} , la constante diélectrique de l'oxyde
 t_{ox} , l'épaisseur de l'oxyde
 N , la concentration de dopants
 W , la largeur de déplétion
 V_{surf} , le potentiel de surface
 V_{app} , la tension appliquée lors de l'inversion

En considérant uniquement le régime de déplétion, l'**Équation II-9** a deux inconnues : C_{ox} et n . Cependant, en se plaçant en régime d'accumulation, la zone de déplétion disparaît et $C_{MOS} = C_{ox}$, ce qui permet par la suite d'obtenir n . Ainsi, en tout point scanné par la pointe AFM, la tension est modifiée pour alterner entre déplétion et accumulation. Les résolutions atteignables sont de l'ordre du nanomètre. Au fur et à mesure de l'utilisation de la SCM, divers modèles de traitement de données ont été

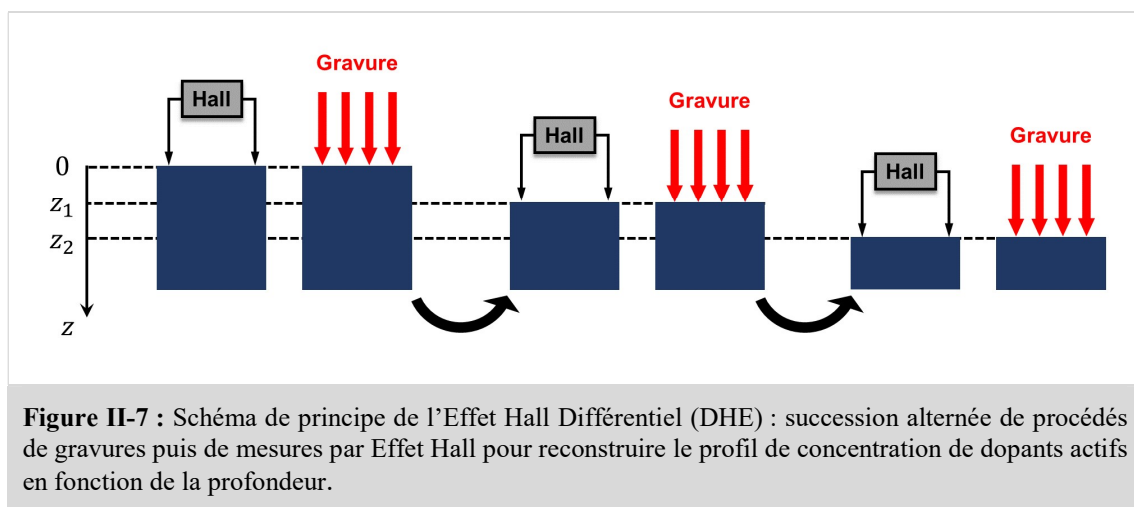
implémentés pour tenir compte de la forme de la zone de déplétion créée à partir des pointes AFM [KOPANSKI-96] [SMOLINER-01].



C . Profilométrie de dopants actifs par effet Hall

1 / Principe de base

La mesure conventionnelle par effet Hall est réalisée à l'aide d'une structure symétrique à quatre contacts : deux pour injecter un courant et deux pour mesurer une tension. Par combinaison de mesures $I - V$ et d'un champ magnétique transversal, il est possible d'extraire la concentration de dopants actifs intégrée sur l'épaisseur de la couche semi-conductrice ainsi que la mobilité des porteurs (description détaillée de cette technique en **page 72**). La technique d'effet Hall différentiel (ou **DHE** pour « *Differential Hall Effect* ») consiste à intercaler mesures par effet Hall et gravures chimiques afin de reconstruire les profils de dopants actifs et de mobilité en fonction de la profondeur [BLIGHT-88] [BARON-69] [YOUNG-85] (voir **Figure II-7**). Cette méthode a été démontrée pour des matériaux purs tels que le silicium et le germanium à résolution nanométrique par chimie ou électrochimie oxydantes [KINDER-05] [BENNETT-05] [BENNETT-08] [LING-12] [BENNETT-12].



2 / Avantages de la technique de DHE

Pour notre étude, nous souhaitons utiliser une technique de profilométrie permettant d'établir le profil de dopants actifs de couches ultrafines (< 20 nm) fortement dopées à une résolution nanométrique. Dans les prochaines sections, nous allons comparer toutes les méthodes de profilométrie présentées précédemment d'un point de vue fondamental et technique.

a) Sur le plan fondamental

Les techniques de profilométrie par mesure de capacité (ECV et SCM) sont sensibles aux niveaux profonds créés par d'éventuels défauts d'implantation. En effet, les charges issues de ces défauts peuvent entraîner une mauvaise estimation des valeurs de concentrations actives [FISICARO-14] [SERMAGE-16]. De même, pour les techniques de profilométrie par mesure de résistance (SRP et SSRM), la concentration de dopants actifs est calculée en faisant une hypothèse sur la mobilité des porteurs. Cette dernière est estimée à partir de courbes de calibrations établies sur des couches sans défauts. Par conséquent, dans le cas où des défauts seraient présents, la concentration de dopants actifs ne peut pas être déterminée de façon fiable. Contrairement aux autres techniques, l'effet Hall différentiel permet une mesure directe de la concentration de dopants actifs et de la mobilité. L'impact d'éventuels défauts est évalué en comparant les mobilités mesurées aux mobilités issues de courbes de calibration existantes [MASETTI-83] [REGGIANNI-02]. Chacune de ces techniques permet d'atteindre une résolution nanométrique. Les caractéristiques que nous venons de citer sont résumées dans le **Tableau II-1** ci-dessous.

Technique de caractérisation	Type de mesure	Evaluation de la concentration	Résolution
SRP	Résistance	Indirecte (hypothèse sur la mobilité)	~1 nm
SSRM			
ECV	Capacité	Indirecte (hypothèse sur les charges)	
SCM			
DHE	Concentration et mobilité	Directe	

Tableau II-1 : Tableau résumant les caractéristiques des techniques de profilométrie de dopants actifs.

Pour une résolution équivalente aux techniques de mesure de capacité et de résistance, l'effet Hall différentiel permet de mesurer directement la concentration de dopants actifs. De ce fait, cette méthode répond mieux à nos attentes que les autres techniques d'un point de vue fondamental.

b) Sur le plan technique

Les trois techniques SRP, SCM et SSRM nécessitent une préparation minutieuse : la SRP pour la fabrication du biseau à un angle faible ainsi que la SCM et la SSRM pour le clivage et le polissage de la zone à scanner. En raison de ces préparations, les mesures proche de la surface du semi-conducteur peuvent être imprécises ou/et difficile à détecter, en particulier pour la SRP (car le biseau est formé après dépôt d'un isolant et l'interface isolant/semi-conducteur peut être difficile à repérer). De la même manière, la DHE requiert un savoir-faire consciencieux dans l'élaboration des structures de mesure. L'ECV ne nécessite pas de préparation particulière.

De plus, les valeurs brutes doivent être interprétées par différents modèles physiques tenant compte de la pénétration des pointes, la distribution des lignes de courant ou de la forme de la région de déplétion. Grâce aux structures de mesure dite de Van der Pauw, il est possible de s'affranchir de tels modèles physiques pour l'effet Hall différentiel.

Technique de caractérisation	Préparation	Modèle d'interprétation
SRP	Fabrication du biseau et polissage	Oui
SSRM	Clivage et polissage	Oui
ECV	-	Oui
SCM	Clivage, polissage et dépôt d'oxyde	Oui
DHE	Fabrication de structure de mesure	Non

Tableau II-2 : Tableau résumant les caractéristiques techniques des techniques de profilométrie de dopants actifs.

La fabrication des structures de mesure pour l'effet Hall différentiel exige une expertise moins importante que les préparations des profilométries SRP, SSRM et SCM. De plus, la DHE ne nécessite pas de modèle d'interprétation des données brutes. Par conséquent, cette méthode est la plus avantageuse pour les caractérisations que nous souhaitons réaliser.

En dehors de ces phénomènes dépendant de la méthode de mesure, toutes ces techniques de profilométrie sont sensibles à la déplétion de surface. Dans le cas de l'effet Hall différentiel, nous détaillerons de quelle façon la déplétion est prise en compte dans l'interprétation des résultats.

D . Bilan sur les techniques de profilométrie de dopants actifs

Parmi toutes les techniques que nous avons décrites dans cette partie, l'effet Hall différentiel est la méthode qui répond aux mieux à nos exigences aussi bien d'un point de vue fondamental que technique pour la profilométrie de dopants actifs dans les premiers nanomètres d'une couche dopée. Cette méthode repose sur la succession de mesures électriques par effet Hall et de procédés de gravure. Grâce à l'effet Hall, les paramètres électriques d'intérêt sont mesurés directement sans utiliser de modèle d'interprétation et sans faire d'hypothèse sur la mobilité. En effet, grâce à des structures de mesures à quatre contacts, il est possible de s'affranchir de la résistance de contact et à l'aide d'un dépôt de métal, de l'impact de la pénétration des pointes dans le matériau. D'autre part, pour les matériaux purs tels que le silicium et le germanium, la chimie et l'électrochimie oxydantes ont montré la possibilité d'atteindre des résolutions nanométriques.

II - L'Effet Hall Conventionnel

A . Intérêt et historique

L'histoire de l'effet Hall débute par un questionnement posé par Edwin Herbert Hall (1855-1938) à la lecture d'un ouvrage de Maxwell sur l'électromagnétisme. Dans le travail de Maxwell, celui-ci suggère que si un champ magnétique transverse est appliqué à un matériau parcouru par un courant électrique longitudinal, ce même courant ne sera affecté que temporairement. Une fois le phénomène transitoire passé, le champ magnétique n'aurait plus aucun impact et le système serait à l'équilibre. Aux yeux d'Edwin Hall et de son directeur de thèse Henry Rowland, cette théorie semble contre-intuitive et mérite d'être étudiée en détail. Sous les conseils avisés de Rowland, Hall finit par démontrer la présence d'un champ électrique transverse E' à l'équilibre et à identifier le lien proportionnel entre ce champ électrique et le produit Mv (où M est l'intensité du champ magnétique et v , la vitesse des porteurs dans la direction du champ électrique initial) [HALL-79]. Il prouve ainsi l'existence d'une force électromotrice (force de Lorentz) compensée par un champ électrique transverse (mesurable à travers une tension nommée plus tard tension de Hall) résultant de l'accumulation suffisante de charges de part et d'autre du matériau.

B . Effet Hall sous l'approximation des vitesses de dérive homogènes

Dans la discussion qui suit, nous faisons l'hypothèse que tous les porteurs se déplacent à la même vitesse de dérive v_d sous l'effet d'un champ électrique :

$$v_d = \mu \cdot E \quad \text{Équation II-10}$$

avec : μ , la mobilité des porteurs
 E , le champ électrique

1 / Force de Lorentz et tension de Hall

Un champ électrique selon l'axe x et un champ magnétique selon l'axe z sont appliqués à un barreau semi-conducteur uniformément dopé de largeur L et d'épaisseur d (voir **Figure II-8**). Les porteurs sont soumis à la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{Équation II-11}$$

avec : v , la vitesse des porteurs
 q , la charge élémentaire

Le vecteur vitesse des porteurs s'écrit $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$. La force de Lorentz peut être simplifiée et réécrite selon les directions $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$ de la façon suivante :

$$\vec{F} = qE_x\vec{e}_x + q(E_y - v_x B_z)\vec{e}_y + qE_z\vec{e}_z$$

Une fois le système à l'équilibre, le courant est dirigé selon x . Par conséquent, les composantes électriques et magnétiques de la force de Lorentz selon y se compensent :

$$q(E_y - v_x \cdot B_z) = 0 \Leftrightarrow E_y = v_x \cdot B_z \quad \text{Équation II-12}$$

Le champ électrique E_y est en réalité le champ électrique de Hall E_H qui est directement lié à la tension de Hall V_H par :

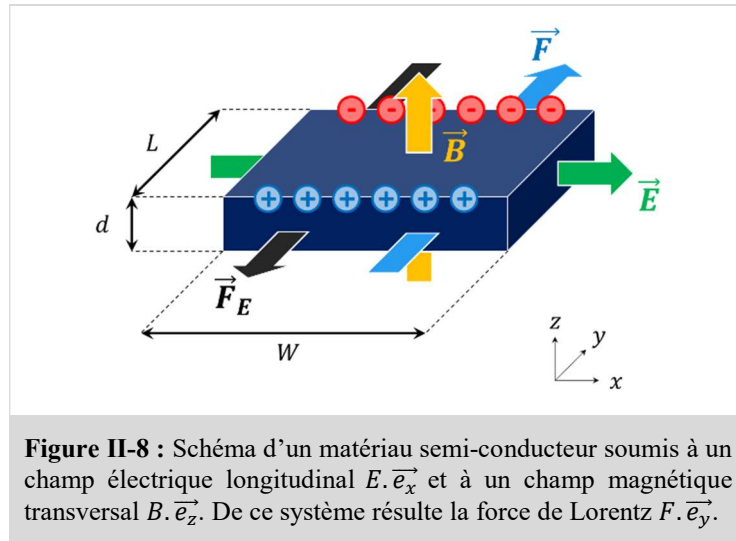
$$E_y = E_H = V_H/L \quad \text{Équation II-13}$$

Le courant I_x de porteurs correspond à la densité de courant J_x traversant une surface S . La densité de courant J_x peut être décomposée en produit de la densité de porteurs n par la vitesse de dérive v_x (voir **Équation II-14**). La vitesse de dérive des porteurs peut alors s'écrire en fonction de I_x , n et S de la façon suivante :

$$I_x = J_x S = qnSv_x \Leftrightarrow v_x = \frac{I_x}{qnS} \quad \text{Équation II-14}$$

En injectant les équations **Équation II-13** et **Équation II-14** dans l'**Équation II-12**, la tension de Hall V_H peut s'exprimer en fonction du courant injecté I_x , du champ magnétique B_z et de la densité volumique de porteurs n .

$$V_H = \frac{L \cdot I_x \cdot B_z}{q \cdot n \cdot S} = \frac{I_x \cdot B_z}{q \cdot n \cdot d} \quad \text{Équation II-15}$$



2 / Coefficient, mobilité et concentration de Hall

La mesure de la tension de Hall V_H permet d'accéder à trois paramètres : le coefficient de Hall R_H , la concentration de Hall n_H et la mobilité de Hall μ_H . Le coefficient de Hall se définit par :

$$R_H = \frac{V_H \cdot d}{I_x \cdot B_z} = \frac{1}{q \cdot n} \quad \text{Équation II-16}$$

Le signe de la charge élémentaire q dépend des porteurs majoritaires. Il existe donc deux expressions de R_H :

Pour des électrons :
$$R_H = \frac{-1}{(q \cdot n_{e^-})}$$

Pour des trous :
$$R_H = \frac{1}{(q \cdot n_{t^+})}$$

A partir du coefficient de Hall il est possible d'exprimer la concentration de Hall n_H et la mobilité de Hall μ_H (avec ρ , la résistivité de la couche semi-conductrice) :

$$n_H = \frac{1}{q \cdot R_H} \quad \text{Équation II-17}$$

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad \text{Équation II-18}$$

La théorie de l'effet Hall que nous venons d'énoncer ne tient pas compte des interactions que subissent les porteurs lors de leur déplacement. Les phénomènes mis en jeu sont appelés phénomènes de « scattering ».

C . Les mécanismes de scattering

1 / Les différents mécanismes de scattering

Il existe trois mécanismes principaux de scattering : de Coulomb, de phonons et de surface.

a) Le scattering de Coulomb

Chaque type d'espèce implantée possède une température d'ionisation T_{ion} (ou énergie d'ionisation). Pour $T < T_{ion}$, les espèces implantées sont neutres et contribuent peu au ralentissement des porteurs (voir **Équation II-19**). Pour $T > T_{ion}$, les porteurs sont libres de se déplacer laissant l'atome dopant sous sa forme ionisée. L'interaction porteur-espèce ionisée est plus importante que l'interaction porteur-espèce neutre (voir **Équation II-20**). Par conséquent, le scattering de Coulomb se réfère principalement aux perturbations engendrées par les espèces ionisés.

$$\mu_{clb_{neut}} \propto (k_B T)^0 \quad \text{Équation II-19}$$

$$\mu_{clb_{ion}} \propto (k_B T)^{\frac{3}{2}} \quad \text{Équation II-20}$$

b) Le scattering de phonons

Sous l'influence de forces extérieures (le plus souvent par apport d'énergie thermique), les atomes du réseau cristallin sont amenés à osciller autour de leur position d'équilibre. Ces mouvements se traduisent par le déplacement d'ondes dans le cristal appelées phonons. Chaque onde est définie par une direction de propagation $\vec{k}$ (ou vecteur d'onde) et une pulsation ω . En mécanique quantique, les phonons sont considérés comme des quanta d'énergie vibrationnelle. L'énergie E véhiculée par un mode de vibration contenant n phonons s'écrit [ASLANGUL-06] :

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega$$

avec : ω , la pulsation propre du mode de vibration considéré
 $\hbar$, la constante de Planck

Ces quasi-particules possèdent différents modes de propagation : les phonons optiques et acoustiques. Ces modes correspondent respectivement à des vibrations en opposition de phase ou en phase des atomes voisins. De plus, les phonons peuvent vibrer longitudinalement ou transversalement par rapport à la direction de propagation de l'onde.

L'interaction phonon optique-porteur peut avoir lieu à travers deux mécanismes : par la perturbation du moment dipolaire entre les atomes d'un alliage dissymétrique (matériaux III-V ou II-VI) (**phonons optiques polaires**) (voir **Équation II-21**) et /ou par la création d'un potentiel de déformation (pour tout type d'alliage ou de matériau) (**phonons optiques non polaires**) (voir **Équation II-22**).

$$\mu_{opt_{non\ pol}} \propto (k_B T)^{-\frac{3}{2}} \quad \text{Équation II-21}$$

$$\mu_{opt_{pol}} \propto (k_B T)^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Équation II-22}$$

De même, l'interaction phonon acoustique-porteur s'opère : par un potentiel piézoélectrique en raison des modifications des propriétés diélectriques du matériau si celui-ci est dissymétrique (voir **Équation II-23**) [MEIJER-53] et un potentiel de déformation (voir **Équation II-24**).

$$\mu_{ac_{déf}} \propto (k_B T)^{-\frac{3}{2}} \quad \text{Équation II-23}$$

$$\mu_{ac_{piézo}} \propto (k_B T)^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Équation II-24}$$

c) Le scattering de surface

La mobilité des porteurs est sensible à la rugosité de surface et aux défauts d'interface. Plusieurs études sur la mobilité des porteurs au sein de transistor MOS en fonctionnement ont permis de mettre en avant le phénomène de scattering de surface et d'en trouver une expression [LEE-11] [TAKAGI-94] [GAMIZ-94] (voir **Équation II-25**). Ce phénomène ne dépend pas de la température mais de la tension transversale E appliquée pour créer la zone d'inversion dans le transistor.

$$\mu_{rug} \propto \frac{E^{-\alpha}}{\Delta^2 \lambda^2} (k_B T)^0 \quad \text{Équation II-25}$$

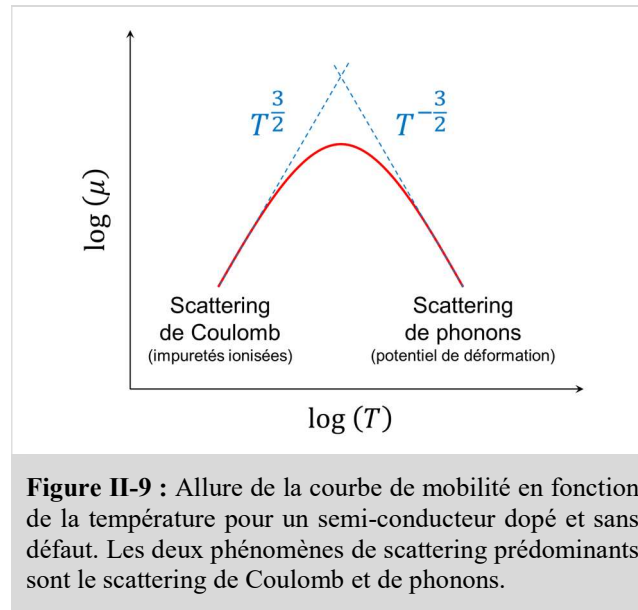
avec : α , un entier compris entre 1 et 2
 E , la tension transversale appliquée pour former l'inversion
 Δ , la RMS (Root Mean Square) de la rugosité d'interface
 λ , la longueur de corrélation de rugosité

d) Loi de Matthiessen (ou Loi de composition des mobilités)

Les phénomènes de scattering décrits précédemment agissent simultanément. En supposant ces phénomènes indépendants, la mobilité des porteurs μ peut s'exprimer par (**Loi de Matthiessen** (1864)) :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{opt_{non\ pol}}} + \frac{1}{\mu_{opt_{pol}}} + \frac{1}{\mu_{ac_{déf}}} + \frac{1}{\mu_{ac_{piézo}}} + \frac{1}{\mu_{rug}} + \dots$$

Pour une couche semi-conductrice dopée et sans défaut, les mécanismes de scattering prépondérants sont : le scattering de Coulomb $\mu_{clb_{ion}}$ par les impuretés ionisées (pour $T > T_{ion}$) et le scattering de phonon par action du potentiel de déformation ($\mu_{opt_{non\ pol}}$ pour les phonons optique et $\mu_{ac_{déf}}$ pour les phonons acoustiques). L'allure de la mobilité en fonction de la température est illustrée en **Figure II-9**.



2 / Le facteur de scattering

Nous avons considéré précédemment que tous les porteurs libres avaient la même vitesse de dérive définie par l'**Équation II-10** que nous rappelons ici :

$$v_d = \mu \cdot E$$

Dans cette section nous allons détailler l'impact de la prise en compte d'une distribution de vitesse de dérive sur la théorie de l'effet Hall.

a) Distribution des vitesses à l'équilibre thermodynamique

Les porteurs libres au sein d'un semi-conducteur dopé occupent des niveaux d'énergie bien définis (voir **Figure II-10**). La fonction donnant la distribution en énergie des porteurs libres est appelée fonction **densité d'états** $D_{e-}(E)$ pour les électrons et $D_{t+}(E)$ pour les trous. Elle se définit à partir du produit de la densité d'états par unité de volume $g(E)$ et de la probabilité d'occupation $f(E)$ à la température T d'un niveau d'énergie E par un électron (appelée aussi **distribution de Fermi-Dirac**) :

$$D_{e-}(E) = 2 \int f(E) g_{e-}(E) dE \quad \text{Équation II-26}$$

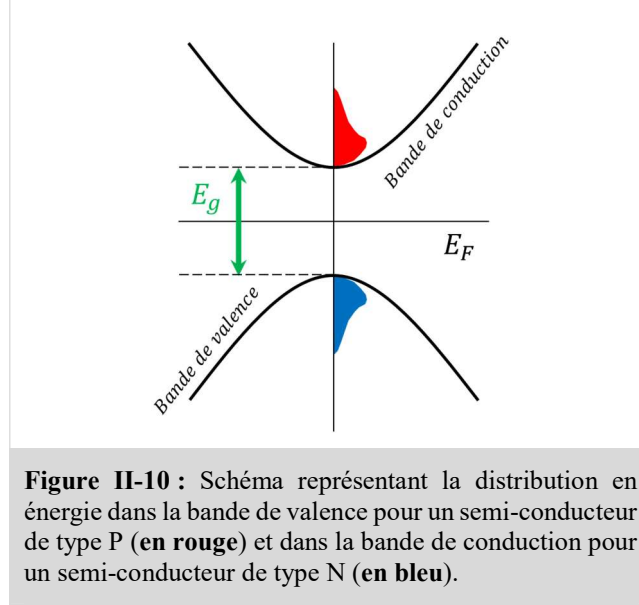
$$D_{t+}(E) = 2 \int (1 - f(E)) g_{t+}(E) dE \quad \text{Équation II-27}$$

avec :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}$$

$$g_{e-}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (E - E_C)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad g_{t+}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (E_V - E)^{\frac{1}{2}}$$

Remarque : en plus de leur masse et de leur charge, les particules disposent d'un spin. En mécanique quantique, le spin (ou moment cinétique intrinsèque) est un nombre entier qui permet de différencier deux états qui seraient identiques en mécanique classique. Il est possible de placer deux électrons de spin $+1/2$ et $-1/2$ à un même niveau d'énergie. Ceci explique la présence d'un facteur 2 en **Équation II-26** et en **Équation II-27**.



En raison de la distribution en énergie non homogène des porteurs, leurs vitesses ont aussi une distribution non homogène (voir **Équation II-28**).

$$f(v) = \frac{m}{4\pi^3 \hbar^3} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{mv^2/2 - E_F}{k_B T}\right)} \quad \text{Équation II-28}$$

Lorsque le système est à l'équilibre, les porteurs ont une vitesse $\vec{v}$. Cependant, dans l'absence de force extérieure, l'ensemble des porteurs ne se déplace pas et la somme des vitesses des porteurs reste nulle.

$$\sum_{\text{porteurs}} \vec{v} = \vec{0}$$

b) Distribution des vitesses de porteurs soumis à un champ électrique

Lors de l'application d'un champ électrique, les porteurs subissent un déplacement global dans la direction du champ électrique. Ce déplacement est caractérisé par une vitesse de dérive moyenne notée $\langle \vec{v}_d \rangle$. Si le poids est négligé, les forces s'appliquant aux porteurs sont la force électrostatique $\vec{F}_{elec}$ et la force de frottement $\vec{F}_{fr}$ (qui symbolise les collisions entre porteur). La deuxième loi de Newton permet d'écrire :

$$m^* \frac{d\langle \vec{v}_d(t) \rangle}{dt} = \vec{F}_{elec} - \vec{F}_{fr} = q\vec{E} - \Omega \langle \vec{v}_d(t) \rangle$$

avec : m^* , la masse effective du porteur
 Ω , le coefficient empirique de frottement

L'Équation II-29 est une équation différentielle du premier ordre avec second membre constant :

$$\frac{d\langle \vec{v}_d(t) \rangle}{dt} + \frac{\Omega}{m^*} \langle \vec{v}_d(t) \rangle = \frac{q}{m^*} \vec{E}$$

En prenant comme conditions limites $\langle \vec{v}_d(t=0) \rangle = \langle \vec{v}_{d0} \rangle$ et $\langle \vec{v}_d(t \rightarrow \infty) \rangle = \langle \vec{v}_d \rangle$ la solution d'une telle équation s'exprime en fonction du temps moyen entre deux collisions $\langle \tau \rangle$ sous la forme :

$$\langle \vec{v}_d(t) \rangle = \langle \vec{v}_{d0} \rangle e^{\frac{-t}{\langle \tau \rangle}} + \left(1 - e^{\frac{-t}{\langle \tau \rangle}} \right) \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} \vec{E} \quad \text{Équation II-30}$$

Lorsque le système est à l'équilibre (c'est-à-dire pour $t \gg \tau$), les porteurs atteignent leur vitesse limite :

$$\langle \vec{v}_d \rangle = \frac{q \langle \tau \rangle \vec{E}}{m^*} = \mu \vec{E} \quad \text{Équation II-31}$$

$$\text{avec :} \quad \mu = \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} \quad \text{Équation II-32}$$

L'Équation II-31 permet de montrer que la vitesse moyenne de dérive de porteurs soumis à un champ électrique (à l'équilibre thermodynamique) dépend du temps moyen entre deux collisions $\langle \tau \rangle$ (ou temps de relaxation) qui traduit l'impact des phénomènes de scattering (**Loi de Matthiessen**).

c) Effet Hall sous l'hypothèse de distribution des vitesses de dérives

En considérant l'existence de la distribution des vitesses moyennes de dérive des porteurs $\langle \vec{v}_d \rangle$, la deuxième loi de Newton est appliquée à un gaz de porteurs sous les conditions de mesure d'effet Hall. Les forces extérieures sont : la force de Lorentz $\vec{F}_{Lorentz}$ (qui tient compte du champ électrique et du champ magnétique en condition d'effet Hall) et la force de frottement $\vec{F}_{fr}$.

$$\begin{aligned} m^* \frac{d\langle \vec{v}_d(t) \rangle}{dt} &= \vec{F}_{Lorentz} - \vec{F}_{fr} \\ \Leftrightarrow m^* \frac{d\langle \vec{v}_d(t) \rangle}{dt} &= q(\vec{E} + \langle \vec{v}_d \rangle \wedge \vec{B}) - \Omega \langle \vec{v}_d(t) \rangle \end{aligned} \quad \text{Équation II-33}$$

A l'équilibre, $d\langle \vec{v}_d(t) \rangle / dt = 0$ et l'Équation II-33 devient :

$$\begin{aligned} \langle \vec{v}_d \rangle &= \frac{q}{\Omega} (\vec{E} + \langle \vec{v}_d \rangle \wedge \vec{B}) = \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} (\vec{E} + \langle \vec{v}_d \rangle \wedge \vec{B}) \\ \Leftrightarrow \begin{pmatrix} \langle v_d \rangle_x \\ \langle v_d \rangle_y \\ \langle v_d \rangle_z \end{pmatrix} &= \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} \left(\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \langle v_d \rangle_x \\ \langle v_d \rangle_y \\ \langle v_d \rangle_z \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix} \right) \\ \Leftrightarrow \begin{cases} \langle v_d \rangle_x &= \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} (E_x + B_z \langle v_d \rangle_y) \\ \langle v_d \rangle_y &= \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} (E_y - B_z \langle v_d \rangle_x) \\ \langle v_d \rangle_z &= \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} E_z \end{cases} \end{aligned}$$

D'après les conditions expérimentales de l'effet Hall, la composante E_z du champ électrique est nulle, ce qui simplifie le système d'équations ci-dessus. La mobilité des électrons et des trous s'exprime de la façon suivante :

$$\mu_e = \frac{q\langle\tau_e\rangle}{m_e^*} \quad \text{et} \quad \mu_t = \frac{q\langle\tau_t\rangle}{m_t^*}$$

Le système d'équations devient :

Electrons		Trous
$\begin{cases} \langle v_d \rangle_{e_x} = \mu_e (E_x + B_z \langle v_d \rangle_{e_y}) & (1) \\ \langle v_d \rangle_{e_y} = \mu_e (E_y - B_z \langle v_d \rangle_{e_x}) & (2) \end{cases}$	et	$\begin{cases} \langle v_d \rangle_{t_x} = \mu_t (E_x + B_z \langle v_d \rangle_{t_y}) & (1) \\ \langle v_d \rangle_{t_y} = \mu_t (E_y - B_z \langle v_d \rangle_{t_x}) & (2) \end{cases}$

En injectant l'expression (1) dans l'expression (2) et inversement, de nouvelles expression des composantes en x et en y de la vitesse moyenne de dérive sont obtenues [KITTEL-13] [ASHCROFT-16] :

$$\begin{cases} \langle v_d \rangle_{e_x} = -\frac{\mu_e E_x - \mu_e^2 B_z E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} \\ \langle v_d \rangle_{e_y} = -\frac{\mu_e E_y + \mu_e^2 B_z E_x}{1 + (\mu_e B_z)^2} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \langle v_d \rangle_{t_x} = \frac{\mu_t E_x + \mu_t^2 B_z E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} \\ \langle v_d \rangle_{t_y} = \frac{\mu_t E_y - \mu_t^2 B_z E_x}{1 + (\mu_t B_z)^2} \end{cases}$$

A partir de ces équations, il est possible de réécrire le coefficient de Hall R_H en fonction de la mobilité, de la concentration de dopants et du champ magnétique. A partir de l'Équation II-16, le coefficient de Hall peut être écrit en fonction de E_y , $\langle J_d \rangle_x$ et B_z :

$$R_H = \frac{V_H d}{I_x B_z} = \frac{E_y}{\langle J_d \rangle_x B_z} \quad \text{Équation II-34}$$

Les composantes du vecteur densité de courant $\overline{\langle J_d \rangle}$ selon les axes x et y dépendent de la vitesse moyenne de dérive :

$$\begin{cases} \langle J_d \rangle_x = q n_t \langle v_d \rangle_{t_x} - q n_e \langle v_d \rangle_{e_x} & (1) \\ \langle J_d \rangle_y = q n_t \langle v_d \rangle_{t_y} - q n_e \langle v_d \rangle_{e_y} & (2) \end{cases}$$

En régime permanent, les vitesses de dérive des électrons et des trous selon l'axe y deviennent nulles, par conséquent, la composante de la densité de courant selon l'axe y devient nulle. Grâce à l'expression (2), il est possible d'établir une expression de E_y en fonction de E_x (calculs détaillés en ANNEXE 2) :

$$E_x = \frac{\left[\frac{n_t \mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e \mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right]}{\left[\frac{n_t \mu_t^2 B_z}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2 B_z}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right]} E_y \quad \text{Équation II-35}$$

L'expression de $\langle J_d \rangle_x$ développée est :

$$\langle J_d \rangle_x = qn_t \frac{\mu_t E_x + \mu_t^2 B_z E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} + qn_e \frac{\mu_e E_x - \mu_e^2 B_z E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} \quad \text{Équation II-36}$$

La densité de courant $\langle J_d \rangle_x$ peut s'exprimer en fonction de E_y grâce à l'Équation II-35. Après plusieurs simplifications, une nouvelle expression de R_H est établie à partir de l'Équation II-34 :

$$R_H = \frac{1}{q} \times \frac{\frac{n_t \mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}}{\left(\frac{n_t \mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e \mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)^2 + B_z^2 \left(\frac{n_t \mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)^2}$$

En fonction de l'ordre de grandeur du champ magnétique, l'expression de coefficient de Hall peut être drastiquement simplifiée.

Pour un champ magnétique faible ($B_z \ll 1$) :

$$R_H \rightarrow \frac{n_t \mu_t^2 - n_e \mu_e^2}{q(n_t \mu_t + n_e \mu_e)^2} \quad \text{Équation II-37}$$

Pour un semi-conducteur fortement dopé, l'Équation II-37 peut être encore simplifiée :

$$\begin{aligned} R_H &\xrightarrow{\text{type P}} \frac{n_t \mu_t^2}{q(n_t \mu_t + n_e \mu_e)^2} \approx \frac{\langle \tau_t^2 \rangle}{qn_t \langle \tau \rangle^2} = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{qn_t \langle \tau \rangle^2} = \frac{r_H}{qn_t} \\ R_H &\xrightarrow{\text{type N}} \frac{-n_e \mu_e^2}{q(n_t \mu_t + n_e \mu_e)^2} \approx -\frac{\langle \tau_e^2 \rangle}{qn_e \langle \tau \rangle^2} = -\frac{\langle \tau^2 \rangle}{qn_e \langle \tau \rangle^2} = \frac{-r_H}{qn_e} \end{aligned}$$

avec : $r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ Équation II-38

Le coefficient r_H est appelé facteur de scattering et tient compte du temps moyen de relaxation τ (ou temps moyen entre deux collisions) caractéristique des phénomènes de scattering.

Pour un champ magnétique fort ($B_z \gg 1$) :

$$R_H \rightarrow \frac{1}{q(n_t - n_e)}$$

Ce cas revient au cas simple formulé dans la première partie concernant l'effet Hall :

$$R_H \xrightarrow{\text{type P}} \frac{1}{qn_t} \quad \text{et} \quad R_H \xrightarrow{\text{type N}} \frac{-1}{qn_e}$$

Dans ce cas, le facteur de scattering vaut 1.

d) Bilan sur le formalisme de l'effet Hall

Le coefficient de Hall R_H sous l'hypothèse de vitesses de dérive uniforme (cas simple) s'écrit :

$$R_{H_0} = \frac{1}{qn}$$

Lorsque la vitesse de dérive est prise en compte, les phénomènes de scattering doivent être pris en compte par l'introduction du coefficient de scattering r_H :

$$R_H = \frac{r_H}{qn} = r_H R_{H_0} \quad \text{Équation II-39}$$

Les paramètres de Hall définis sous l'approximation des vitesses de dérive homogènes en début de partie peuvent être redéfinis de la façon suivante :

$$n_H = \frac{1}{qR_H} = \frac{1}{qr_H R_{H_0}} = \frac{n}{r_H} \quad \text{Équation II-40}$$

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} = \frac{r_H R_{H_0}}{\rho} = r_H \mu \quad \text{Équation II-41}$$

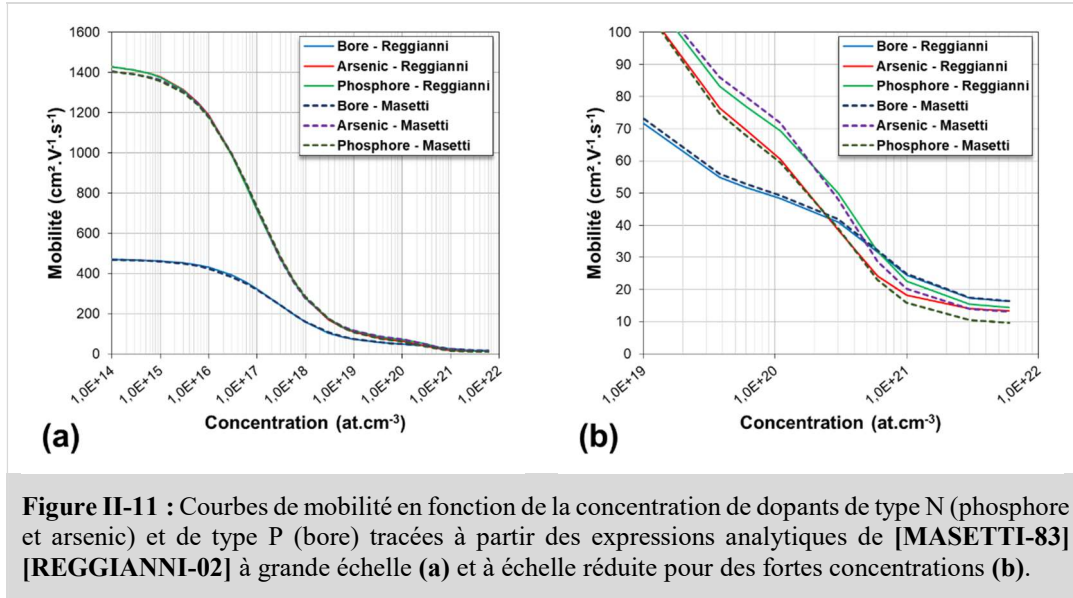
$$\rho = \frac{1}{q\mu_H n_H} = \frac{1}{q\mu n} \quad \text{Équation II-42}$$

$$\text{avec : } r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad \text{pour un champ magnétique faible } (B_z \ll 1)$$

$$r_H = 1 \quad \text{pour un champ magnétique fort } (B_z \gg 1)$$

3 / Impact de la concentration sur la mobilité des porteurs

Lorsque la concentration de dopants est modifiée, le nombre de centre de scattering est modifié, ce qui a un impact direct sur la mobilité des porteurs [MORIN-54] [NORTON-73]. Les études menées par Masetti et al. ont permis de quantifier cet impact et de déterminer les fonctions analytiques $\mu_{e,t} = f(n_{e,t})$ à partir de mesures par effet Hall sur plusieurs couches dopées uniformément à différentes concentrations (activées par de longs recuits afin d'éviter la présence de défauts) [MASETTI-83] [REGGIANNI-02]. En **Figure II-11** sont tracées les courbes analytiques pour plusieurs espèces dopantes : le bore, le phosphore et l'arsenic (les paramètres précis de ces fonctions sont donnés en ANNEXE 1). Ces courbes montrent que la mobilité diminue lorsque la concentration de porteurs augmente. Cette décroissance s'interprète par l'augmentation du nombre d'impuretés ionisées et donc de centres de scattering coulombiens. Lorsque la concentration est réduite, la différence de mobilité entre les trous et les électrons s'agrandit. Ce phénomène s'explique par une différence majeure dans le mécanisme de déplacement des deux types de porteurs. Lorsqu'un électron est libre, il peut se déplacer dans le cristal. En revanche, un trou se déplace par le mouvement d'électrons de liaison covalente en liaison covalente. Ce dernier mécanisme requiert une énergie plus importante et se traduit par une mobilité plus faible pour les trous que pour les électrons. Ceci se traduit par une masse effective plus importante pour les trous que les électrons (voir **Équation II-32**). Des courbes d'allure similaire ont été mesurée pour le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ dopé bore [SYNOPSIS-13] (voir ANNEXE 1).



4 / Formalisme de Hall pour des profils de dopants à concentration variable

Dans une couche dopée, le profil de concentration n'est uniforme que dans de rares cas. Il faut donc prendre en compte la variation de concentration de dopants en fonction de la profondeur dans l'expression des paramètres de Hall. Ces expressions peuvent être calculées à partir de l'équation de Boltzman unidimensionnelle (Équation II-43) dans les conditions expérimentales de l'effet Hall (voir Figure II-8) [PETRITZ-58] :

$$-\frac{q}{m^*} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_v f + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_z f = -\frac{f(\vec{v}, z)}{\tau} \quad \text{Équation II-43}$$

$$\text{et : } f(\vec{v}, z) = f^* - f_0$$

avec : c , la vitesse de la lumière

$v \vec{\nabla}_v$, l'opérateur gradient appliqué à un porteur ayant une vitesse v

$z \vec{\nabla}_z$, l'opérateur gradient appliqué à un porteur situé à une profondeur z

f_0 , la fonction de distribution à l'équilibre thermodynamique

f^* , la fonction de distribution dans les conditions de Hall

Cette équation décrit les variations de la fonction distribution f en tenant compte des phénomènes de collisions et des forces extérieures (ici les champs électrique et magnétique imposés). La fonction $f(\vec{v}, z)$ solution de l'Équation II-43 permet d'aboutir à de nouvelles formulations de la résistance par carré R_S et du coefficient surfacique de Hall R_{H_S} :

$$R_S = \frac{1}{q \int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz} \quad \text{Équation II-44}$$

$$R_{H_S} = \frac{r_H \int_0^d n(z) \langle \mu^2(z) \rangle dz}{q \left[\int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz \right]^2} \quad \text{Équation II-45}$$

avec : $n(z)$, la concentration en fonction de la profondeur z

$\langle \mu(z) \rangle$ la mobilité moyenne en fonction de la profondeur z

A partir des expressions précédentes, il est enfin possible de définir la dose de Hall $N_H (= n_H d)$ et la mobilité de Hall μ_H en fonction de la profondeur z :

$$N_H = \frac{1}{q R_H d} = \frac{\left[\int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz \right]^2}{r_H \int_0^d n(z) \langle \mu^2(z) \rangle dz} \quad \text{Équation II-46}$$

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} = \frac{R_H}{R_S d} = \frac{r_H \int_0^d n(z) \langle \mu^2(z) \rangle dz}{\int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz} \quad \text{Équation II-47}$$

III - L'effet Hall Différentiel (DHE)

L'effet Hall différentiel (DHE) combine mesures par effet Hall et gravures chimiques afin d'extraire le profil de concentration de dopants actifs en fonction de la profondeur de couches semi-conductrices dopées. Le formalisme de cette méthode s'appuie sur la théorie de l'effet Hall conventionnel décrit en partie précédente.

A . Théorie de l'effet Hall différentiel

1 / Les formules différentielles

Considérons d'un matériau semi-conducteur d'épaisseur d dont la i -ème couche est prête à être gravée (voir **Figure II-12**). L'épaisseur $(\Delta z)_i$ de cette couche est définie par :

$$(\Delta z)_i = z_{i+1} - z_i$$

Les paramètres de Hall de la i -ème couche sont calculés à partir des mesures réalisées aux profondeurs z_i et z_{i+1} (d'où l'appellation effet Hall différentiel). Chaque point du profil final est issu des mesures avant et après gravure. Pour établir les formules différentielles de la concentration n_{DHE} et de la mobilité $\langle \mu_{DHE} \rangle$, il est nécessaire de démarrer des formules générales de la conductivité surfacique $\sigma_S(z)$ et du coefficient de Hall surfacique $R_{H_S}(z)$ pour une couche d'épaisseur d déjà gravée d'une épaisseur z :

$$\sigma_S(z) = \frac{1}{R_S(z)} = q \int_z^d n(y) \langle \mu(y) \rangle dy \quad \text{Équation II-48}$$

$$R_{H_S}(z) = \frac{r_H \int_z^d n(y) \langle \mu^2(y) \rangle dy}{q \left[\int_z^d n(y) \langle \mu(y) \rangle dy \right]^2} \quad \text{Équation II-49}$$

Les valeurs différentielles entre la profondeur z_i et z_{i+1} sont définies par :

$$\begin{aligned} (\Delta \sigma_S)_i &= \sigma_S(z_{i+1}) - \sigma_S(z_i) \\ (\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)_i &= R_{H_S} \sigma_S^2(z_{i+1}) - R_{H_S} \sigma_S^2(z_i) \end{aligned}$$

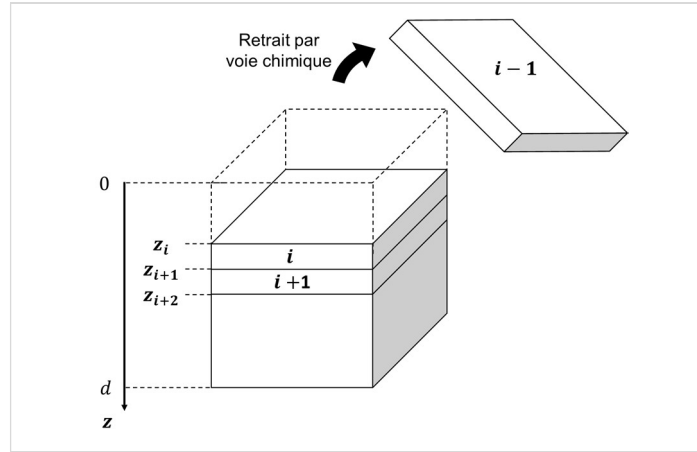


Figure II-12 : Représentation schématique du système de couches mesurées par effet Hall différentiel et des conventions utilisées pour définir le formalisme de cette technique.

Les formules différentielles finales n_{DHE} et $\langle \mu_{DHE} \rangle$ sont obtenues grâce à un travail mathématique sur les formules de $\sigma_S(z)$ et de $R_{H_S}(z)$ (voir les équations **Équation II-50** et **Équation II-51**) (calculs détaillés en **ANNEXE I** :). Chacune des valeurs calculées à partir de ces formules correspond à une valeur moyenne au sein de la couche gravée. Leurs profondeurs associées sont données par le centre de la couche gravée correspondante.

$$n_{DHE} \left(z_i + \frac{(\Delta z)_i}{2} \right) = \frac{r_H}{q \cdot (\Delta z)_i} \cdot \frac{((\Delta \sigma_S)_i)^2}{(\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)_i} \quad \text{Équation II-50}$$

$$\langle \mu_{DHE} \left(z_i + \frac{(\Delta z)_i}{2} \right) \rangle = \frac{1}{r_H} \cdot \frac{(\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)_i}{(\Delta \sigma_S)_i} \quad \text{Équation II-51}$$

2 / Incertitudes sur les valeurs différentielles

Les incertitudes de mesure sur les valeurs expérimentales $\sigma_S(z)$ et de $R_{H_S}(z)$ à la profondeur z sont notées respectivement S_{σ_S} et $S_{R_{SH}}$. Dans cette section, nous allons expliciter la propagation des erreurs expérimentales à travers les formules différentielles. Pour cela, nous considérerons les paramètres physiques σ_S et R_{H_S} comme des variables aléatoires indépendantes (car non mesurées simultanément).

Soient f une fonction de variable x et $x_1, x_2, \dots, x_n$ n variables aléatoires indépendantes. S_{x_i} est l'écart-type relatif des x_i ($i \in \mathbb{N}$). L'incertitude S_f sur f s'écrit :

$$S_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 S_{x_i}^2}$$

$$\text{avec : } S_{x_i} = \frac{1}{|\bar{x}_i|} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\bar{x}_i - x_i)^2}$$

La formule de S_f est appliquée aux fonctions de n_{DHE} et $\langle \mu_{DHE} \rangle$ et la formule S_{x_i} , aux variables σ_s et R_{H_S} . $S_{n_{DHE}}$ et $S_{\mu_{DHE}}$ s'expriment en fonction de $S_{R_{H_S}}$ et S_{σ_s} de la façon suivante (calculs détaillés en ANNEXE 1) [BLIGHT-88] :

$$S_{n_{DHE}} = \sqrt{2(\alpha_2)^2 \left[(S_{R_{H_S}})^2 + 4 \cdot (S_{\sigma_s})^2 \right] + 8(\alpha_1)^2 (S_{\sigma_s})^2} \quad \text{Équation II-52}$$

$$S_{\mu_{DHE}} = \sqrt{2(\alpha_2)^2 \left[(S_{R_{H_S}})^2 + 4 \cdot (S_{\sigma_s})^2 \right] + 2(\alpha_1)^2 (S_{\sigma_s})^2} \quad \text{Équation II-53}$$

$$\text{avec :} \quad \alpha_1 = \frac{\sigma_s}{\Delta \sigma_s} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{R_{H_S} \sigma_s^2}{\Delta (R_{H_S} \sigma_s^2)}$$

Dans cette section, nous avons explicité le socle théorique de la technique d'effet Hall différentiel. Dans la section qui suit, nous allons mettre en lumière les limites intrinsèques ainsi que physique de cette méthode.

B . Limites de la méthode

1 / Précision en concentration et en mobilité

Nous allons tout d'abord étudier les variations des coefficients α_1 et α_2 en fonction des paramètres R_{H_S} et σ_s . Pour cela, nous avons utilisé des profils de concentration uniformes et variables (décroissance exponentielle) idéaux (voir **Figure II-13**) et avec des concentrations typiques pour simuler des mesures d'effet Hall différentiel.

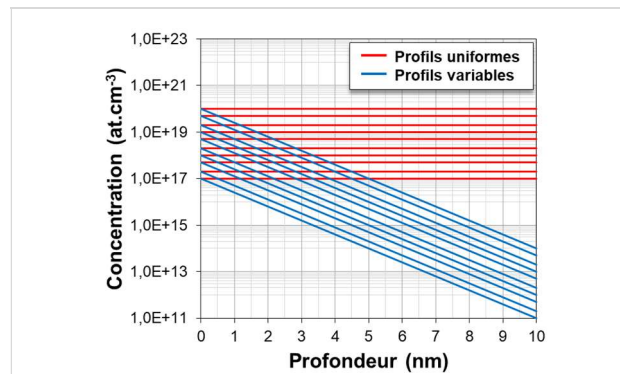
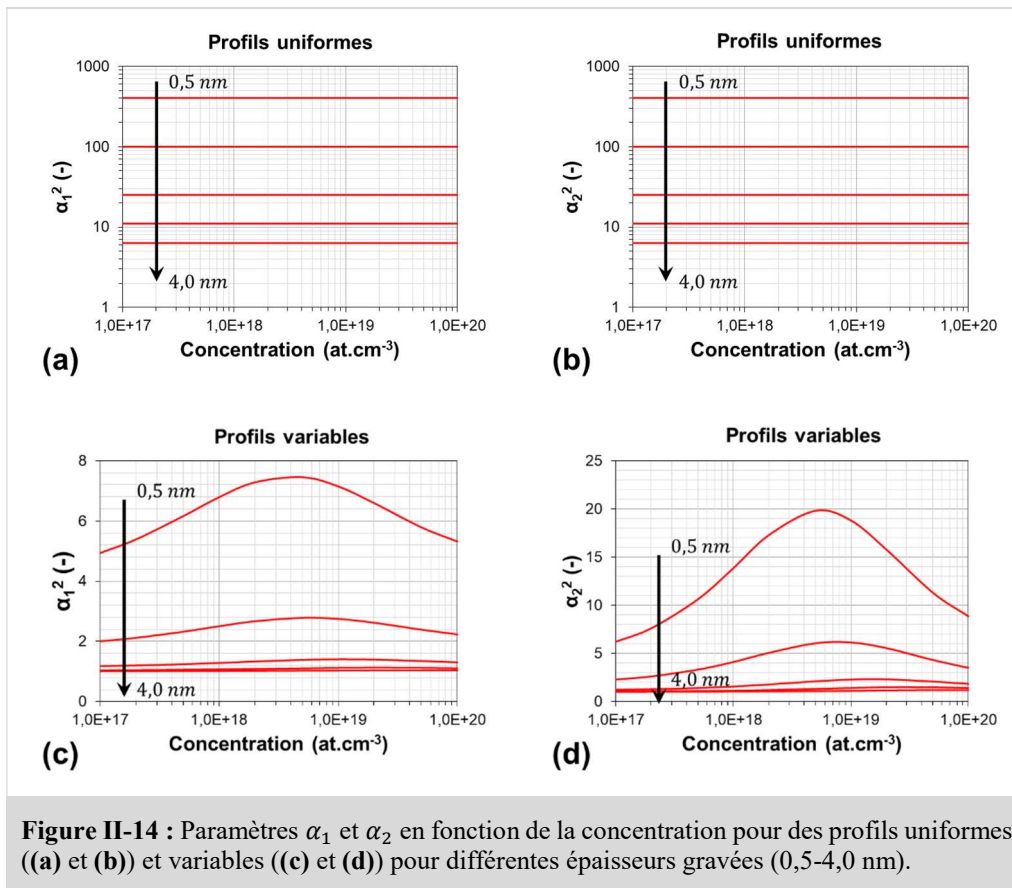
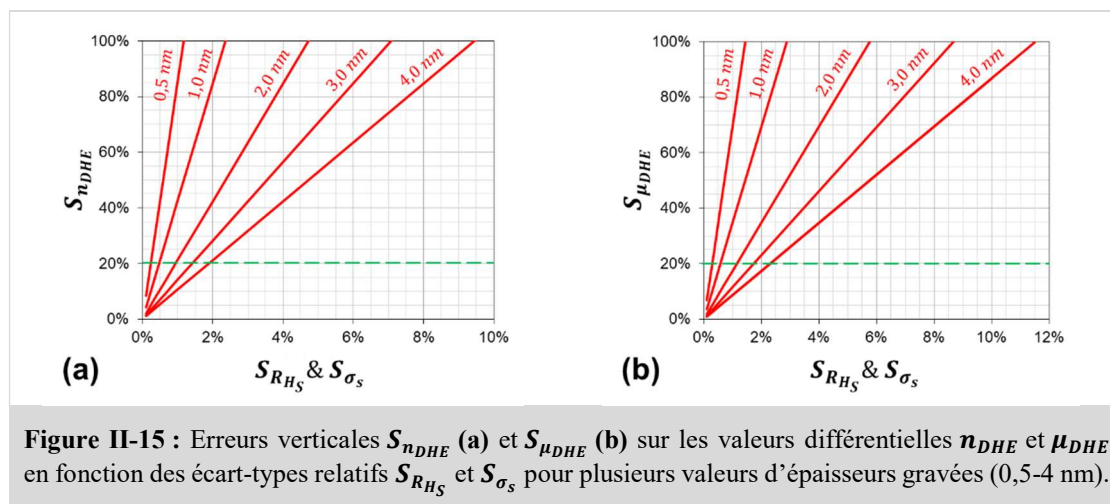


Figure II-13 : Profils de concentration en fonction de la profondeur pour l'étudier des variations de α_1 et α_2 .

Les variations $\Delta \sigma_s$ et $\Delta (R_{H_S} \sigma_s^2)$ sont calculées pour différentes épaisseurs de gravure (0,5/1,0/2,0/3,0 et 4,0 nm) et les valeurs des coefficients α_1 et α_2 correspondantes sont reportées en **Figure II-14**. Pour les profils uniformes et à épaisseur de gravure donnée, les deux coefficients ne varient pas avec la concentration (voir **Figure II-14 (a) et (b)**). Pour les profils variables, les courbes de α_1 et α_2 montrent un maximum. Plus l'épaisseur gravée est grande, moins les variations sont marquées (voir **Figure II-14 (c) et (d)**). Pour les deux types de profils, les valeurs des coefficients sont d'autant plus grandes que les épaisseurs gravées sont faibles. De plus, à épaisseur gravée équivalente, les valeurs de α_1 et α_2 sont beaucoup plus élevées pour les profils uniformes que pour les profils abrupts.



Afin d'estimer la limite supérieure des incertitudes $S_{n_{DHE}}$ et $S_{\mu_{DHE}}$, nous nous plaçons dans le pire cas de figure, c'est-à-dire dans le cas de profils uniformes (plus grandes valeurs de α_1 et α_2). En **Figure II-15** sont données les variations des incertitudes différentielles pour valeurs de $S_{R_{H_S}}$ et S_{σ_s} comprises entre 0,1% et 10,0% et des épaisseurs de gravures entre 0,5 nm et 4,0 nm. Les valeurs de $S_{n_{DHE}}$ et $S_{\mu_{DHE}}$ augmentent lorsque l'épaisseur gravée diminue. Pour une épaisseur de gravure donnée, la réduction des incertitudes différentielles passe par l'amélioration de la reproductibilité des mesures de R_{H_S} et σ_s . Par exemple, pour obtenir une incertitude de moins de 20% sur le profil différentiel final (droite en pointillés verts en **Figure II-15 (a) et (b)**) avec une finesse de gravure comprise entre 0,5 nm et 1 nm, cela implique d'avoir des écart-types relatifs inférieurs à 0,5% sur les valeurs de R_{H_S} et σ_s mesurées. Pour une incertitude de 10%, il est nécessaire d'avoir un écart-type relatif de moins de 0,2% sur les mesures.



Cette partie nous a permis de mettre en avant l'impact important de la propagation des erreurs par application des formules d'effet Hall différentiel à partir de nos mesures et par conséquent, de souligner la nécessité d'obtenir des mesures reproductibles.

2 / Déplétion et Résolution en profondeur

a) Déplétion à l'interface oxyde/semi-conducteur

L'oxyde de silicium, aussi bien natif que fabriqué par oxydation thermique, comporte des défauts qui introduisent des niveaux d'énergie au milieu de la bande interdite de l'isolant. Les principaux défauts sont les charges fixes et les charges piégées. Pour des substrats fortement dopés ($>10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$), la densité de charge fixe peut être négligée par rapport à la densité de pièges. Les niveaux d'énergie des pièges peuvent être aussi bien donneurs qu'accepteurs et sont assimilables à des puits de potentiels pouvant capturer les porteurs libres. Lorsque des porteurs sont piégés, les bandes d'énergie en surface du semi-conducteur sont déformées et une zone de déplétion apparaît. Il est primordial d'évaluer la largeur de cette zone car elle peut mener à un écrantage significatif de la concentration active de dopants. De la déplétion résulte un potentiel de surface noté V_b qui dépend de la densité de pièges Q_{it} dans l'isolant :

$$Q_{it} = -q^2 D_{it} V_b \quad \text{Équation II-54}$$

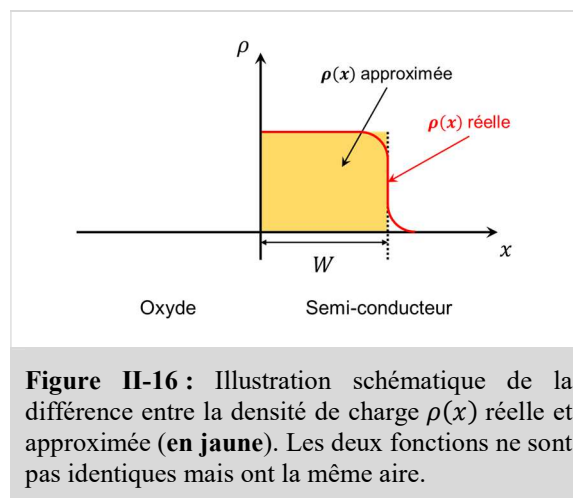
avec : D_{it} , la densité de pièges par niveau d'énergie en $\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1}$

La densité de charge dans le semi-conducteur qui est capturée par ces niveaux pièges est notée ρ . Le potentiel $V(x)$ qui se forme au sein du semi-conducteur est décrit par l'équation de Poisson (voir **Équation II-55**) :

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad \text{Équation II-55}$$

avec : $V(x)$, le potentiel dans le semi-conducteur
 $\rho(x)$, la densité de charges dans le semi-conducteur

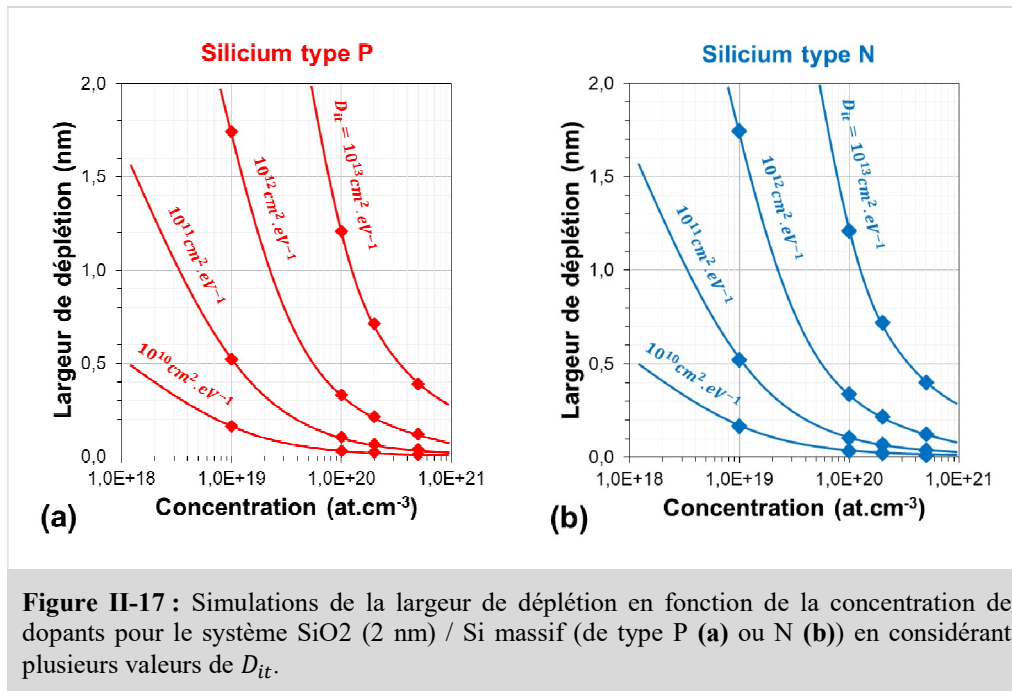
Afin de simplifier l'étude du potentiel, l'interface déplétion/semi-conducteur est approximée à une fonction abrupte (voir **Figure II-16**).



Toutefois, la densité de charges approximée reste la même que la densité de charges réelle. La largeur de la zone de déplétion W peut être déduite de l'équation de Poisson (voir **Équation II-56**).

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r V_b}{qn}} \quad \text{Équation II-56}$$

La valeur du potentiel de surface ne peut pas être évaluée par un calcul simple. Grâce à TCAD Sentaurus, nous avons simulé l'électrostatique à l'interface entre un oxyde de silicium de 2 nm d'épaisseur et un substrat de silicium dopé uniformément (au bore ou à l'arsenic) [SYNOPSIS-13]. D'après la littérature, les meilleurs oxydes ont des densités de pièges d'environ $5,0 \cdot 10^{10} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ et les oxydes natifs d'environ $10^{12} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ [BRADY-89] [KOOL-67] [SCHWARZENBACH-15]. Ainsi, nous avons extrait plusieurs valeurs de potentiel de surface V_b pour des densités de pièges D_{it} comprises entre $10^{10} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ et $10^{13} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ [YEO-87] [SCHMIDT-07]. Les largeurs de déplétion W correspondantes sont reportées en **Figure II-17**. Ces courbes montrent que la pénétration de la région de déplétion dans le semi-conducteur est d'autant plus grande que la concentration de dopants actifs est faible. De même, à concentration équivalente, la largeur de déplétion augmente avec la densité de pièges.



Pour des densités de pièges D_{it} comprises entre $10^{11} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ et $10^{12} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ (intervalles réalistes pour les oxydes que nous allons utiliser), la largeur de la zone de déplétion varie d'environ 0,6 à 2 nm pour des concentrations d'environ $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ et de 0,1 à 0,4 nm pour des concentrations d'environ $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$.

b) Impact de la zone de déplétion sur les mesures d'effet Hall différentiel

En raison des régions de déplétion et pour une couche d'épaisseur z_{phy} , le signal récupéré provient d'une épaisseur dite électrique z_{elec} inférieure à z_{phy} [BLIGHT-88] [CHANDRA-79] (voir **Équation II-57**). Si la déplétion n'est pas prise en compte, des erreurs peuvent être commises sur les abscisses des profils différentiels mais aussi sur les valeurs de concentration n_{DHE} car ces dernières dépendent de

$(\Delta z)_i$ (voir **Équation II-50**). Il donc primordial de corriger les expressions des paramètres différentiels données précédemment en tenant compte de ces régions de déplétion.

$$z_{elec} = z_{phy} - W \quad \text{Équation II-57}$$

Prenons le cas d'un profil de concentration quelconque et considérons deux profondeurs de gravure z_i et z_{i+1} (voir **Figure II-18**). A chacune de ces profondeurs est associée une largeur de déplétion différente notées respectivement W_i et W_{i+1} . En tenant compte de la déplétion, l'expression corrigée de l'épaisseur $(\Delta z)_i^{elec}$ s'écrit :

$$(\Delta z)_i^{elec} = (z_{i+1} + W_{i+1}) - (z_i + W_i) = (\Delta z)_i + W_{i+1} - W_i$$

Les abscisses de chaque point des profils de concentration et de mobilité sont modifiées [YEO-87] :

$$z_i + \frac{(\Delta z)_i}{2} \xrightarrow{\text{déplétion}} z_i + W_i + \frac{(\Delta z)_i^{elec}}{2} = \frac{z_i + z_{i+1} + W_i + W_{i+1}}{2}$$

En notant $z_i^{elec} = z_i + W_i$, on a :

$$n_{DHE}^* \left(z_i^{elec} + \frac{(\Delta z)_i^{elec}}{2} \right) = \frac{r_H}{q \cdot (\Delta z)_i^{elec}} \cdot \frac{((\Delta \sigma_S)_i)^2}{(\Delta R_{HS} \sigma_S^2)_i}$$

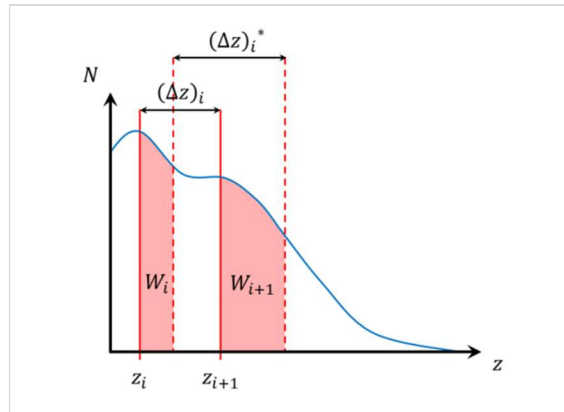


Figure II-18 : Schéma explicatif de l'épaisseur réelle à considérer pour le calcul des valeurs différentielles entre la i -ème et la $(i+1)$ -ième gravure lorsque la déplétion est prise en compte.

Cas spécifique : Pour un profil uniforme, l'approximation suivante peut être faite : $W(z_i) \approx W(z_{i+1}) \approx W$, ce qui implique directement : $(\Delta z)_i^* \approx (\Delta z)_i$. Dans ce cas particulier, les valeurs de concentrations restent inchangées mais le profil doit être translaté d'une constante W selon l'axe des profondeurs.

c) Zones de déplétion provenant des autres interfaces

Dans les sections précédentes, nous avons uniquement considéré la déplétion provenant de la surface. Dans le cas de couche SOI, une déplétion similaire est engendrée à l'interface semi-conducteur/BOX par la présence de niveaux pièges et contribue à la perte de dose active au sein de la couche dopée (voir **Figure II-19**). Pour calculer la largeur de la déplétion arrière, il est nécessaire de connaître la concentration de dopants actifs proche de l'interface semi-conducteur/BOX.

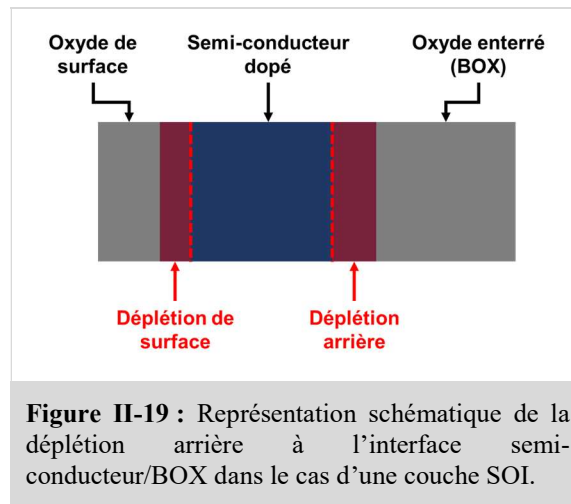


Figure II-19 : Représentation schématique de la déplétion arrière à l'interface semi-conducteur/BOX dans le cas d'une couche SOI.

De même, dans le cas d'une jonction P/N, une zone de charge espace (ZCE) se forme suite à l'échange de porteurs libres entre les deux semi-conducteurs de types différents (voir **Figure II-20**). Cette zone de charge espace de largeur Λ , est la somme de la largeur de déplétion engendrée dans le semi-conducteur de type P notée x_p et de type N notée x_n (voir **Équation II-58**).

$$\Lambda = x_p + x_n \quad \text{Équation II-58}$$

La largeur de la ZCE dépend des niveaux de dopages des régions N et P et s'écrit :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}} \quad \text{Équation II-59}$$

avec : V_{bi} , le built-in potentiel à la jonction P/N
 N_A , la densité de trous dans le semi-conducteur de type P
 N_D , la densité d'électrons dans le semi-conducteur de type N

Les largeurs de déplétion x_p et x_n sont liées entre elles et aux densités de porteurs libres N_A (trous) et N_D (électrons) par l'équation suivante :

$$N_A x_p = N_D x_n \quad \text{Équation II-60}$$

Pour calculer la largeur de la déplétion arrière dans le cas d'une jonction P/N, il est nécessaire de connaître la concentration de dopants actifs dans les deux semi-conducteurs.

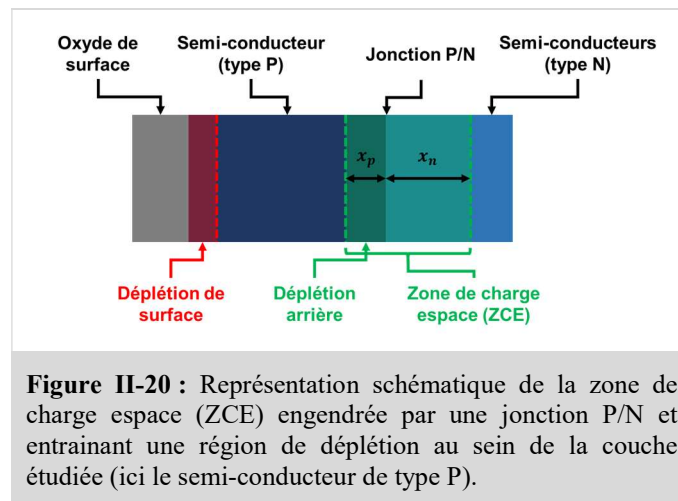


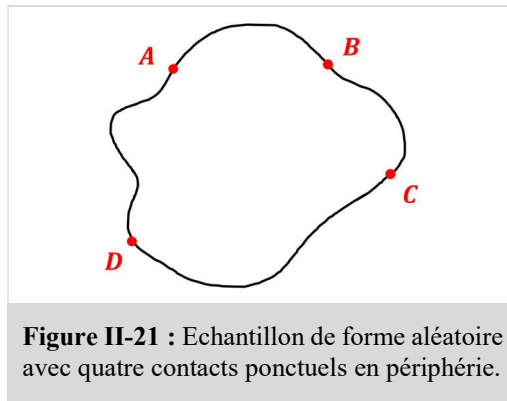
Figure II-20 : Représentation schématique de la zone de charge espace (ZCE) engendrée par une jonction P/N et entraînant une région de déplétion au sein de la couche étudiée (ici le semi-conducteur de type P).

IV - Mesures par Effet Hall : structures de Van der Pauw (VdP)

Pour réaliser les mesures d'effet Hall, il est nécessaire de travailler avec des structures à quatre contacts appelées structures de Van der Pauw. Aussi, deux configurations de mesure sont utilisées pour la mesure de la résistance par carré R_S (ou résistivité ρ) et du coefficient de Hall surfacique R_{HS} (liée à la dose de Hall N_H et à la mobilité de Hall μ_H). Dans un premier temps, nous décrirons les structures Van der Pauw puis dans un deuxième temps, nous détaillerons la procédure de mesure de chaque paramètre de Hall.

A . Structures de Van der Pauw

En 1958, Van der Pauw a mis en évidence l'existence d'agencement de contacts non alignés pour la mesure de résistance par carrée [VAN DER PAUW-58].



Pour une géométrie de forme quelconque d'épaisseur d et de résistivité ρ disposant de quatre points de contact placés en bordure, il est possible d'écrire l'équation générale suivante (voir **Figure II-21**) :

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{AB,CD}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{BC,DA}\right) = 1$$

$$R_{AB,CD} = \frac{V_{mes_{CD}}}{I_{inj_{AB}}} \quad \text{et} \quad R_{BC,DA} = \frac{V_{mes_{DA}}}{I_{inj_{BC}}}$$

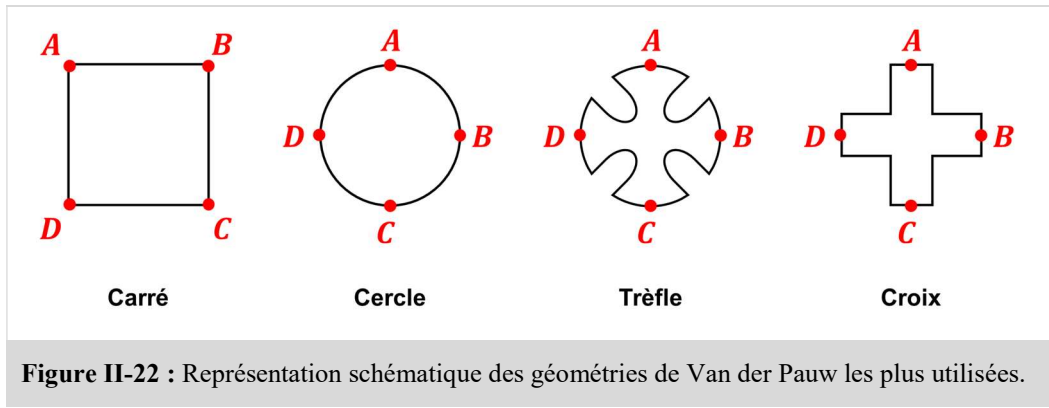
avec : I_{inj} , le courant injecté
 V_{mes} , la tension mesurée

Il résulte de cette équation la formule générale de la résistivité ρ suivante :

$$\rho = \left(\frac{\pi d}{\ln 2}\right) \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} \Gamma(R_{AB,CD}, R_{BC,DA})$$

avec : $\Gamma(R_{AB,CD}, R_{BC,DA})$, le facteur de symétrie lié à la répartition des contacts.

Si l'échantillon a une forme avec plusieurs axes de symétrie et les contacts sont placés au niveau de ces axes, le facteur Γ peut être simplifié. Différentes géométries de mesures ont alors émergé de cette théorie : carré, cercle, trèfle ou encore croix (voir **Figure II-22**).



B . Procédure de mesure électrique

Le système de mesure par effet Hall dont nous disposons au LAAS est un banc HL5500PC du fabricant Nanometrics. Pour chaque mesure, le banc exécute une série d'opérations automatiques que nous allons développer dans cette partie. Le programme constructeur donne la possibilité de fournir la valeur de l'épaisseur de la couche mesurée. Si l'épaisseur est donnée au système, ce dernier fournira les paramètres volumiques (la résistivité ρ et le coefficient de Hall R_H) et dans le cas contraire, les paramètres surfaciques (la résistance par carré R_S et le coefficient de Hall surfacique R_{H_S}). La mesure de ces paramètres s'effectue en deux temps : la résistance par carré puis le coefficient de Hall.

1 / Mesure de la résistance par carré

La configuration utilisée pour la mesure de la résistance par carré est illustrée en **Figure II-23**. Deux courants sont injectés séparément entre deux paires de contact ($I_{inj_{AB}}$ puis $I_{inj_{BC}}$) et deux tensions sont mesurées sur les contacts opposés (respectivement $V_{mes_{CD}}$ puis $V_{mes_{DA}}$). La résistance par carrée est calculée grâce à la formule suivante :

$$R_S = 2,2662 \times \frac{V_{mes_{43}} + V_{mes_{14}}}{I} F(Q) \quad \text{Équation II-61}$$

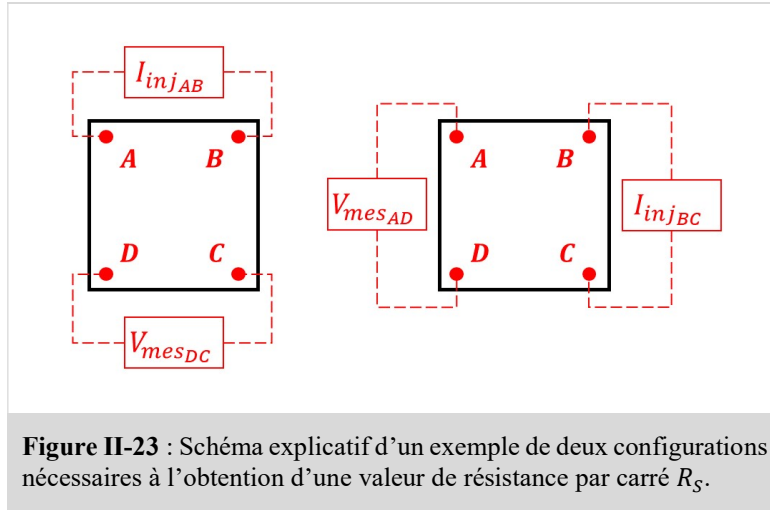
$$\text{avec : } I = I_{inj_{12}} = I_{inj_{23}} \quad \text{et} \quad \frac{\pi}{2 \ln(2)} \approx 2,2662$$

Le facteur de correction $F(Q)$ est calculé à partir du coefficient de symétrie Q :

$$F(A(Q)) = 1 - 0,35A - 0,09A^2 \quad \text{Équation II-62}$$

$$\text{avec : } A(Q) = \left(\frac{Q - 1}{Q + 1} \right)^2 \quad \text{et} \quad Q = \frac{V_{mes_{AB}}}{V_{mes_{BC}}}$$

Dans le cas où le facteur Q est inférieur à 1, le système prend automatiquement l'inverse de la valeur calculée avant de l'insérer dans la formule de $A(Q)$. Lorsque les deux tensions mesurées sont égales, $F(Q) = 1$. Quatre résistances par carré sont obtenues à partir de toutes les combinaisons de contacts adjacents. La valeur finale renvoyée par le système est la moyenne de ces quatre valeurs.



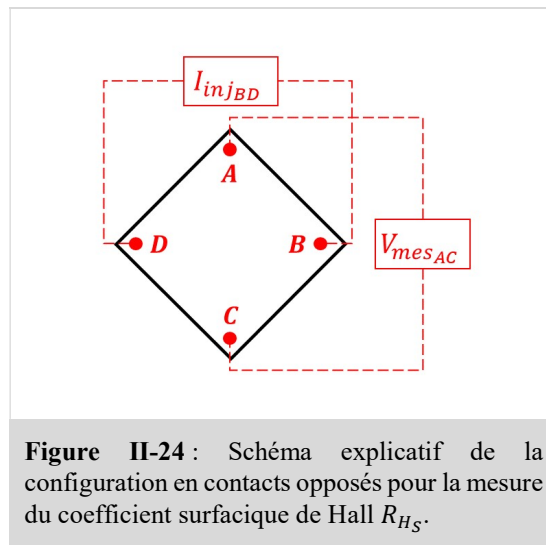
2 / Mesure du coefficient de Hall

Pour la mesure du coefficient surfacique de Hall R_{H_S} , le courant est injecté entre deux contacts opposés et la tension est mesurée entre les deux autres contacts (voir **Figure II-24**). Cette mesure est effectuée sous un champ magnétique de 0,3 T orthogonal à la surface de l'échantillon. Quatre mesures de tensions sont obtenues à partir des permutations en courant et en champ magnétique ($V_{H_{BD}}^{+B+i}$, $V_{H_{BD}}^{+B-i}$, $V_{H_{BD}}^{-B+i}$ et $V_{H_{BD}}^{-B-i}$). Chacune de ces tensions comprend des tensions parasites qui sont supprimées en effectuant l'opération suivante (détaillées en ANNEXE 1) :

$$V_{H_{BD}} \approx \frac{(V_{H_{BD}}^{+B+i} - V_{H_{BD}}^{+B-i}) - (V_{H_{BD}}^{-B+i} - V_{H_{BD}}^{-B-i})}{4} \quad \text{Équation II-63}$$

La tension $V_{H_{AC}}$ est extraite de la même façon et la tension V_H est obtenue en moyennant $V_{H_{BD}}$ et $V_{H_{AC}}$:

$$V_H = \frac{V_{H_{AC}} + V_{H_{BD}}}{2} \quad \text{Équation II-64}$$



C . Fabrication des structures VdP

1 / Géométries VdP et leur impact sur les mesures

Pour nos mesures d'effet Hall, nous avons choisi d'utiliser des géométries en forme de carré et de croix. La précision des mesures réalisées avec ces géométries dépend des longueurs a et c (voir **Figure II-25**). Plusieurs études ont été réalisées sur les variations de l'erreur sur la mesure de résistivité $\Delta\rho/\rho$ et de mobilité de Hall $\Delta\mu_H/\mu_H$ en fonction du rapport a/c .

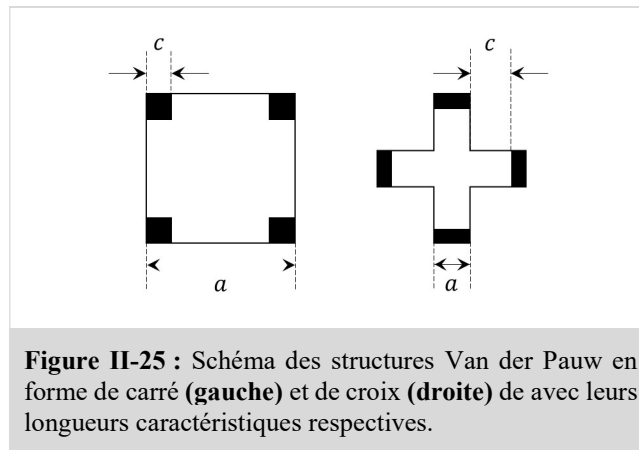
Pour une structure carrée, Chwang et al. ont montré que ces erreurs diminuaient avec la réduction du rapport a/c . Dans le cadre de nos études, nous souhaitons avoir un compromis entre des erreurs sur les mesures faibles ($< 10\%$) et des contacts suffisamment larges pour faciliter le placement des pointes de mesure. Pour les dimensions de carré que nous désirons utiliser, nous avons opté pour un rapport a/c d'environ 1/10 qui permet d'avoir des erreurs $\Delta\rho/\rho \approx 0,5\%$ et $\Delta\mu_H/\mu_H \approx 5\%$ (par lecture graphique [CHWANG-74]).

Pour une structure en croix, les études de David [DAVID-76] et de De Mey [DE MEY-73] donnent des expressions théoriques de $\Delta\rho/\rho$ et $\Delta\mu_H/\mu_H$:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0,59 \times \exp\left(-6,23 \times \frac{a}{c}\right)$$

$$\frac{\Delta\mu_H}{\mu_H} = 1,045 \times \exp\left(-\frac{\pi a}{c}\right)$$

Ces erreurs décroissent exponentiellement lorsque le rapport a/c augmente. Dans le but d'avoir des contacts métalliques suffisamment larges pour positionner les pointes, nous avons choisi $a/c \approx 1$. Pour cette valeur, les erreurs sur la résistivité et sur la mobilité de Hall sont respectivement d'environ 0,1% et de 4,5%.

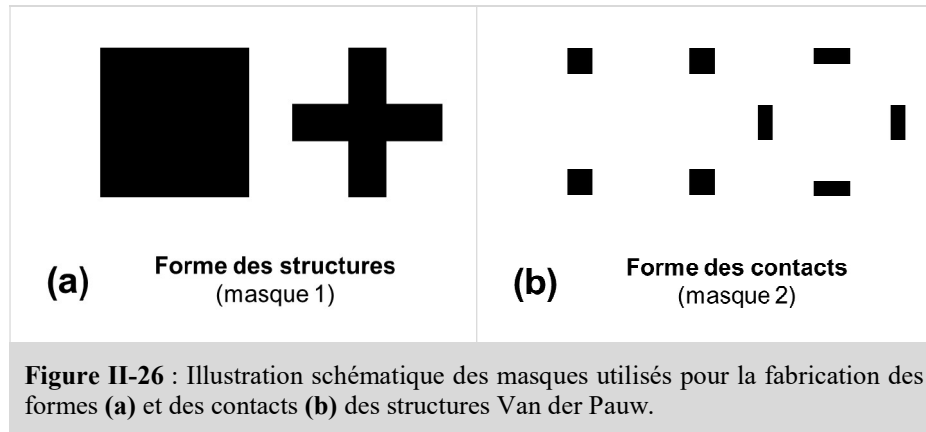


2 / Protocole de fabrication

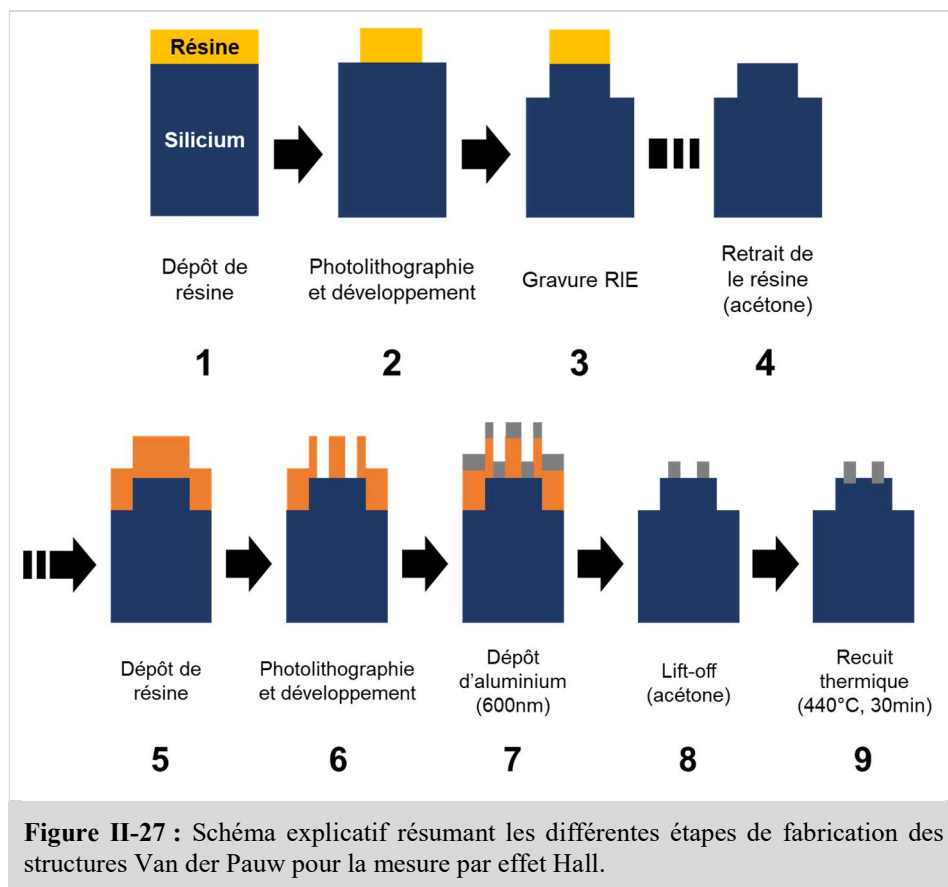
Le protocole de fabrication des structures de Van der Pauw se déroule en neuf étapes (voir **Figure II-27**)).

Les étapes 1 à 4 consistent à transférer la forme des structures Van der Pauw sur la couche à mesurer. Pour cela, une résine positive est déposée (ECI 3012) (voir **étape 1** en **Figure II-27**) puis insolée à travers un masque semblable à celui représenté en **Figure II-26 (a)**. Les régions insolées sont

dissoutes par voie chimique (développement) (**étape 2**). La résine restante sert ensuite de masque pour la gravure ionique réactive (ou **RIE** pour « *Reactive-Ion Etching* ») (**étape 3**). La résine résiduelle est retirée par voie chimique (acétone) (**étape 4**).

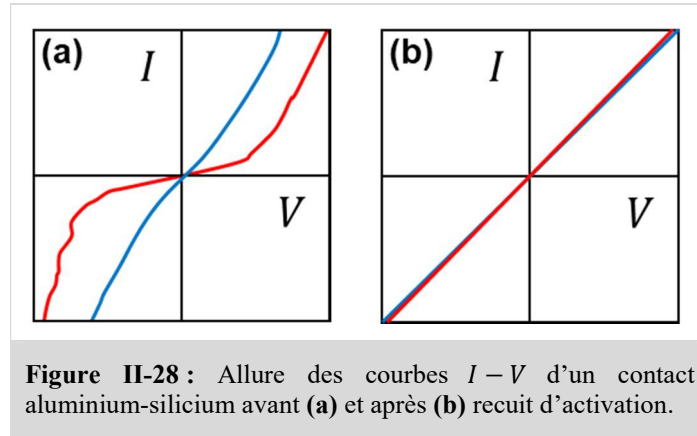


Les étapes 5 à 9 permettent de fabriquer les contacts métalliques. Une résine négative (NLOF) est déposée à la surface de la couche (voir **étape 5** en **Figure II-27**). Par photolithographie (masque type en **Figure II-26 (b)**) puis développement, les zones dans lesquelles nous désirons placer les contacts métalliques sont ouvertes (**étape 6**). Nous réalisons ensuite un dépôt d'aluminium de 600 nm sur toute la surface (**étape 7**). Le masque de résine et le métal à sa surface sont retirés grâce à un bain d'acétone. Cette étape est appelée lift-off (**étape 8**).



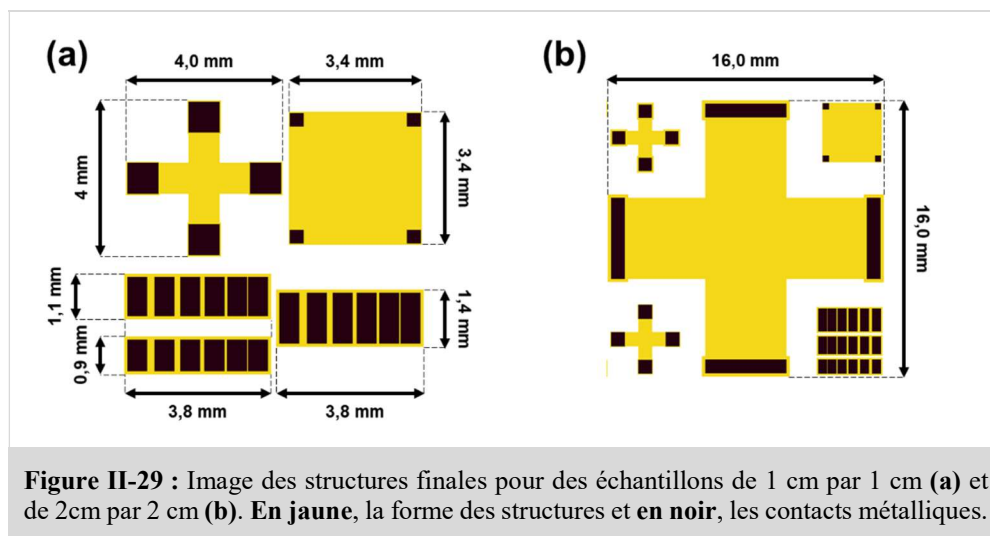
En **Figure II-28 (a)** sont illustrées deux courbes $I - V$ prises sur deux paires de contacts aluminium-silicium d'une même structure Van der Pauw après l'étape de lift-off (**étape 8**). Les courbes obtenues sont semblables à une courbe caractéristique de diodes. De tels contacts empêchent toute mesure

reproductible et oblige le système de mesure à effectuer une correction à travers le facteur $F(Q)$ (voir **Équation II-62**). Afin de rendre le contact ohmique, un recuit thermique à une température de 440°C pendant 30 minutes est effectué (**étape 9** en **Figure II-27**). Le recuit thermique permet de favoriser l'interdiffusion de l'aluminium et du silicium. Les courbes $I - V$ des mêmes contacts deviennent ohmiques et de même résistance (voir **Figure II-28 (b)**).



3 / Dessin du masque

Nous avons décidé de fabriquer deux tailles de masque par anticipation de la taille des échantillons que nous aurons à mesurer : 1 cm par 1 cm (**masque 1**) et 2 cm par 2 cm (**masque 2**). Les motifs sont dans un premier temps dessinés grâce au logiciel CLEWIN puis transposés sur des plaques en verre par dépôt de chrome. Le **masque 1** (voir **Figure II-29 (a)**) dispose d'une structure en croix et en carré pour les mesures d'effet Hall ainsi que de trois structures TLM (pour « *Transmission Line Measurement* ») de largeurs différentes pour l'évaluation de la résistance de contact. Pour le **masque 2** (voir **Figure II-29 (b)**), nous avons gardé les mêmes structures que le **masque 1** auxquelles nous avons ajouté deux structures en croix supplémentaires : une croix de petite dimension avec des contacts légèrement moins larges et une croix centrale de grande dimension qui sera dédiée aux mesures par effet Hall différentiel. Toutes les dimensions précisées en **Figure II-29** ont été établies en conservant les rapports a/c choisis en **page 83** (voir **Figure II-25**).



V - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'effet Hall différentiel (DHE) était la technique la plus adaptée pour l'étude de l'activation de couches fines à la surface. Tout d'abord, contrairement aux autres techniques de profilométrie, la DHE permet d'avoir une mesure directe des paramètres électriques sans faire d'hypothèse sur la forme du profil réel et sans s'appuyer sur des courbes de calibration. Aussi, grâce aux structures de Van der Pauw, il est possible d'effectuer des mesures reproductibles en configuration quatre pointes (c'est-à-dire en excluant la contribution des contacts) tout en évitant la pénétration des pointes grâce aux contacts métalliques épais. De plus, à l'aide d'un procédé de gravure chimique adéquat, des gravures nanométriques sont atteignables. Nous avons dans un premier temps décrit la théorie de l'effet Hall conventionnel puis celle de l'effet Hall différentiel. Le formalisme de ce dernier donne accès aux paramètres physiques d'une fine couche retirée à partir des mesures électriques de l'intégralité du matériau avant et après gravure. Cependant, les erreurs sur ces valeurs sont très sensibles aux variations statistiques des mesures électriques. De ce fait, une grande reproductibilité dans les mesures est requise (atteignable via Van der Pauw). Les valeurs du profil final sont aussi fortement affectées par les régions de déplétion (aux interfaces) qui génèrent une perte de porteurs libres dans le semi-conducteur et donc créent une différenciation entre l'épaisseur physique de la couche et l'épaisseur électrique réellement mesurée. Les conséquences de ce phénomène seront d'autant plus importantes que la couche étudiée sera fine et que le dopage sera faible.

VI - Références

- [AUBIN-15] J. Aubin, J. M. Hartmann, M. Veillerot, Z. Essa and B. Sermage, *Very low temperature (450°C) selective epitaxial growth of heavily in situ boron-doped SiGe layers*, Semiconductor Science and Technology, Vol. 30, 115006, 2015.
- [ASHCROFT-16] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, Solid State Physics, 1976.
- [ASLANGUL-06] C. Aslangul, *Vibrations d'un solide ordonné (chapitre 10)*, Ecole Normale Supérieure, Département de Physique, 2006.
- [BARON-69] R. Baron, G. A. Shifrin, O. J. Marsh, J. W. Mayer, *Electrical Behavior of Group III and V Implanted Dopants in Silicon*, Journal of Applied Physics, Vol. 40, pp. 3702-3719, 1969.
- [BASARAN-95] E. Basaran, C.P. Parry, R.A. Kubiak, T.E. Whall, E.H.C. Parker, *Electrochemical capacitance-voltage depth profiling of heavily boron-doped silicon*, Journal of Crystal Growth, Vol. 157, pp. 109-112, 1995.
- [BENNETT-05] N.S. Bennett, A.J. Smith, B. Colombeau, R. Gwilliam, N.E.B. Cown, B.J. Sealy, *Differential Hall profiling of ultra-shallow junctions in Si and SOI*, Materials Science and Engineering B, Vol. 124-125, pp. 305-309, 2005.
- [BENNETT-08] N.S. Bennett, N.E.B. Cown, A.J. Smith, M. Kah, R.M. Gwilliam, B.J. Sealy, T.C.Q. Noakes, P. Bailey, D. Giubertoni, M. Bersani, *Differential Hall characterisation of ultrashallow doping in advanced Si-based materials*, Materials Science and Engineering B, Vol. 154-155, pp. 229-233, 2008.
- [BENNETT-12] N. S. Bennett, N. E. B. Cown, *Doping characterization for germanium-based microelectronics and photovoltaics using the differential Hall technique*, Applied Physics Letters, Vol. 100, 172106, 2012.
- [BLIGHT-88] S R Blight, R E Nicholls, S P S Sangha, P B Kirby, L Teale, S P Hiscock, C P Stewart, *Automated Hall profiling system for the characterization of semiconductors at room and liquid nitrogen temperatures*, Journal of Physics E: Scientific Instruments, Vol. 21, pp. 470-479, 1988.
- [BLOOD-86] P. Blood, *Capacitance-voltage profiling and the characterization of III-V semiconductors using electrolyte barriers*, Semiconductor Science and Technology, Vol. 1, pp. 7-27, 1986.
- [BRADY-89] F.T. Brady, S.S. Li, W.A. Krull, *A detailed study of the changes in buried oxide charge as a function of processing and irradiation*, SOS/SOI Technology Conference, Stateline, NV, USA, 3-5 Octobre, 1989.
- [CHANDRA-79] A. Chandra, C. E. C. Wood, D. W. Woodard, L. F. Eastman, *Surface And Interface Depletion Corrections To Free Carrier-Density Determinations By Hall Measurements*, Solid-State Electronics, Vol. 22, pp. 645-650, 1979.
- [CHWANG-74] R. Chwang, B. J. Smith, C. R. Crowell, *Contact Size Effects On The Van Der Pauw Method For Resistivity and Hall Coefficient Measurement*, Solid-State Electronics, Vol. 17, pp. 1217-1227, 1974.
- [CLARYSSE-92] T. Clarysse, W. Vandervorst, *A contact model for Poissonbased spreading resistance correction schemes incorporating Schottky barrier and pressure effects*, Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 10, pp. 413-420, 1992.
- [CLARYSSE-96] T. Clarysse, P. De Wolf, H. Bender, W. Vandersvorst, *Recent insights into the physical modeling of the spreading resistance point contact*, Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 14, pp. 358-368, 1996.

[CLARYSSE-98] T. Clarysse, M. Caymax, P. De Wolf, T. Trenkler, W. Vandervorst, J. S. McMurray, J. Kim, C. C. Williams, J. G. Clark, G. Neubauer, *Epitaxial staircase structure for the calibration of electrical characterization techniques*, Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 16, pp. 394-400, 1998.

[CLARYSSE-04] T. Clarysse, D. Vanhaeren, I. Hofliijk, W. Vandervorst, *Characterization of electrically active dopant profiles with the spreading resistance probe*, Materials Science and Engineering R, Vol. 47, pp. 123-206, 2004.

[DAVID-76] J. M. David, M. G. Buehler, *A Numerical Analysis Of Various Cross Sheet Resistor Test Structures*, Solid-State Electronics, Vol. 20, pp. 539-543, 1977.

[DE MEY-73] G. De Mey, *Influence of Sample Geometry on Hall Mobility Measurements*, G. Arch. Elektronik und Übertragungstechnik, Vol. 27, pp. 309–313, 1973.

[WOLF-95] S. Wolf, *The Submicron MOSFET*, Vol. 3 of *Silicon Processing for the VLSI Era*, Lattice Press, Sunset Beach, CA, 1995.

[DRUDE-89] P. Drude, Ueber Oberflächenschichten. I. Theil, 1889.

[ERICKSON-96] A. Erickson, L. Sadwick, G. Neubauer, J. Kopanski, D. Adderton, M. Rogers, *Quantitative Scanning Capacitance Microscopy Analysis of Two-Dimensional Dopant Concentrations at Nanoscale Dimensions*, Journal of Electronic Materials, Vol. 25, No. 2, pp. 301-304, 1996.

[EYBEN-05A] P. Eyben, T. Janssens, W. Vandervorst, *Scanning spreading resistance microscopy (SSRM) 2d carrier profiling for ultra-shallow junction characterization in deep-submicron technologies*, Materials Science and Engineering B, Vol. 124–125, pp. 45-53, 2005.

[EYBEN-05B] P. Eyben, D. Degryse, W. Vandervorst, *On the spatial resolution of scanning spreading resistance microscopy : experimental assessment and electro-mechanical modeling*, AIP Conference Proceedings, Vol. 788, pp. 264-269, 2005.

[EYBEN-13] P. Eyben, J. Mody, A. Nazir, A. Schulze, T. Clarysse, T. Hantschel, W. Vandervorst, *Subnanometer Characterization of Nanoelectronic Devices*, Fundamentals of Picoscience, K. D. Sattler, Taylor & Francis Group, pp. 677-704, 2010.

[FISICARO-14] G. Fisicaro, L. Pelaz, M. Aboy, P. Lopez, M. Italia, K. Huet, F. Cristiano, Z. Essa, Q. Yang, E. Bedel-Pereira, M. Quillec, A. La Magna, *Kinetic Monte Carlo simulations of boron activation in implanted Si under laser thermal annealing*, Applied Physics Express, Vol. 7, 021301, 2014.

[GAMIZ-94]

[GIANNAZZO-05] F. Giannazzo, V. Raineri, A. La Magna, S. Mirabella, G. Impellizzeri, A. M. Piro, F. Priolo, E. Napolitani, S. F. Liotta, *Carrier distribution in quantum nanostructures by scanning capacitance microscopy*, Journal of Applied Physics, Vol. 97, 014302, 2005.

[HALL-79] E. H. Hall, *On a New Action of the Magnet on Electrical Currents*, American Journal of Mathematics, Vol. 2, No. 3, pp. 287-292, 1879.

[HU-82] S. M. Hu, *Between Carrier Distributions and Dopant Atomic Distribution in Beveled Silicon Substrates*, Journal of Applied Physics, Vol. 53, pp. 1499-1510, 1982.

[KINDER-05] R. Kinder, L. Hudec, M. Blazcek, *An Automatic Measurement System With Hall Profiling And A Four Point Probe For Characterization Of Semiconductors*, Journal of Electrical Engineering, Vol. 56, No. 9-10, pp. 270-273, 2005.

[KITTEL-13] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 2005.

[KLINE-00] R. J. Kline, J. F. Richards, P. E. Russel, *Increasing the Lateral Resolution of Scanning Spreading Resistance Microscopy*, Mat. Res. Soc. Symp., Vol. 610, B2.4.1- B2.4.6, 2000.

[KOOI-67] E. Kooi, *The Surface Properties of oxidized Silicon*, Eindhoven: Technische Hogeschool Eindhoven, 1967.

[KOPANSKI-96] J. J. Kopanski, J. F. Marchiando, J. R. Lowney, *Scanning capacitance microscopy measurements and modeling: Progress towards dopant profiling of silicon*, Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol. 14, pp.242-247, 1996.

[LEE-11] J. W. Lee, D. Jang, M. Mouis, G. T. Kim, T. Chiarella, T. Hoffmann, G. Ghibaudo, *Mobility analysis of surface roughness scattering in FinFET devices*, Solid-State Electronics, 2011, Vol. 62, Iss. 11, pp. 195-201.

[LING-12] Y.-T. Ling, W.-T. Su, T.-W. Pi, R.-D. Chang, *Differential Hall analysis of ultrashallow carrier profiles using X-ray photoelectron spectroscopy for nanometer depth resolution*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1496, pp. 152-155, 2012.

[MASETTI-83] G. Masetti, S. Solmi, *Relationship between carrier mobility and electron concentration in silicon heavily doped with phosphorus*, Solid-State and Electron Devices, Vol. 3, No. 3, pp. 65-68, 1979.

[MAZUR-66] R. G. Mazur, D. H. Dickey, *A Spreading Resistance Technique for Resistivity Measurements on Silicon*, Journal of the Electrochemical Society, Vol. 113, No. 3, pp. 255-259, Mars 1966.

[MAZUR-92] R. G. Mazur, Poisson based analysis of spreading resistance profiles, Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol. 17, pp. 397-407, 1992.

[MEIJER-53]

[MORIN-54] F.J. Morin, J.P. Maita, *Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron*, Physical Review, Vol. 96, No. 1, pp. 28-35, 1954.

[NORTON-73] P. Norton, T. Braggins, H. Levinstein, *Impurity and Lattice Scattering Parameters as Determined from Hall and Mobility Analysis in n-Type Silicon*, Physical Review B, Vol. 8, No. 12, p. 5632-5653, 1973.

[NXUMALO-05] J. Nxumalo; C. Wintgens; R. Haythomthwaite; V. Ho, *2D carrier mapping in Si_{1-x}Ge_x source/drain regions of PMOSFETs used in a production device by scanning capacitance microscopy*, Junction Technology, 2005. Extended Abstracts of the Fifth International Workshop on Junction Technology, Osaka, Japon, 7-8 Juin, 2005.

[OCTAVIAN-10] L. Octavian, *Reliability of the Scanning Capacitance Microscopy and Spectroscopy for the nanoscale characterization of semiconductors and dielectrics*, Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2010.

[PARK-18]

[PEINER-95] E. Peiner, A. Schlachetzki, *Doping Profile Analysis in Si by Electrochemical Capacitance-Voltage Measurements*, Journal of Electrochemical Society, Vol. 142, No. 2, pp. 576-580, 1995.

[PETRITZ-58] R. L. Petritz, *Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor Surface*, Physical Review, Vol. 110, No. 6, pp. 1254-1262, 1958.

[PROBION-16] Probion analysis – Analysis Service for Industry and Research, “Electrochemical CV-Profiling”, <<https://www.probion.fr/en/tutorials/ecvp/ecvprofiling.html>>.

[REGGIANNI-02] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Baccarani, A. D. Stricker, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, L. Zullino, *Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures—Part I: Bulk Mobility*, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 49, No. 3, pp. 490-499, 2002.

[SCHMIDT-07]

[SERMAGE-16] B. Sermage, Z. Essa, N. Taleb, M. Quillec, J. Aubin, J. M. Hartmann, M. Veillerot, *Electrochemical capacitance voltage measurements in highly doped silicon and silicon-germanium alloys*, Journal of Applied Physics, Vol. 119, 155703, 2016.

[SHRODER-06] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, Wiley, Edition 2006.

[SMOLINER-01] J. Smoliner, B. Basnar, S. Golka, E. Gornik, B. Löffler, M. Schatzmayr, H. Enichlmair, *Mechanism of bias-dependent contrast in scanning-capacitance-microscopy images*, Applied Physics Letters, Vol. 79, pp. 3182-3184, 2001.

[SYNOPSIS-13] TCAD Sentaurus Process User Guide, I-2013.12 version, Synopsis, Inc.: Mountain View, California, USA, 2013.

[TAKAGI-94] S.-I. Takagi, A. Toriumi, M. Iwase and H. Tango, *On the Universality of Inversion Layer Mobility in Si MOSFET's: Part I-Effects of Substrate Impurity Concentration*, IEEE Transactions on Electron Devices, 1994, Vol. 41, Iss. 12, pp. 2357-2362.

[VAN DER PAUW-58] L. J. van der Pauw, *A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape*, Philips Technical Review, Vol. 20, No. 8, pp. 220-224, 1958.

[VANDERVORST-84] W. B. Vandervorst, H. E. Maes, *Probe penetration in spreading resistance measurements*, Journal of Applied Physics, Vol. 56, pp. 1583-1590, 1984.

[VANDERVORST-94] W. Vandervorst, T. Clarysse, *Recent Developments in the Interpretation of Spreading Resistance Profiles for VLSI-Technology*, Journal of Electrochemical Society, Vol. 137, No. 2, pp. 679-683, 1990.

[YEO-87] Y. K. Yeo, R. L. Hengehold, D. W. Elsaesser, *Surface depletion effect correction to nonuniform carrier distributions by Hall measurements*, Journal Of Applied Physics, Vol. 61, pp. 5070-5075, 1987.

[YOUNG-85] N. D. Young, M. J. Hight, *Automated Hall Effect Profiler For Electrical Characterisation of Semiconductors*, Electronics Letters, Vol. 21, No. 22, pp. 1044-1046, 1985.

[ZAVYALOV-00] V. V. Zavyalov, J. S. McMurray, S. D. Stirling, C. C. Williams, H. Smith, *Two dimensional dopant and carrier profiles obtained by scanning capacitance microscopy on an actively biased cross-sectioned metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*, Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol. 18, pp. 549-554, 2000.

Chapitre III

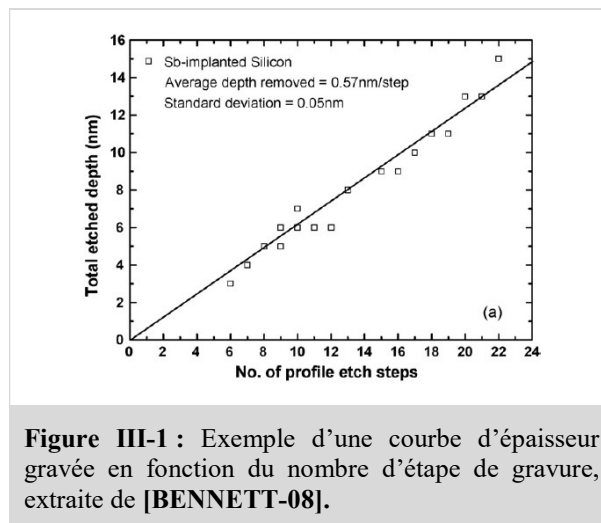
Mise en place d’une technique d’Effet Hall Différentiel

Chapitre III : Mise en place d’une technique d’Effet Hall Différentiel

Le cadre théorique étant maintenant défini, nous allons décrire les moyens expérimentaux mis en place pour l’élaboration d’une méthode d’effet Hall différentiel applicable à des couches ultraminces de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ou de Si. Tout d’abord, nous ferons un bref rappel de l’état de l’art de cette méthode afin d’identifier les points déjà étudiés dans la littérature et de définir nos objectifs. Puis, nous présenterons la technique d’ellipsométrie qui sera utilisée pour monitorer l’épaisseur des couches mesurées par effet Hall différentiel. Nous nous focaliserons ensuite sur l’étude approfondie des solutions chimiques de gravure du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et du Silicium. Et enfin, nous appliquerons des procédés complets d’effet Hall différentiel à des échantillons de référence.

I - Etat de l’art et objectifs

Depuis son invention, l’effet Hall différentiel n’a été démontré que sur des matériaux purs comme le silicium et le germanium [BENNETT-05] [BENNETT-08] [BENNETT-12]. Les résolutions désirées étant de plusieurs nanomètres, de nombreuses méthodes de gravures convenaient : la gravure chimie humide oxydante [BENNETT-12] ou la gravure par électrochimie (anodisation) [PRUSSIN-07] [QIN-11]. Avec la miniaturisation, la résolution de gravure est devenue un point critique rendant la plupart des techniques d’amincissement obsolètes. A l’heure actuelle, l’oxydation par voie chimique est le meilleur procédé de gravure en termes de rugosité générée et de résolution. Cependant, l’application de la méthode d’effet Hall différentiel à l’alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ constitue un double défi. Tout d’abord, le silicium s’oxyde plus facilement que le germanium. Ainsi, l’application d’une chimie oxydante entraîne la formation d’une couche de SiO_2 repoussant le germanium par effet chasse-neige. Ceci entraîne l’augmentation de la fraction de germanium en surface et donc un changement de stœchiométrie [LEGOUES-89] [LIOU-91].



Notre premier objectif est donc de trouver un procédé chimique permettant de graver le silicium et le germanium simultanément (**objectif 1**). Dans la grande majorité des cas, l’effet Hall différentiel est utilisé pour de la profilométrie de couches épaisses. Pour ce type de profilométrie, la vitesse de gravure est fixée à partir de la mesure de l’épaisseur gravée après un grand nombre de gravure et en émettant l’hypothèse d’une vitesse de gravure constante au cours de l’expérience [BENNETT-08] (voir **Figure**

III-1). Puis, l'effet Hall différentiel est appliqué et la vitesse de gravure est contrôlée en fin de procédure à partir de l'épaisseur totale gravée. Pour la caractérisation de la concentration de dopants actifs proche de la surface en surface, peu d'étapes de gravures sont nécessaires. Par conséquent, dans un souci de précision, nous mesurerons l'épaisseur retirée après chaque étape de gravure. Pour cela, il est donc nécessaire de trouver une méthode adéquate pour monitorer rapidement et précisément l'épaisseur gravée (**objectif 2**).

En résumé, pour l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, nos objectifs sont de trouver un procédé capable de graver simultanément le silicium et germanium à l'échelle nanométrique et de mettre en place une méthode de mesure de l'épaisseur fiable et rapide.

II - Techniques de caractérisation et d'analyse utilisées

A . Techniques de caractérisation expérimentales

Plusieurs méthodes de caractérisation et d'analyse seront nécessaires à la mise en place de la méthode d'effet Hall différentiel pour le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Pour l'étude de la solution de gravure, nous utiliserons des techniques permettant de mesurer l'épaisseur et la composition des couches gravées : la diffractométrie de rayons X (ou **XRD** pour « *X-Ray Diffractometry* »), la microscopie électronique en transmission (ou **TEM** pour « *Transmission Electron Microscopy* ») et l'ellipsométrie spectroscopique (ou **SE** pour « *Spectroscopic Ellipsometry* »). Afin d'analyser la rugosité de surface générée par la gravure, nous emploierons la microscopie à force atomique (**AFM** pour « *Atomic Force Microscopy* »). Enfin, la validation des profils différentiels finaux s'effectuera par comparaison avec les profils chimiques correspondants extraits par spectroscopie de masse à ionisation secondaire (**SIMS** pour « *Secondary Ion Mass Spectrometry* »). La technique qui a majoritairement été utilisée dans le cadre de cette thèse est l'ellipsométrie spectroscopique. De ce fait, nous détaillerons cette technique en première section de cette partie et les autres techniques seront décrites en **ANNEXE II** :

D'autre part, l'extraction du coefficient de scattering r_H est réalisée par comparaison des paramètres mesurés par effet Hall avec ceux calculés à partir des profils SIMS. Nous exposerons cette méthode d'analyse dans une seconde section.

1 / Ellipsométrie spectroscopique (SE)

a) Principe et historique

L'ellipsométrie spectroscopique est une méthode d'analyse optique non destructive sans contact qui consiste à envoyer une onde lumineuse d'une polarisation connue sur le matériau étudié et d'analyser le changement de polarisation de cette onde après réflexion. Le principe de cette technique a dans un premier temps été énoncé par Paul Drude dans les années 1900 [**DRUDE-89**] puis formalisé par Alexandre Rothen en 1945 [**ROTHEN-45**]. La polarisation de l'onde incidente est définie par son champ électrique noté $\vec{E}_i$. Ce dernier peut se décomposer en deux contributions : une parallèle et une perpendiculaire au plan d'incidence notées respectivement $\vec{E}_i^p$ et $\vec{E}_i^s$. De même, l'onde réfléchie possède son propre champ électrique $\vec{E}_r$ qui se décompose en $\vec{E}_r^p$ et $\vec{E}_r^s$ (voir **Figure III-2**).

Pour quantifier le changement de polarisation, la grande majorité des ellipsomètres évaluent le rapport complexe ρ :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s}$$

$$\text{avec : } r_p = \frac{E_r^p}{E_i^p} \quad \text{et} \quad r_s = \frac{E_r^s}{E_i^s}$$

D'un point de vue pratique, notre ellipsomètre mesure deux quantités I_S et I_C (voir les équations **Équation III-2** et **Équation III-3**) qui sont reliées à la phase Ψ et à l'amplitude Δ de ρ qui peut aussi s'écrire sous la forme complexe suivante :

$$\rho = \tan \Psi \cdot e^{i\Delta} \quad \text{Équation III-1}$$

$$\text{avec : } I_S = \sin 2\Psi \sin \Delta \quad \text{Équation III-2}$$

$$I_C = \sin 2\Psi \cos \Delta \quad \text{Équation III-3}$$

L'ellipsométrie est dite spectroscopique car elle permet d'obtenir les variations de ρ en fonction de la longueur d'onde en nm (ou de l'énergie en eV). Le changement de longueur pendant la mesure est assuré par un spectroscope équipé d'un prisme. L'angle d'incidence ϕ_0 utilisé pour obtenir une bonne sensibilité de mesure est de 70° (proche de l'angle de Brewster du silicium).

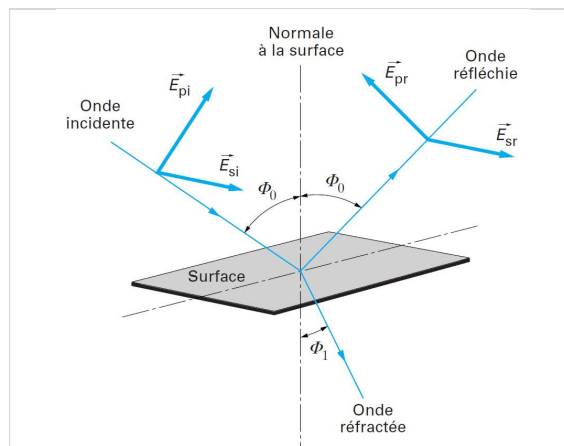
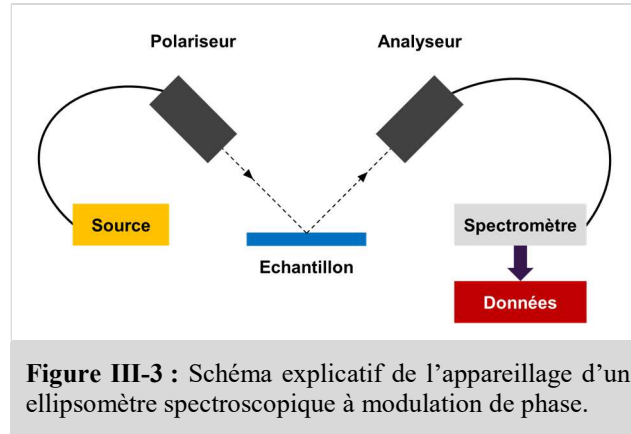


Figure III-2 : Schéma explicatif du système mis en œuvre lors d'une mesure d'ellipsométrie spectroscopique à un angle d'incidence ϕ_0 .

b) Appareillage

L'ellipsomètre dont nous disposons au LAAS est un ellipsomètre spectroscopique à modulation de phase (Uvisel) du fabricant Horiba Jobin Yvon (voir **Figure III-3**). La source utilisée est une lampe au Xénon qui couvre un spectre de 265 nm (UltraViolet) à 2100 nm (InfraRouge) (ce qui correspond environ à des énergies de 0,6 eV à 4,7 eV). Avant d'être dirigée vers l'échantillon, la lumière émise par la source est polarisée rectilignement grâce au polariseur. Le signal lumineux réfléchi est récupéré par l'analyseur qui va permettre de déphaser les contributions $\vec{E}_r^p$ et $\vec{E}_r^s$. Enfin, ces deux signaux sont

décomposés en longueurs d'onde par le spectromètre et convertis en données numériques par le détecteur.



2 / Traitement des données

a) Procédure générale

Pour traiter les données issues de I_S et I_C , le système utilise les fonctions Ψ et Δ (voir **Équation III-4**). Soit un empilement de plusieurs couches de matériaux d'épaisseurs d_i et d'indices n_i et k_i . Pour obtenir les épaisseurs d_i de chacune de ces couches, il est nécessaire de résoudre le système d'équations explicites suivant :

$$\begin{cases} \Psi = f(n_i, k_i, d_i, \lambda) \\ \Delta = f(n_i, k_i, d_i, \lambda) \end{cases} \quad \text{Équation III-4}$$

Un certain nombre de considérations doivent être prises en compte pour la résolution de ce système :

- Les fonctions Ψ et Δ ne sont pas explicitement inversibles (c'est-à-dire que les paramètres n_i , k_i et d_i ne peuvent pas être exprimés en fonction de Ψ et Δ et donc de I_S et I_C). Par conséquent, la résolution est réalisée par approximations successives en utilisant des valeurs initiales arbitraires (mais réalistes) de n_i , k_i et d_i .
- Si les paramètres d'une couche sont inconnus, le système est théoriquement indéterminé. Ces paramètres dépendant eux-mêmes de la longueur d'onde, l'indétermination ne peut pas être levée en faisant varier ce paramètre. Pour résoudre le système, on suppose que n_i , k_i et d_i suivent une loi paramétrée comme par exemple :

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^2} \quad \text{et} \quad k(\lambda) = D + \frac{E}{\lambda} + \frac{F}{\lambda^2}$$

La nature et les coefficients de ces deux fonctions dépendent de la nature du matériau (isolant, métal ou semi-conducteur).

En prenant un nombre N de longueurs d'onde plus grand que le nombre de paramètres libres, les approximations successives sont réalisées en faisant varier ces paramètres libres. Ces derniers sont estimés corrects lorsque la quantité χ^2 (voir **Équation III-5**) n'évolue plus à 10^{-5} près ou lorsque le

nombre d'itérations dépasse un certain seuil (divergence). Pour $\chi^2 \leq 1$, les solutions obtenues sont fiables tandis que pour $\chi^2 > 5$, la loi paramétrée utilisée doit être considérée comme incorrecte.

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_i} \left[\left(I_{S_{th}}^2 - I_{S_{exp}}^2 \right) + \left(I_{C_{th}}^2 - I_{C_{exp}}^2 \right) \right] \quad \text{Équation III-5}$$

Pour des couches contenant des matériaux conventionnels type silicium ou SiO₂, des modèles fiables aussi bien pour couches épaisses que pour des couches fines existent. De ce fait, aucun développement n'est nécessaire pour ces matériaux. Nous avons pris soin de vérifier la fiabilité des modèles présents dans notre système en comparant des mesures d'ellipsométrie et des mesures TEM pour des couches de silicium classiques (SiO₂/Si/SiO₂). En revanche, pour le SiGe, le modèle théorique présent dans le logiciel (modifiable suivant la teneur en Germanium) ne donnait pas de résultats convenables ($\chi^2 > 5$ et des épaisseurs ne correspondant pas aux valeurs réelles). Ainsi, pour mesurer les épaisseurs de couches de SiGe, nous avons dû développer notre propre méthode.

b) Procédure pour SiGe

Pour mesurer l'épaisseur d'un système de couches contenant du SiGe, nous avons utilisé une méthode empirique mise au point grâce aux fonctionnalités du logiciel DeltaPsi :

- ❖ Mesure du système initial par ellipsométrie (**mesure 1**)
- ❖ Retrait de l'oxyde natif de surface par chimie HF(5%) (rinçage à l'éthanol)
- ❖ Mesure du système sans oxyde natif par ellipsométrie (**mesure 2**)
- ❖ Reproduction de l'empilement de couches sur le logiciel DeltaPsi en fournissant les épaisseurs précises de chaque couche (préalablement mesurées par TEM ou XRD)
- ❖ Calcul longueur d'onde par longueur d'onde des fonctions $n_{SiGe}(\lambda)$ et $k_{SiGe}(\lambda)$ en prenant comme référence la **mesure 2**. Les fonctions les plus convenables sont sauvegardées et incluses dans les propriétés de la couche empirique de SiGe. Les paramètres de cette couche peuvent être utilisés par la suite par DeltaPsi comme des paramètres libres.
- ❖ Calcul par DeltaPsi de l'épaisseur des couches à partir de la **mesure 1** et de l'empilement créé.

Cette méthode est utilisée pour toutes les mesures d'épaisseurs faites dans le reste de nos études.

B . Techniques d'analyses : Comparaison SIMS-VdP/Hall

Cette méthode consiste à comparer les paramètres mesurés par effet Hall notés $R_{S_{exp}}$, $N_{H_{exp}}$ et $\mu_{H_{exp}}$ avec les paramètres calculés à partir du profil SIMS $R_{S_{calc}}$, $N_{H_{calc}}$ et $\mu_{H_{calc}}$ (voir **page 71**) de la même couche. Nous allons utiliser cet outil de comparaison dans deux cas :

- Détermination du facteur de scattering r_H à partir d'une couche étalon « totalement activée » (c'est-à-dire sans défaut et avec un taux d'activation électrique des dopants de 100%)
- Détermination du niveau d'activation d'une couche « partiellement activée » avec r_H connu

1 / Détermination du facteur de scattering r_H (couche « totalement activée »)

Nous rappelons les formules théoriques des paramètres $R_{S_{calc}}$, $N_{H_{calc}}$ et $\mu_{H_{calc}}$ calculables à partir d'un profil de dopants variables :

$$R_{S_{calc}} = \frac{1}{q \int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz} \quad N_{H_{calc}} = \frac{\left[\int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz \right]^2}{r_H \int_0^d n(z) \langle \mu^2(z) \rangle dz} \quad \mu_{H_{calc}} = \frac{r_H \int_0^d n(z) \langle \mu^2(z) \rangle dz}{\int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz}$$

Dans le cas d'une couche « totalement activée », les trois paramètres ci-dessus peuvent être calculés à partir du profil SIMS et le seul paramètre libre est le facteur de scattering r_H . La résistance par carré ne dépendant pas de r_H , l'égalité suivante est vérifiée :

$$R_{S_{exp}} = R_{S_{calc}}$$

A partir de cette égalité, r_H est modifié jusqu'à avoir :

$$\begin{cases} N_{H_{exp}} = N_{H_{calc}} \\ \mu_{H_{exp}} = \mu_{H_{calc}} \end{cases}$$

La valeur de r_H obtenue correspond au facteur de scattering de la couche mesurée.

2 / Détermination du niveau d'activation (couche « partiellement activée », r_H connu)

Pour évaluer le niveau d'activation d'une couche « partiellement activée », nous faisons l'hypothèse que le profil de dopants actifs $n_{elec}(z, n_{max})$ est défini à partir du profil SIMS et à l'aide du paramètre n_{max} correspondant à la concentration maximale de dopants actifs. Pour des concentrations de dopants inférieures à n_{max} , le profil de dopants actifs est donné par le profil SIMS (voir **Figure III-4**). Le niveau d'activation est déterminé lorsque la concentration n_{max} fixée permet d'égaliser les paramètres calculés à partir du profil n_{elec} et les valeurs mesurées. Dans la pratique, en considérant une couche d'épaisseur d , n_{max} est initialement modifié de façon à avoir :

$$N_{H_{exp}} = N_{H_{calc}} = \frac{\left[\int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu(z) \rangle dz \right]^2}{r_H \int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu^2(z) \rangle dz}$$

A partir de cette égalité, deux cas sont possibles : soit les autres paramètres R_S et μ_H s'égalisent et le niveau d'activation est déterminé, soit ils ne s'égalisent pas et :

$$\begin{cases} R_{S_{exp}} > R_{S_{calc}} \\ \mu_{H_{exp}} < \mu_{H_{calc}} \end{cases}$$

Une hypothèse sur la qualité de la couche est faite en introduisant un coefficient de dégradation de mobilité noté α tel que :

$$\langle \mu_{eff}(z) \rangle = \alpha \langle \mu(z) \rangle \quad (\alpha \leq 1) \quad \text{Équation III-6}$$

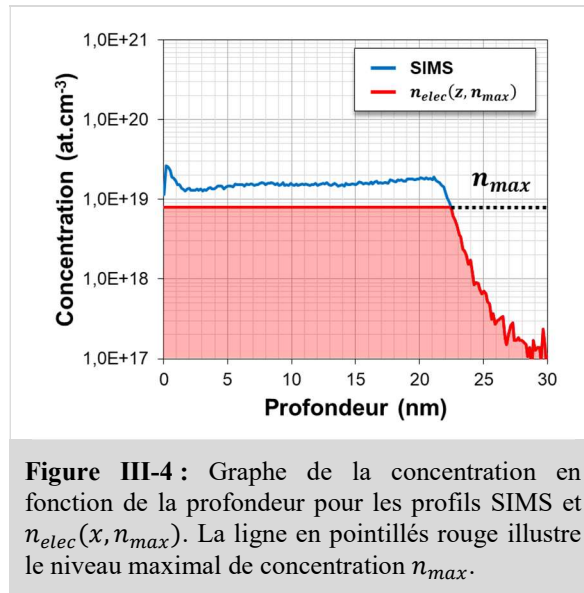
Ce coefficient est pris en compte dans les formules générales de $R_{S_{calc}}$, $N_{H_{calc}}$ et $\mu_{H_{calc}}$ (voir respectivement les **équations Équation III-7**, **Équation III-8** et **Équation III-9**). Faire varier α ne change pas la condition $N_{H_{exp}} = N_{H_{calc}}$ car $N_{H_{calc}}$ ne dépend pas de α .

$$R_{S_{calc}} = \frac{1}{\alpha q \int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu(z) \rangle dx} \quad \text{Équation III-7}$$

$$\mu_{H_{calc}} = \frac{\alpha r_H \int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu^2(z) \rangle dx}{\int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu(z) \rangle dx} \quad \text{Équation III-8}$$

$$N_{H_{calc}} = \frac{\left[\int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu(z) \rangle dz \right]^2}{r_H d \int_0^d n_{elec}(z, n_{max}) \langle \mu^2(z) \rangle dx} \quad \text{Équation III-9}$$

Le coefficient α est déterminé lorsque : $R_{S_{exp}} = R_{S_{calc}}$ et $\mu_{H_{exp}} = \mu_{H_{calc}}$.



III - Etude de la gravure chimique

A . Etude de la gravure chimique du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Pour cette étude, nous avons utilisé des couches d'environ 20 nm de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ uniformément dopées *in situ* au Bore à différents niveaux de concentration et déposées par CVD (Chemical Vapor Deposition). Ces couches ont été fournies par STMicroelectronics et leurs caractéristiques sont résumées dans le **Tableau III-1** ci-dessous.

Référence	x_{Ge} (-)	x_{Ge} (MBIR) (-)	Concentration nominales de bore (at.cm^{-3})
S1	0,23	0,22	10^{19}
S2	0,30	0,30	10^{18}
S3		0,30	10^{19}
S4		0,31	10^{20}

Tableau III-1 : Tableau récapitulatif des couches utilisées pour l'étude de la gravure humide du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Les profils SIMS correspondants sont donnés en **Figure III-5**. Les plateaux de concentration des profils SIMS diffèrent des concentrations nominales mais restent très proches. Aussi, nous pouvons remarquer la présence d'un pic dans le premier nanomètre de chacun de ces profils. Ce pic est considéré comme un artefact de mesure et nous en tiendrons compte dans l'interprétation de nos mesures d'effet Hall différentiel. De plus, la teneur en germanium de chacune de ces plaques a été mesurée par réflectométrie infrarouge (ou **MBIR** pour « *Model-Based Infrared Reflectometry* »). De même que pour les concentrations, les teneurs en germanium mesurées sont très proches des teneurs en germanium nominales (voir **Tableau III-1**).

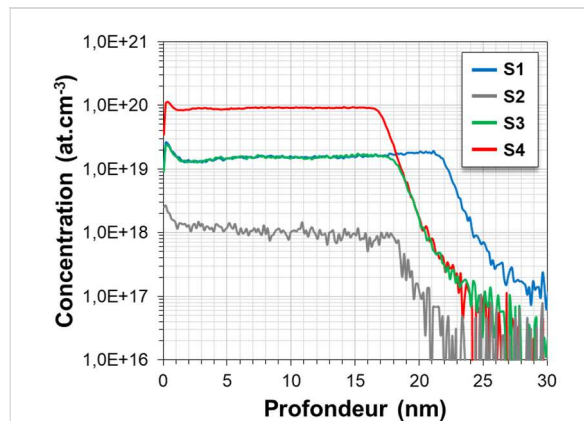


Figure III-5 : Profils SIMS des couches SiGe S1, S2, S3 et S4 étudiées pour la mise en place d'une méthode d'effet Hall différentiel.

1 / Etude préliminaire

a) Choix de la solution chimique de gravure

Pour rappel, la méthode de caractérisation par Hall différentiel que nous souhaitons mettre au point vise à reconstruire le profil de dopant dans les premiers nanomètres d'une couche de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ dopée avec une résolution de l'ordre du nanomètre. Le procédé de gravure chimique requis doit répondre aux critères suivants :

1. Gravure simultanée du Si et du Ge afin d'éviter une modification de la stœchiométrie initiale
2. Vitesse de gravure faible pour un contrôle de la résolution optimal
3. Faible rugosité générée
4. Bonne sélectivité de gravure $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ ($K_{\text{SiGe/Si}}$) pour empêcher la gravure latérale des structures de mesure
5. Ensemble des conditions précédentes valables pour des températures proches de l'ambiante et pour x_{Ge} compris entre 0,2 et 0,3

Dans le **Tableau III-2** sont listées les solutions chimiques les plus utilisées dans la littérature pour la gravure du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Tout d'abord, les solutions **TMAH (25%) [LOUP-13]**, **HF(6%): H_2O_2 (30%): CH_3COOH (99,8%) [KIL-13]** et **HF(49%): H_2O_2 (30%): CH_3COOH (99,8%) [CARNS-95]** gravent le SiGe trop rapidement (>60 A/min) et par conséquent ne conviennent pas pour les résolutions que nous souhaitons atteindre. Aussi, les solutions oxydantes à base d'acide nitrique (**HNO_3 (69%): H_2O_2 (30%): H_2O**), d'acide phosphorique (**H_3PO_4 (85%): H_2O_2 (30%): H_2O**) et d'acide sulfurique (**H_2SO_4 (95%): H_2O_2 (30%): H_2O**) [JOHNSON-92] ont une sélectivité $K_{\text{SiGe/Si}}$ trop faible pour notre application. Et finalement, la solution chimique **NH_4OH (10%)** étudiée par Wang et al. [WANG-97] correspond à nos critères excepté qu'elle doit être chauffée à 75°C pour pouvoir obtenir les caractéristiques désirées.

Référence	Solution	Vitesse de gravure (A/min)	x_{Ge} (-)	Temp. ($^\circ\text{C}$)	$K_{\text{SiGe/Si}}$
[LOUP-13]	TMAH(25%)	250	0,3	50	-
[KIL-13]	HF(6%): H_2O_2 (30%): CH_3COOH (99,8%) (1:2:3)	60-640	0,2	19,5	Elevé
[CARNS-95]	HF(49%): H_2O_2 (30%): CH_3COOH (99,8%) (1:2:3)	1100	0,4	19,5	Elevé
[JOHNSON-92]	HNO_3 (69%): H_2O_2 (30%): H_2O (1:1:5)	1	0,4	19,5	Faible
	H_3PO_4 (85%): H_2O_2 (30%): H_2O (1:1:5)	2	0,4	19,5	Faible
	H_2SO_4 (95%): H_2O_2 (30%): H_2O (1:1:5)	3	0,4	19,5	Faible
[WANG-97]	NH_4OH (10%)	2,4	0,3	75	-
[GAVELLE-08]	NH_4OH (30%): H_2O_2 (30%): H_2O (1:1:5)	0,1-2	0,2-0,4	19,5	Elevé
[STOFFEL-08]	NH_4OH (28%): H_2O_2 (31%) (1:1)	3	0,4	19,5	Elevé
[JOHNSON-92]	NH_4OH (30%): H_2O_2 (30%): H_2O (1:1:5)	85	0,4	19,5	Elevé

Tableau III-2 : Tableau récapitulatif des différentes solutions chimiques étudiées dans la littérature pour la gravure humide du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Les solutions chimiques qui semblent être les plus adaptées sont les solutions à base d'ammoniaque (NH_4OH) et d'eau oxygénée (H_2O_2). Ce type de solution a été étudié dans les travaux de Gavelle et Stoffel et regroupe toutes les bonnes caractéristiques : vitesse de gravure de l'ordre du nanomètre à une

température d'environ 20°C pour des teneurs en germanium comprises entre 0,2 et 0,4 et $K_{SiGe/Si}$ élevé [GAVELLE-08] [STOFFEL-08]. De plus, Gavelle a constaté que pour les alliages $Si_{1-x}Ge_x$ possédant une faible teneur en germanium ($0,2 < x_{Ge} < 0,3$), la rugosité est relativement faible ($\sim 0,4$ nm) pour une température de réaction de 80°C. La vitesse de réaction étant moins rapide pour des températures plus basses, nous pouvons supposer que cette rugosité sera plus faible pour notre application (ce point sera étudié dans les prochaines parties). Enfin, Johnson et al. ont observé que ce type de solution oxyde et dissout simultanément le silicium et le germanium [JOHNSON-92].

Cependant, pour des solutions chimiques identiques, une différence notable de vitesses de gravure est obtenue entre Gavelle, Stoffel et Johnson [JOHNSON-92]. Dans la publication de Stoffel, aucune dilution n'a été faite contrairement à Gavelle et Johnson. La dilution peut expliquer la différence de vitesse de gravure entre Stoffel ($3,0 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$) et Gavelle ($0,1-2,0 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ suivant la teneur en germanium). Cependant, pour $x_{Ge} = 0,4$, une différence d'un facteur d'environ 40 entre les vitesses de gravure obtenues par Gavelle ($2,0 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$) et Johnson ($85,0 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$) est observée. Les gravures de Johnson ont été réalisées sur des couches de poly- $Si_{1-x}Ge_x$ et celles de Gavelle sur des couches monocristallines de $Si_{1-x}Ge_x$ (déposées par CVD). La différence de qualité cristalline pourrait expliquer la différence de vitesse de gravure notable entre les deux études.

Finalement, la solution $NH_4OH(30\%):H_2O_2(30\%):H_2O (1:1:5)$ (appelée aussi SC1) proposée par Gavelle correspond aux critères formulés en début de partie. Cependant, dans le souci de mener une étude rigoureuse, nous allons vérifier la validité de chacun de ces critères dans la section suivante.

b) Etude de fiabilité de la gravure par SC1

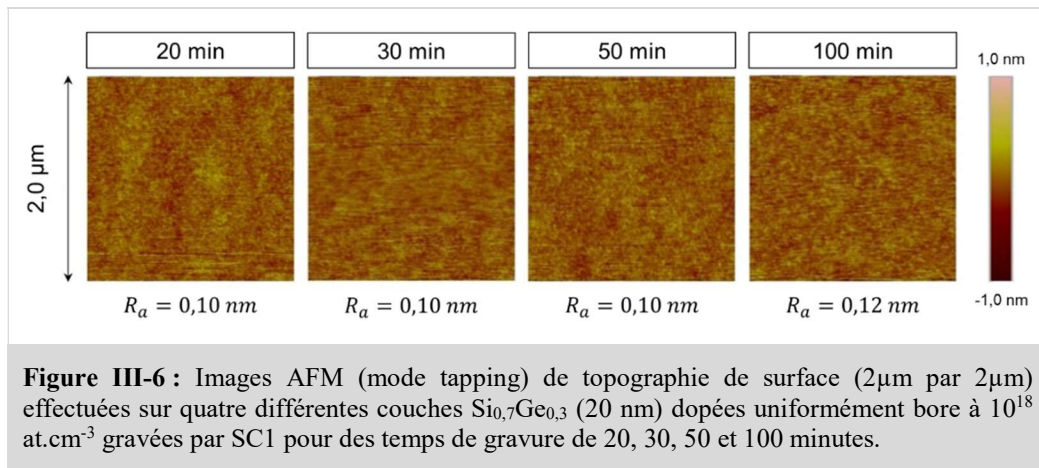
L'étude de fiabilité a été réalisée sur trois échantillons, provenant de la même plaque $Si_{0,7}Ge_{0,3}$ (20 nm) dopée uniformément au bore à $10^{18} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$, qui ont été gravés séparément grâce à la solution SC1 pendant des durées de 20, 30, 50 et 100 minutes (voir S2 dans Tableau III-1). Pour cela, nous avons mesuré l'influence du temps de gravure sur la rugosité de surface (AFM), la stœchiométrie (XRD) et la vitesse de gravure (XRD, TEM et ES). Les échantillons ont été préparés et caractérisés grâce au protocole expérimental suivant :

Protocole de préparation :

- ❖ Clivage des plaques en plusieurs morceaux de 2 cm par 2 cm
- ❖ Rinçage séparé à l'acétone, éthanol et EDI (eau désionisée) puis séchage par flux de diazote
- ❖ Mesure de l'épaisseur initiale (SE) et de rugosité initiale (AFM)
- ❖ Préparation d'un volume de 70 mL de solution SC1 ($NH_4OH:H_2O_2:H_2O (1:1:5)$)
- ❖ Immersion de l'échantillon dans la solution (non agitée)
- ❖ Retrait de l'échantillon en fin de réaction puis rinçage à l'EDI, séchage par flux de diazote
- ❖ Mesure d'épaisseur finale (SE) et de rugosité (AFM)

✓ Influence du temps de gravure sur la rugosité (AFM) :

Quatre échantillons différents ont été gravés pendant 20, 30, 50 et 100 minutes. En fin de réaction, la rugosité de chaque échantillon a été mesurée par AFM (mode tapping, voir ANNEXE II :) sur des surfaces de $2 \mu\text{m}$ par $2 \mu\text{m}$ (voir Figure III-6). Pour les quatre différents temps de gravure, le niveau de rugosité R_a est très faible ($\sim 0,1$ nm). La solution SC1 génère donc très peu de rugosité même pour des temps de réaction très longs.



✓ Influence du temps de gravure sur la stœchiométrie et la contrainte (XRD) :

Dans un premier temps, nous avons effectué des mesures XRD (en configuration $\theta/2\theta$ asymétrique (voir ANNEXE II :)) pour connaître l'état de contrainte de la couche étudiée avant gravure (voir S2 dans **Tableau III-1**). La cartographie dans l'espace réciproque autour des plans de diffraction (113) montre un alignement parfait entre les paramètres de maille du silicium et du $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ (voir **Figure III-7**). Le paramètre de maille du silicium a la valeur attendu, par conséquent, le paramètre de maille du $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ étant plus grand que celui du silicium, la couche étudiée est en contrainte compressive.

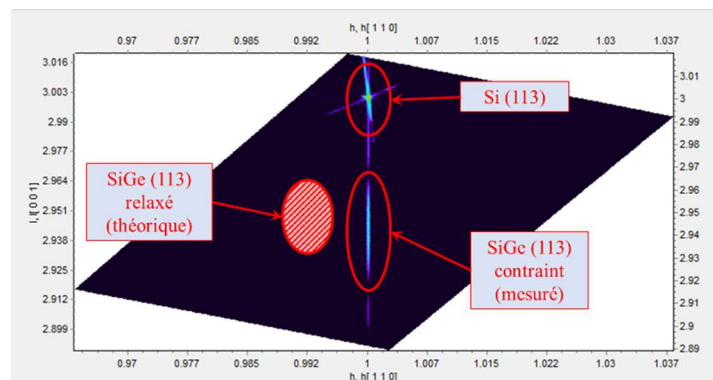
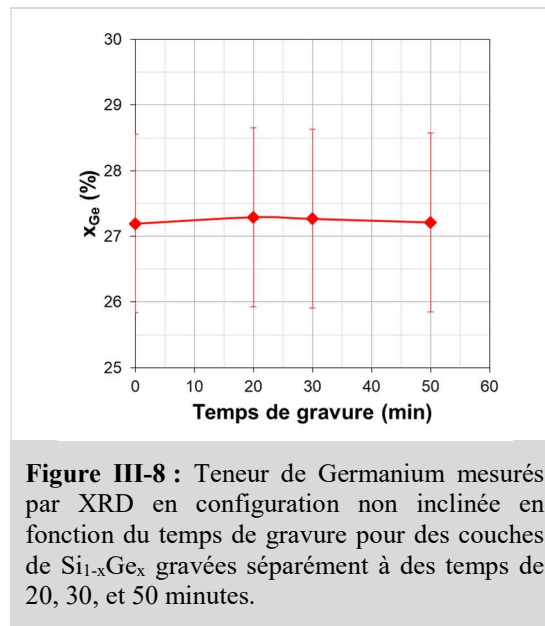


Figure III-7 : Cartographie XRD des plans de diffraction [113] dans l'espace réciproque d'une couche $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ (20 nm) dopée uniformément au Bore à une concentration de 10^{18} at.cm^{-3} .

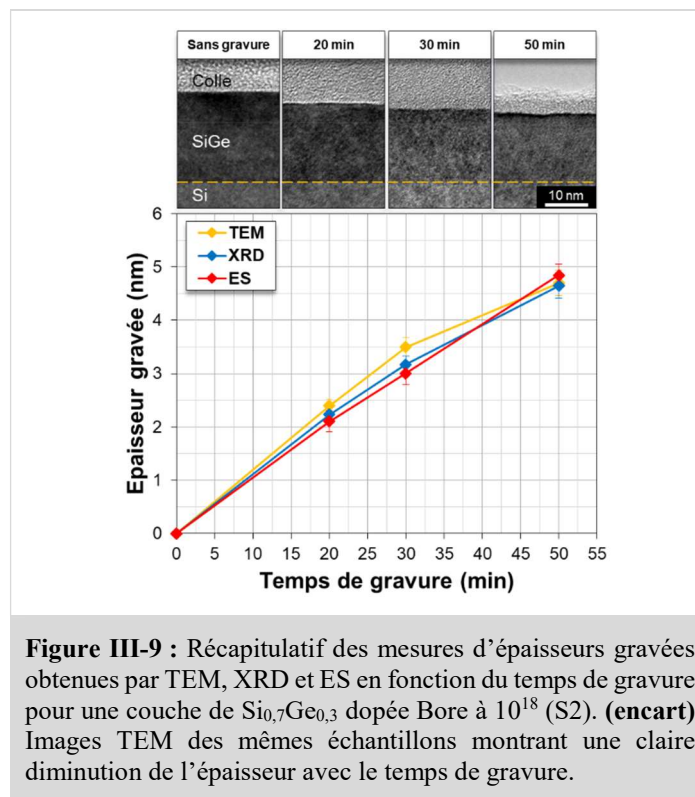
A l'aide de la même méthode, nous avons observé que l'état de contrainte compressive était conservé après des durées gravures de 20, 30, et 50 minutes. Nous avons ensuite extrait les fractions de germanium pour chaque condition de gravure par mesure XRD en configuration symétrique (voir ANNEXE II :). La teneur en germanium reste constante avec le temps de gravure (moyenne de $0,272 \pm 0,2\%$) (voir **Figure III-8**).

Ainsi, la solution chimique SC1 grave simultanément le silicium et le germanium et donc n'altère pas la stœchiométrie du matériau initial et de plus, permet de conserver l'état de contrainte.



✓ Evaluation de la vitesse de gravure du SiGe par la solution SC1 (XRD, TEM et ES) :

Après réaction, l'épaisseur des couches gravées pendant 20, 30 et 50 minutes est mesurée par XRD (en configuration $\theta/2\theta$ symétrique), TEM et ES. En **Figure III-9** sont reportées les courbes de l'épaisseur gravée en fonction du temps de gravure pour chacune des techniques de mesure ainsi que les images TEM des gravures correspondantes.



Pour tous les temps de gravure, les épaisseurs mesurées par les trois techniques sont identiques dans la limite des erreurs expérimentales. A partir d'une régression linéaire, il est possible d'extraire la vitesse de gravure pour chaque technique de mesure. Les vitesses de gravure obtenues sont très proches entre

elles : $0,94 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (TEM), $0,93 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (XRD) et $0,97 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (SE). De plus, ces résultats correspondent à l'ordre de grandeur de vitesse obtenu par Gavelle pour $x_{Ge} = 0,3$ ($\sim 0,6 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$) [GAVELLE-08].

D'autre part, nous avons mentionné en début de partie que nous souhaitions utiliser une technique de caractérisation suffisamment précise et rapide pour mesurer l'épaisseur gravée après chaque gravure. Le TEM est une technique destructive qui requiert un long temps de préparation pour une mesure localisée (bien que très précise). De même, la XRD est non destructive mais requiert de longs temps d'acquisition (~ 15 minutes). En revanche, l'ellipsométrie spectroscopique est non destructive et permet d'obtenir des mesures fiables d'épaisseurs dans un temps réduit (~ 5 minutes). Pour ces raisons, nous utiliserons l'ellipsométrie spectroscopique comme méthode de mesure unique de l'épaisseur pour la suite de nos études.

Finalement, nous avons identifié la solution chimique SC1 ($\text{NH}_4\text{OH}(30\%):\text{H}_2\text{O}_2(30%):\text{H}_2\text{O}(1:1:5)$) comme étant la plus adaptée pour la mise en place de la technique d'effet Hall différentiel sur SiGe. Nous avons vérifié que cette solution générait peu de rugosité ($\sim 0,1 \text{ nm}$) et ne modifiait pas ni la stœchiométrie ni l'état de contrainte pour des longues durées de gravure. Enfin, nous avons confirmé que la vitesse de gravure était dans la gamme souhaitée ($\sim 1 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$).

2 / Etude approfondie

Dans cette section, nous allons étendre notre étude préliminaire en évaluant l'impact du dopage et de la teneur en germanium sur la vitesse de gravure. Puis, nous présenterons la cellule d'encapsulation dédiée à l'effet Hall différentiel que nous avons fabriquée pour protéger les contacts métalliques des structures Van der Pauw et son impact sur la vitesse de gravure.

a) Effet du dopage et de la teneur en germanium

De nouveaux échantillons ont été découpés des plaques S1, S2, S3 et S4 (voir Tableau III-1) et ont été gravées à l'aide de la solution SC1 à des durées comprises entre 20 et 110 minutes. Les courbes de l'épaisseur gravée en fonction du temps de gravure sont linéaires et les vitesses de gravure déduites de ces courbes sont tracées en Figure III-10 (a).

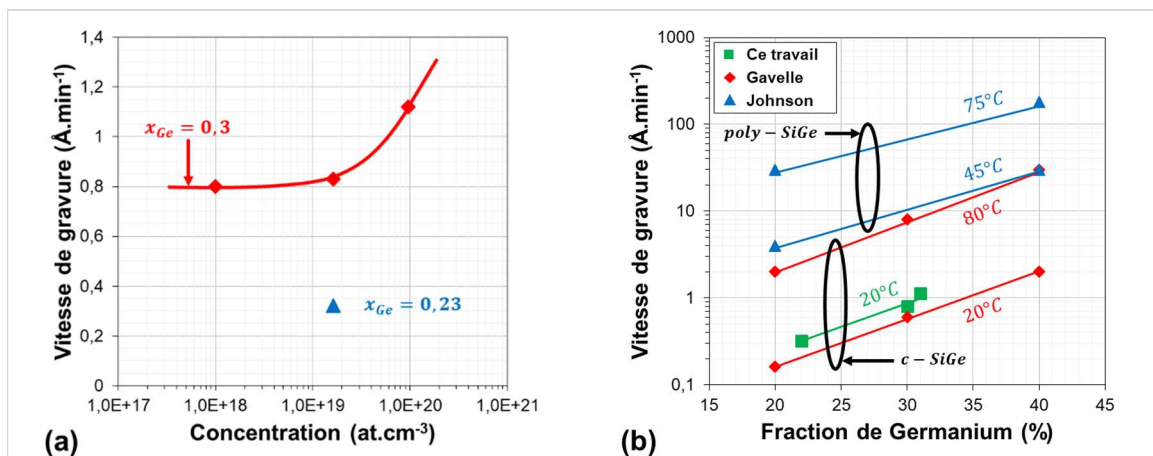


Figure III-10 : (a) Variations de la vitesse de gravure avec la concentration de bore pour les couches S1, S2, S3 et S4 (voir Tableau III-1) et (b) variations de la vitesse de gravure en fonction de la teneur en germanium obtenue dans cette étude et comparées aux résultats de [JOHNSON-92] [GAVELLE-08].

Pour des concentrations de 10^{18} at.cm⁻³ et 10^{19} at.cm⁻³, la vitesse de gravure reste stable à $\sim 0,8$ Å.min⁻¹ puis augmente à $\sim 1,1$ Å.min⁻¹ pour une concentration de 10^{20} at.cm⁻³ (augmentation d'un facteur $\sim 1,4$). Ceci suggère d'une concentration seuil à partir de laquelle la vitesse de gravure est impactée par la concentration. D'autre part, pour une même concentration de dopants, nos résultats montrent une augmentation de la vitesse de gravure avec la teneur en germanium ($\sim 0,3$ Å.min⁻¹ pour $x_{Ge} = 0,23$ et $\sim 0,9$ Å.min⁻¹ pour $x_{Ge} = 0,3$). Une augmentation de 7% de la teneur en germanium entraîne environ une multiplication par 3 de la vitesse de gravure. En **Figure III-10 (b)** est tracée la vitesse de gravure en fonction de la fraction de germanium (donnée par les caractérisations MBIR réalisées par STMicroelectronics) ainsi que les résultats obtenus par Gavelle et Johnson [**GAVELLE-08**] [**JOHNSON-92**]. Ces courbes permettent de confirmer l'impact de la fraction de germanium sur la vitesse de gravure. De plus, pour des conditions expérimentales identiques, nos résultats sont en très bon accord avec les résultats obtenus par Gavelle, ce qui valide notre procédé de gravure.

Remarque : Pour la couche dopée au bore à 10^{18} at.cm⁻³ et avec une teneur en germanium de 30%, nous trouvons ici une vitesse de gravure de $0,8$ Å.min⁻¹ alors que l'étude précédente donnait une vitesse de $0,97$ Å.min⁻¹. Cette différence minimale peut être attribuée à des changements dans les conditions de réaction (volume de solution, manipulateur, etc...) et justifie d'autant plus la nécessité de mesurer l'épaisseur gravée après chaque gravure.

b) Impact de la cellule d'encapsulation sur la vitesse de gravure

Dans cette section, nous allons tout d'abord décrire la cellule d'encapsulation que nous avons conçue pour la méthode d'effet Hall différentiel. Puis nous étudierons l'impact de l'encapsulation sur les propriétés de gravure de la solution SC1.

✓ Fabrication d'une cellule d'encapsulation

Les structures Van der Pauw dédiées aux mesures par effet Hall incluent des contacts métalliques [**VAN DER PAUW-58**]. Afin d'éviter toute réaction indésirable entre la solution chimique et le métal des contacts, nous avons conçu une cellule d'encapsulation (voir **Figure III-11 (a) et (b)**). Les matériaux de la cellule ont été choisis pour résister à toutes les chimies que nous sommes susceptibles d'utiliser : SC1, HF, et tous les solvants classiques comme l'acétone, l'éthanol, l'isopropanol, ou le xylène. Les vis ont été fabriquées en téflon, la structure en PEEK (PolyEtherEtherKetone ou Polyétheréthercétone) et les joints toriques sont en viton. Le bras (ou la tige) latéral permet de manipuler la cellule plus facilement, notamment pour plonger la cellule dans un bain chimique. Les dimensions ont été choisies de façon à avoir le design le plus compact possible pour accueillir les échantillons patternés avec le masque de 2cm par 2cm. L'ouverture supérieure confine la réaction chimique dans la partie centrale de la grande croix de Van der Pauw (voir **Figure III-11 (c)**).

Les expériences réalisées dans la suite de cette section ont été effectuées sur des échantillons non patternés afin d'évaluer uniquement l'impact de la cellule d'encapsulation. Etant donné la sensibilité de la vitesse de gravure aux conditions expérimentales, il est attendu que la cellule ait un impact notable. Toutefois, la mesure de l'épaisseur gravée après chaque étape de gravure empêchera toute mauvaise évaluation de l'épaisseur gravée.

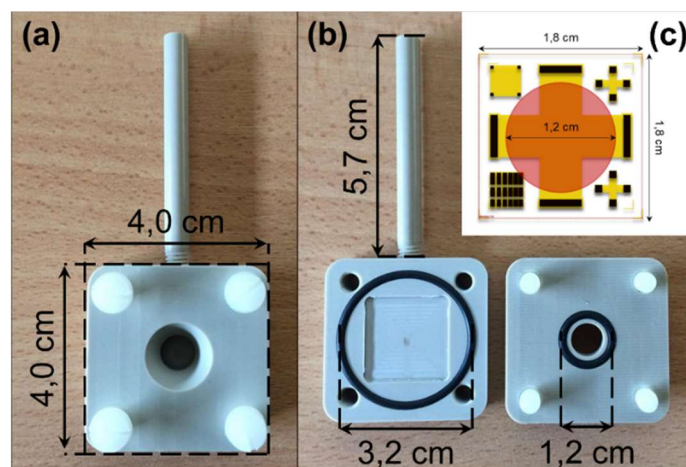


Figure III-11 : Images de la cellule d'encapsulation de Hall utilisée pour protéger les contacts métalliques des structures Van der Pauw : (a) vue de dessus et (b) vue intérieure. (c) Représentation schématique de la zone de gravure (en rouge) en superposition aux masques de fabrication des structures Van der Pauw.

✓ Optimisation de la vitesse de gravure :

Durant les réactions étudiées dans les sections précédentes, nous n'avons pas utilisé d'agitation magnétique. Les premières mesures d'épaisseurs gravées effectuées sous encapsulation ont révélé une réduction très importante de la vitesse de gravure explicable par la présence de bulle de gaz au sein du réservoir de la cellule d'encapsulation pendant la réaction. Afin d'obtenir des conditions de réaction reproductibles, nous avons décidé d'introduire l'agitation magnétique. L'impact de l'orientation de la cellule (dans la solution) sur la vitesse de réaction a été étudié à travers trois configurations différentes (voir **Figure III-12**) :

- **Configuration 1** : cellule à la verticale et orientée tangentiellement aux lignes de flux
- **Configuration 2** : cellule à la verticale et orientée perpendiculairement aux lignes de flux
- **Configuration 3** : cellule légèrement inclinée vers la surface et orientée dans une position intermédiaire entre les positions 1 et 2

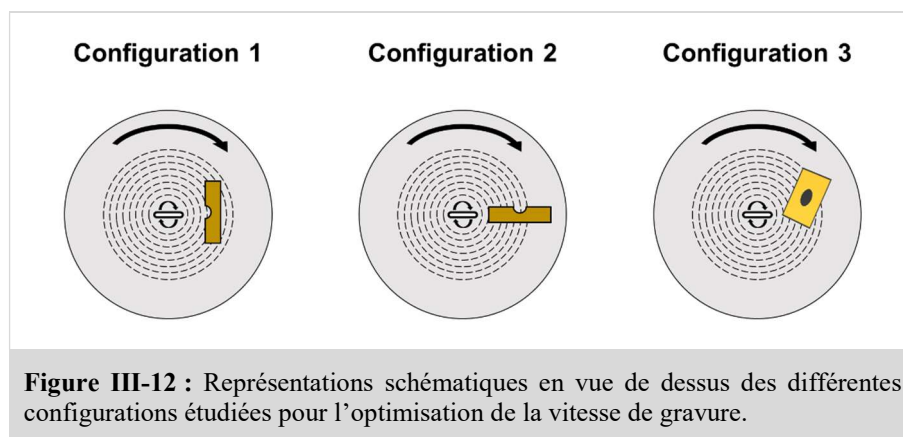
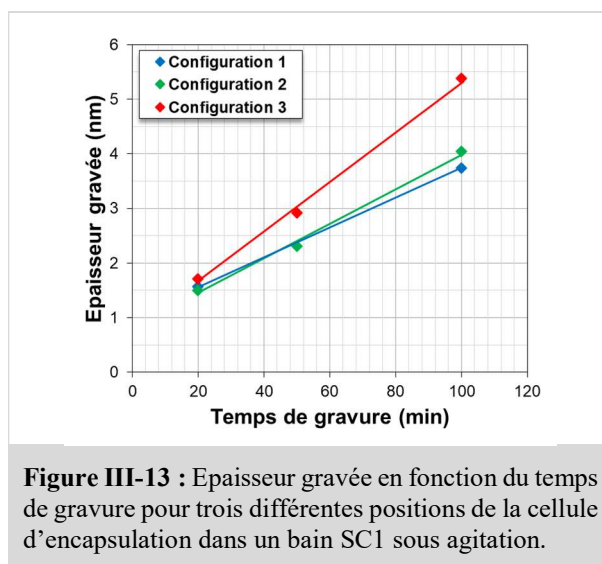


Figure III-12 : Représentations schématiques en vue de dessus des différentes configurations étudiées pour l'optimisation de la vitesse de gravure.

Plusieurs couches de $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ (20 nm) dopées uniformément bore à $10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$ (voir **S2** dans **Tableau III-1**) sont gravées séparément par SC1 à des durées comprises entre 20 et 100 minutes et pour chacune des configurations (sous agitation magnétique à 600 tours par minute). Les vitesses de gravure calculées

à partir de ces données sont de $0,27 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (configuration 1), de $0,32 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (configuration 2) et de $0,46 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$ (configuration 3) (voir **Figure III-13**). Malgré l'agitation magnétique, des bulles de gaz sont toujours présentes et entraînent une réduction environ de moitié des vitesses de réaction obtenues sans encapsulation. Cependant, les courbes d'épaisseurs gravées en fonction du temps de gravure sont linéaires et montrent que chaque configuration permet d'aboutir à une réaction contrôlée. La réaction la plus rapide est obtenue grâce à la configuration 3. Nous conserverons donc cette configuration comme configuration de référence pour la suite de nos études.

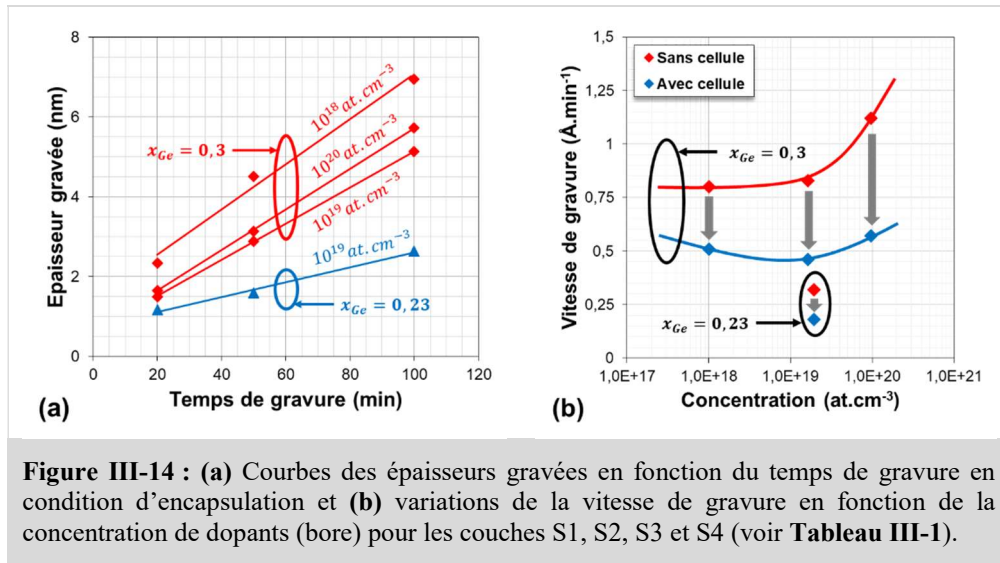


✓ Vitesse de gravure en fonction du dopage et de la concentration :

Nous avons gravé des couches S1, S2, S3 et S4 (voir **Tableau III-1**) non patternées et en configuration 3 (voir section précédente) pour des durées de gravure comprises entre 20 et 100 minutes. Les courbes de l'épaisseur gravée en fonction du temps de gravure sont linéaires (voir **Figure III-14 (a)**) et les vitesses de gravure extraites sont comparées aux vitesses de gravure des mêmes couches gravées sans encapsulation (voir **Figure III-14 (b)**). Les vitesses de gravure obtenues pour des échantillons encapsulés sont plus faibles d'un facteur 1,6 à 2 que celles obtenues sans encapsulation. L'encapsulation a donc un impact non négligeable sur la vitesse de réaction entre la solution SC1 et le SiGe. Ceci peut s'expliquer par une réduction du renouvellement de réactifs au niveau de l'ouverture de la cellule d'encapsulation. Ces conditions de gravure ont été reproduites à plusieurs reprises et des résultats similaires ont été obtenus. La réduction de la vitesse de gravure sous encapsulation sera utilisée pour atteindre de meilleures résolutions de gravure. De plus, l'impact des hautes concentrations de dopants sur la vitesse de gravure est légèrement réduit sous encapsulation (d'un facteur $\sim 1,4$ sans encapsulation à un facteur entre $\sim 1,1$ sous encapsulation). Ce résultat est à notre avantage pour l'obtention de meilleures résolutions de gravure dans le cas de profils à fortes concentrations de dopants actifs ainsi que des pas de gravure « réguliers » pour des profils avec des fortes variations de concentration de dopants actifs. Quant à l'effet de la teneur en germanium sur la vitesse de réaction, il n'est que légèrement réduit par l'encapsulation (d'un facteur $\sim 2,6$ sans encapsulation à un facteur $\sim 2,4$ sous encapsulation).

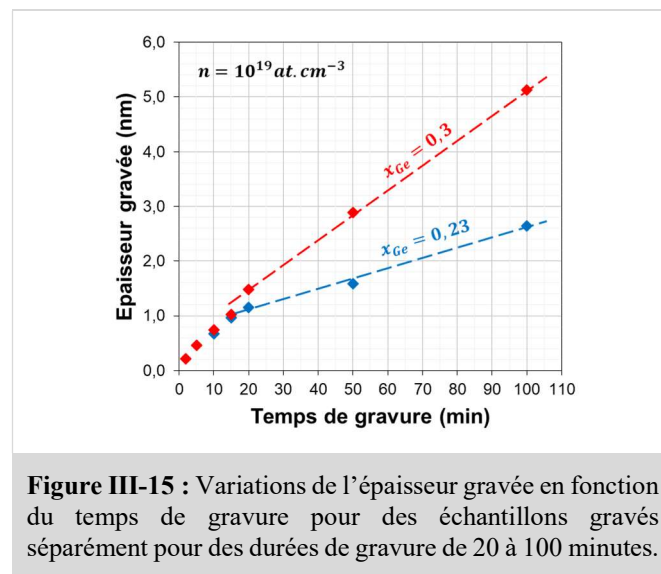
Pour les temps de gravure étudiés (entre 20 et 100 minutes), l'épaisseur de gravure minimale atteignable varie entre 1,15 nm (pour $x_{Ge} = 0,23$) à $1,82 \pm 0,45$ nm (pour $x_{Ge} = 0,3$) (voir **Figure III-14**

(a)). Dans la section suivante, nous allons donc étudier les propriétés de gravure de la solution SC1 pour des durées de gravures plus courtes afin d'évaluer s'il est possible de graver des couches subnanométriques de façon reproductible.



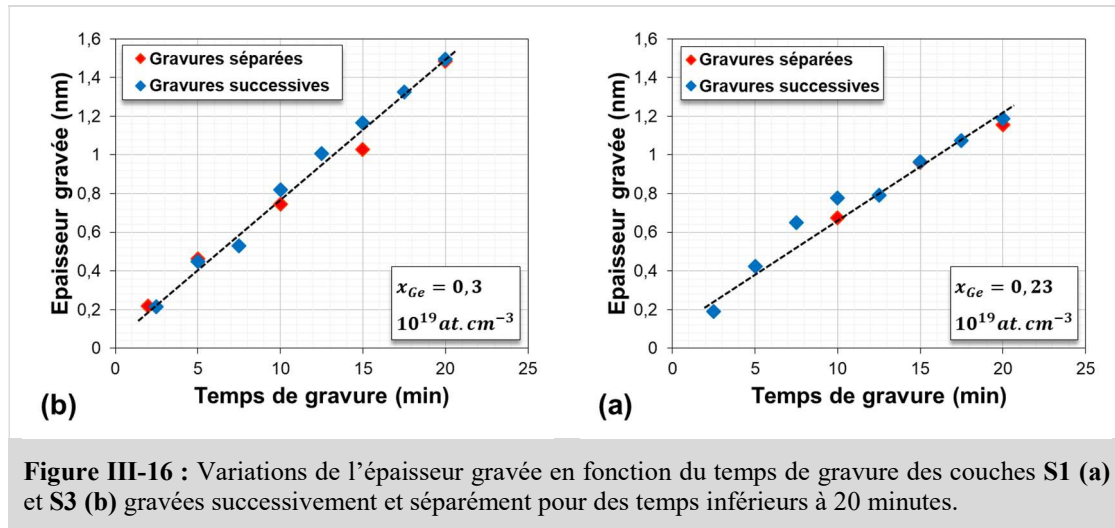
✓ Vitesse de gravure pour des durées inférieures à 20 minutes

Pour l'étude de durées de gravures courtes (<20 minutes), nous avons choisi les couches SiGe dopées uniformément au bore à $10^{19} \text{ at. cm}^{-3}$ et avec des teneurs en germanium de 0,23 et 0,3 (voir S1 et S3 dans le Tableau III-1). Dans un premier temps, ces couches ont été gravées séparément pour des durées comprises entre 2 et 20 minutes sur des échantillons séparés. Les courbes de l'épaisseur gravée en fonction du temps de gravure montrent qu'entre 2 et 15 minutes, la différence de teneur en germanium entre les deux plaques n'a pas d'impact sur la vitesse de gravure contrairement à ce que nous avons montré précédemment pour des temps supérieurs à 20 minutes (voir Figure III-15). De plus, pour des durées de gravure inférieures à 15 minutes, l'épaisseur gravée est inférieure à 1 nm.



Cependant, la condition de gravure en « échantillons séparés » ne reproduit pas fidèlement la méthode d'effet Hall différentiel qui consiste à graver successivement le même échantillon. Nous avons

donc effectué des gravures successives de 2,5 minutes sur les couches **S1** et **S3** pour une durée totale de 20 minutes. Les courbes obtenues par gravures successives sont en accord avec celles obtenues par gravures séparées et permettent d'atteindre des épaisseurs gravées de l'ordre du nanomètre pour des temps de gravure inférieurs à 15 minutes (voir **Figure III-16 (a) et (b)**). De plus, pour de tels temps de gravure, la différence de vitesse de gravure due à la différence de teneur en germanium est négligeable. Par conséquent, nous utiliserons des temps de gravure d'environ 15 minutes pour notre méthode d'effet Hall différentiel sur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0,2 \leq x_{\text{Ge}} \leq 0,3$).



B . Etude de la gravure chimique du silicium

Pour graver le silicium, la procédure la plus fréquemment utilisée se déroule en deux temps : formation d'une couche d'oxyde de silicium en surface puis retrait de cette couche par voie chimique. Plusieurs techniques d'oxydation existent et ont été reportées dans la littérature. Nous allons dans un premier temps faire un rappel de ces techniques et souligner les points sur lesquels nous désirons nous focaliser pour notre application à l'effet Hall différentiel. Puis nous étudierons les caractéristiques du procédé choisi.

1 / Choix de la chimie de gravure du silicium

L'ensemble des techniques que nous allons discuter sont résumées dans le **Tableau III-3** avec leurs résolutions respectives.

Les travaux de Young et al. [YOUNG-85] ont montré qu'il était possible d'obtenir des épaisseurs gravées de quelques dizaines de nanomètres par oxydation anodique avec une solution d'éthylène glycol (EG)- KNO_3 dilué avec de l'eau [MANARA-71]. Une fois l'oxyde formé celui-ci est retiré grâce à un bain HF (acide fluorhydrique). Un électrolyte semblable a aussi été utilisé dans les études de Kinder et al. [KINDER-05]. Grâce à cette gravure par anodisation, il est possible de graver le silicium de manière reproductible et ainsi d'obtenir des profils différentiels fiables. Cependant, les épaisseurs de gravure mise en jeu sont trop importantes pour notre application. Prussin et al. ont développé un dispositif de mesure par effet Hall différentiel utilisant une gravure continue et des mesures effectuées à intervalles de temps réguliers (COAT pour « Continuous Anodic Oxidation Technique ») [PRUSSION-07]. Les résolutions atteintes sont inférieures au nanomètre. Toutefois, un tel dispositif ne peut être intégré à notre banc de mesure. Dans notre cas, il est nécessaire d'effectuer la procédure chimique en salle blanche

puis de déplacer l'échantillon gravé jusqu'au banc de mesure. Ainsi, nos conditions expérimentales ne nous permettent pas d'atteindre des résolutions équivalentes par oxydation anodique.

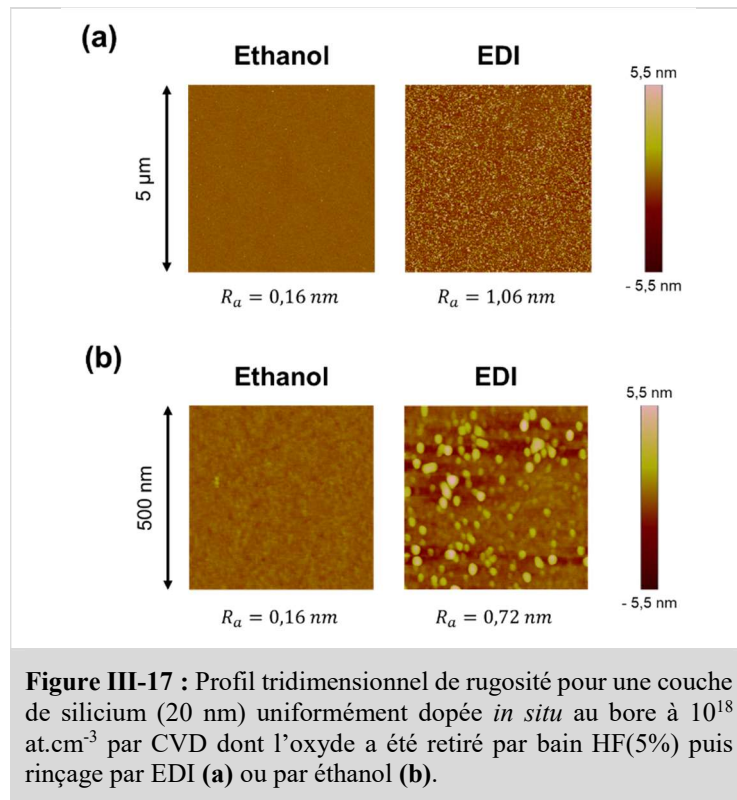
Référence	Procédé	Pas de gravure
[YOUNG-85]	Oxydation anodique Ethylène Glycol: $\text{HNO}_3(70\%):\text{H}_2\text{O}$	$\sim 10\text{nm}$
[KINDER-05]		$\sim 1\mu\text{m}$
[PRUSSIN-07]		$< 1\text{ nm}$
[ALZANKI-04]	EDI	$\sim 1\text{ nm}$
[LING-12]	Air ambiant	$< 1\text{ nm}$

Tableau III-3 : Tableau récapitulatif des différentes solutions chimiques étudiées dans la littérature pour la gravure humide du Si.

Afin de pouvoir améliorer la résolution de la technique DHE, d'autres études ont été menées en utilisant la formation spontanée de l'oxyde natif de surface. Alzanki et al. [ALZANKI-04] ont utilisé l'eau déionisée (EDI), riche en atome d'oxygène, pour provoquer l'oxydation de surface du silicium. En faisant varier le temps d'immersion d'une couche de Silicium entre 5 et 20 secondes, ils ont pu former des oxydes de 0,7 nm à 2,5 nm (épaisseur monitorée par un profilomètre Talystep). Grâce à cette méthode, il est possible d'obtenir des pas de gravures de $2 \pm 0,3\text{ nm}$ de manière reproductible. L'échantillon est ensuite mesuré électriquement avec l'oxyde natif. Ce dernier est ensuite retiré par HF (5%) et le procédé d'immersion est répété. Enfin, Ling et al. [LING-12] utilisent une méthode légèrement différente en faisant recroître l'oxyde natif par exposition de l'échantillon à l'air ambiant pendant 24h (épaisseur monitorée par XPS) [CEROFOLINI-97] [CEROFOLINI-06]. De même que dans [ALZANKI-04], les mesures par effet Hall sont effectuées en présence de l'oxyde natif. L'avantage de cette méthode est que l'oxydation est très lente et permet d'atteindre facilement des résolutions de gravure inférieures à 1 nm, ce qui correspond exactement à nos attentes. Nous allons donc utiliser cette méthode d'oxydations à l'air ambiant. Cependant, il est primordial de connaître la rugosité de surface engendrée par un tel procédé.

2 / Impact de la procédure de rinçage après gravure sur la rugosité

Une fois l'oxyde de surface formé, celui-ci est retiré grâce à un bain d'acide fluorhydrique dilué (HF dilué à 5%) [KNOTTER-00]. Grâce à la chimie HF, une couche de passivation formée par les liaisons pendantes $-\text{H}$ est formée et ralentit fortement la réaction d'oxydation entre les molécules d'eau et la surface. Cependant l'étape de rinçage qui suit est primordiale car elle conditionne la rugosité de surface de l'oxyde en cours de reformation. La solution de rinçage généralement utilisée est l'EDI. Garrido et al. [GARRIDO-93] ont étudié l'impact du rinçage par EDI et par éthanol sur la rugosité finale de couches oxydées à l'air ambiant (dans un environnement contrôlé) et dont l'oxyde a été retiré par bain HF dilué. Les résultats montrent qu'à temps d'exposition à l'air ambiant équivalents, l'échantillon rincé à l'éthanol voit son oxyde recroître plus lentement et avec une rugosité de surface moindre par rapport à l'échantillon rincé à l'EDI.



Pour vérifier cela, nous avons utilisé des couches de silicium de 20 nm d'épaisseur dopées uniformément *in situ* au bore ($10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$) par CVD et déposées sur substrat de silicium de type N. L'oxyde de surface déjà présent et formé en salle blanche est retiré par un bain HF dilué à 5% puis un rinçage à l'EDI et à l'éthanol sont utilisés sur deux échantillons différents. La rugosité de surface est évaluée par AFM après quelques heures d'attente (1 à 2 heures) et les images des surfaces scannées sont reportées en **Figure III-17**. Pour une surface de $5 \mu\text{m}$ par $5 \mu\text{m}$, les rugosités mesurées sont de 1,06 nm pour le rinçage EDI et de 0,16 nm pour le rinçage à l'éthanol (voir **Figure III-17 (a)**). Pour une surface de 500 nm par 500 nm, nous obtenons des rugosités de 0,72 nm (EDI) et 0,16 nm (éthanol) (voir **Figure III-17 (b)**). Ces résultats montrent que le rinçage EDI génère une rugosité plus importante que le rinçage à l'éthanol et confirment les conclusions de Garrido. Pour une résolution de gravure de l'ordre du nanomètre, la rugosité mesurée après rinçage EDI est trop importante. Grâce au ralentissement de la réaction d'oxydation induit par la passivation par liaisons -H et le rinçage à l'éthanol, la rugosité de surface finale est comprise entre 0,1 nm et 0,2 nm. Pour cette raison, nous utiliserons le rinçage par éthanol pour graver successivement les couches de silicium.

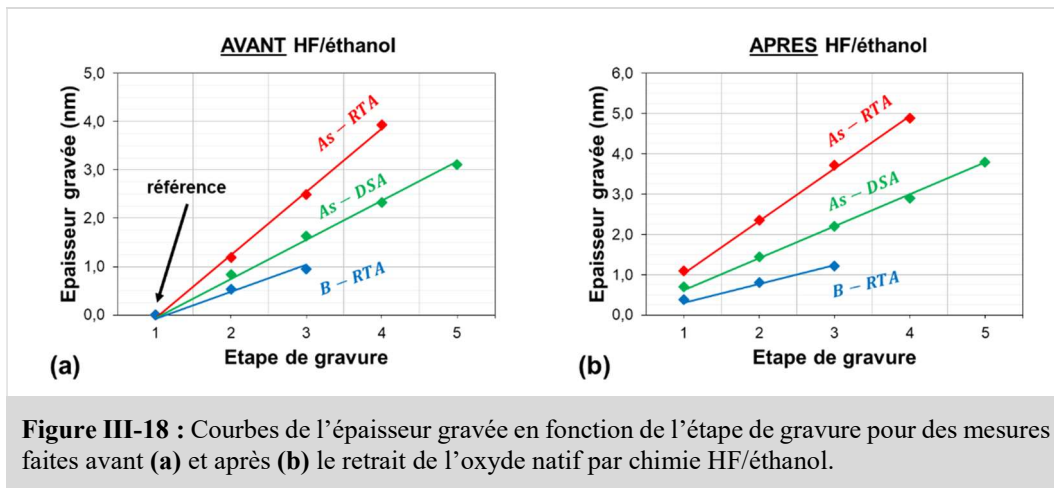
3 / Epaisseur moyenne gravée par procédé HF/Ethanol

L'oxydation à l'air ambiant est un long processus. Afin d'assurer un compromis entre oxydation suffisamment importante et procédé reproductible, nous avons choisi un temps d'oxydation d'environ 24 heures. Pour évaluer l'épaisseur de gravure moyenne pour ce temps d'oxydation, nous avons utilisé trois différentes couches SOI dopées à l'arsenic ou au bore et activées à des concentrations d'environ $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ par RTA et DSA (voir **Tableau III-4**). L'avantage de la mesure par ellipsométrie sur SOI est qu'il est possible de mesurer à la fois les variations de l'épaisseur de l'oxyde mais aussi de la couche SOI contrairement à la mesure sur une jonction P/N (p-Si/n-Si) qui ne permet de mesurer que l'épaisseur de l'oxyde.

Référence	Matériau	Dopant	Concentration (at.cm ⁻³)	Méthode d'activation
As - RTA (S5)	Si/BOX	Arsenic	$\sim 10^{20}$	RTA
As - DSA (S6)	Si/BOX	Arsenic	$\leq 10^{20}$	DSA
B - RTA (S7)	Si/BOX	Bore	$\sim 10^{20}$	RTA

Tableau III-4 : Tableau récapitulatif des couches utilisées pour l'étude de la gravure du silicium par procédé HF(5%)/éthanol puis reformation d'oxyde dans un environnement contrôlé.

Nous avons réalisé plusieurs fois le cycle suivant : oxydation à l'air ambiant (~ 24 h), retrait d'oxyde par HF suivi directement d'un rinçage par éthanol. L'épaisseur de la couche SOI est mesurée par ellipsométrie avant et après chaque chimie HF/éthanol et les courbes correspondantes sont tracées séparément en **Figure III-18 (a) et (b)** pour obtenir une meilleure évaluation de l'épaisseur gravée. Toutes les épaisseurs sont calculées par soustraction à partir de la mesure de référence montrée en **Figure III-18 (b)**.



Toutes les courbes de l'épaisseur gravée en fonction des étapes de gravure sont linéaires et montrent que le protocole de gravure est reproductible pour une même couche. Les épaisseurs moyennes de silicium gravé par étape sont extraites à partir de chacune de ces courbes et sont résumées en **Tableau III-5**.

	As - RTA (S5)	As - DSA (S6)	B - RTA (S7)
Avant HF/éthanol	0,71 nm/cycle	1,31 nm/cycle	0,48 nm/cycle
Après HF/éthanol	0,77 nm/cycle	1,27 nm/cycle	0,42 nm/cycle

Tableau III-5 : Résumé des vitesses de gravure pour les échantillons issues des plaques S5, S6 et S7 pour un temps d'exposition 24h à l'environnement contrôlé de salle.

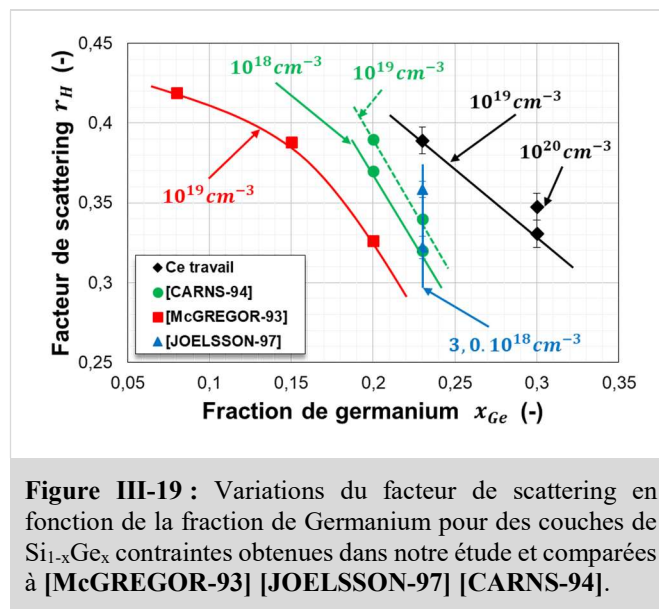
Les épaisseurs moyennes gravées par étape de gravure varient d'une couche à l'autre en fonction de la concentration de dopants actifs et de l'espèce dopante. Dans le cas des couches de silicium dopées à l'arsenic, l'épaisseur moyenne gravée par étape de gravure diminue avec le dopage. En effet, nous verrons dans le chapitre suivant que le recuit DSA permet d'obtenir une meilleure activation en surface que le recuit RTA. En passant de l'arsenic au bore, l'épaisseur moyenne gravée par étape est réduite d'un facteur 1,6 à 2,9. Ceci suggère que les dopants donneurs (de type N) favorisent plus la réaction d'oxydation que les dopants accepteurs (type P). Ces variations justifient d'autant plus la mesure de l'épaisseur gravée après chaque étape de gravure.

IV - Validation de la méthode d'effet Hall différentiel sur SiGe

Dans cette partie, nous souhaitons valider notre méthode d'effet Hall différentiel sur SiGe. Pour cela, nous avons utilisé les couches uniformément dopées et totalement activées présentées dans le **Tableau III-1** en partie précédente. Tout d'abord, nous extrairons des valeurs du coefficient de scattering r_H par comparaison entre les mesures par effet Hall conventionnelles et les profils SIMS de chaque couche. Puis, une fois r_H déterminé, nous appliquerons un procédé complet d'effet Hall différentiel sur une de ces mêmes couches et comparerons le profil de concentration différentiel avec le profil SIMS correspondant.

A . Facteur de scattering des trous du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint

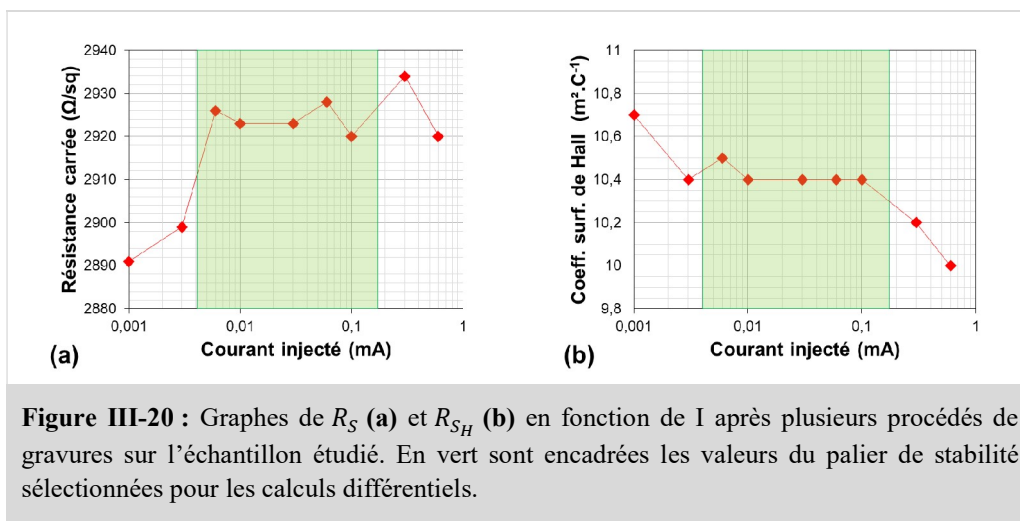
Pour cette étude, nous avons mesuré par effet Hall conventionnel des couches contraintes en compression (voir **page 101**) de $\text{Si}_{0,77}\text{Ge}_{0,23}$ dopées uniformément au bore à $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ (**S1**) et de $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ dopées uniformément au bore à $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ et à $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ (respectivement **S3** et **S4**). Ces couches étant complètement actives, il est possible d'extraire le facteur de scattering r_H en comparant les paramètres électriques mesurés avec les mêmes paramètres calculés à partir des profils SIMS (voir méthode décrite en **page 96**). Nos résultats et les résultats présents dans la littérature sont résumés en **Figure III-19** [McGREGOR-93] [JOELSSON-97] [CARNS-94]. Pour des teneurs de germanium comprises entre 0,25 et 0,30, le coefficient r_H est compris entre 0,32 et 0,39 et semble décroître avec la fraction de germanium. De même, pour une même fraction de germanium, le facteur de scattering augmente avec la concentration de dopants actifs. Pour des fractions de germanium comprises entre 0,2 et 0,3, le facteur de scattering varie de 0,32 à 0,39. Pour la suite de nos études, nous utiliserons une valeur moyenne de 0,35.



B . Validation d'un procédé complet d'effet Hall différentiel

1 / Procédure d'extraction des données brutes

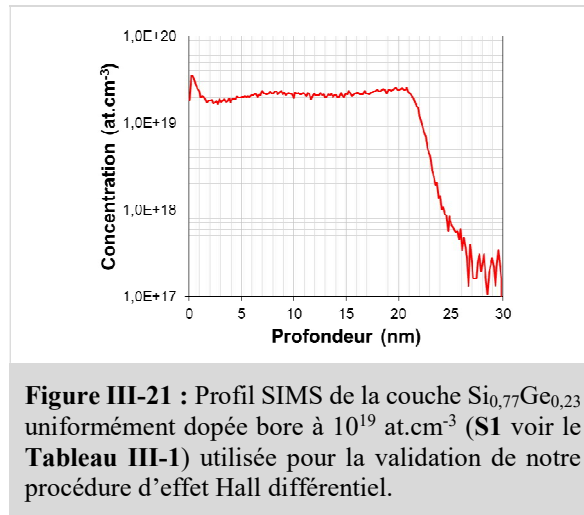
Pour limiter les erreurs sur les valeurs de concentration et de mobilité différentielles $S_{\mu_{DHE}}$ et $S_{n_{DHE}}$ (voir **chapitre 2 page 73**), il est nécessaire de minimiser les écart-types sur les mesures de résistance par carré et coefficient de Hall surfacique S_{R_S} et $S_{R_{H_S}}$. Après chaque étape de gravure, les paramètres de Hall sont mesurés en utilisant plusieurs valeurs du courant injecté. Les variations de ces paramètres en fonction du courant injecté sont présentées en **Figure III-20 (a) et (b)** montrent qu'il est toujours possible d'identifier une gamme de valeurs de courant dans laquelle les valeurs mesurées sont stables (**zones colorées en vert**). Les variations observées pour des faibles et forts courants s'expliquent par la difficulté dont dispose le système de mesure pour amplifier les valeurs de tensions mesurées en fonction de la gamme de courant (gain variable).



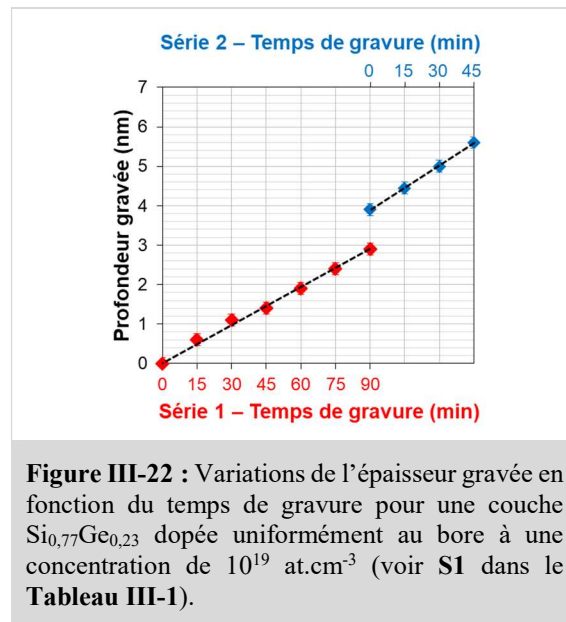
Pour nos mesures par effet Hall différentiel, nous calculerons la moyenne et l'écart-type des données présentes dans la gamme de stabilité.

2 / Plan d'expérience et données brutes

Le procédé de Hall différentiel a été réalisé sur une couche $\text{Si}_{0,77}\text{Ge}_{0,23}$ dopée uniformément au bore à une concentration de $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ (voir **S1** dans le **Tableau III-1**) dont le profil SIMS est donné en **Figure III-21**. Les mesures sont effectuées en deux séries espacées de trois jours, la première en six étapes et la seconde en trois étapes. Les temps de gravure sont fixés à 15 minutes. Chaque série débute par des mesures d'effet Hall et d'ellipsométrie sans retrait de l'oxyde de surface. Après ces mesures initiales, nous répétons le protocole suivant : gravure par SC1 (15 min), mesure d'épaisseur par ellipsométrie et mesure électrique par effet Hall.



En **Figure III-22** est tracée l'épaisseur gravée en fonction du temps de gravure. Dans la première série apparaissent des épaisseurs gravées légèrement en dehors de la régression tracée en pointillés noirs. Ces déviations n'auraient pas été prises en compte si l'épaisseur gravée avait été moyennée sur plusieurs étapes de gravure. Le calcul de la concentration différentielle n_{DHE} dépendant de l'épaisseur gravée (voir **page 72**), ceci montre l'importance de mesurer l'épaisseur gravée après chaque étape de gravure. D'autre part, une discontinuité de l'épaisseur gravée est présente entre les deux séries. Celle-ci est due à la reformation de l'oxyde de surface durant les trois jours séparant les deux séries de mesures.



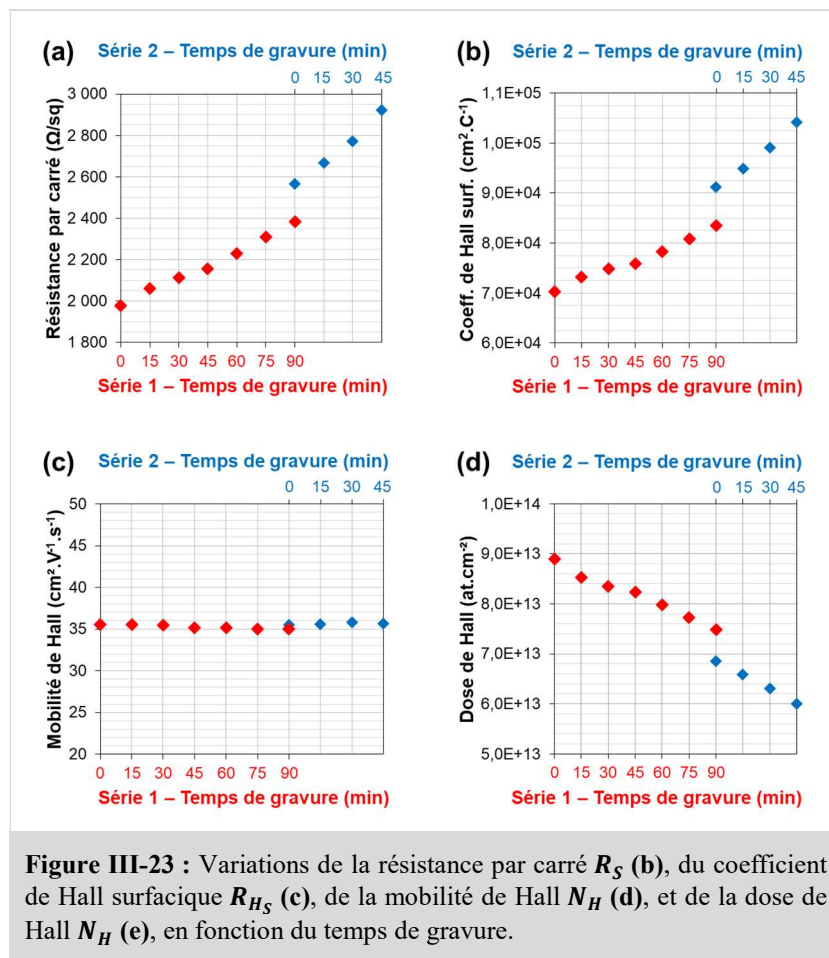
Les variations de la résistance par carré R_S , du coefficient de Hall surfacique R_{H_S} , de la dose de Hall N_H et de la mobilité de Hall μ_H en fonction du temps de gravure sont tracées en **Figure III-23**. Le profil de concentration étant uniforme, la mobilité de Hall reste identique après plusieurs gravures (voir **Figure III-23 (c)**). Malgré de légères déviations dans l'épaisseur gravée, les pas de gravures sont réguliers (voir **Figure III-22**). De ce fait, la dose Hall décroît de la même façon après chaque gravure (voir **Figure III-23 (d)**).

Dans le cas d'un profil de concentration constant, les expressions de la résistance par carré R_S et le coefficient de Hall surfacique R_{H_S} s'écrivent :

$$R_S = \frac{1}{qN_H\mu_H} \quad \text{Équation III-10}$$

$$R_{H_S} = \frac{1}{qN_H} \quad \text{Équation III-11}$$

À mobilité de Hall μ_H constante, R_S et R_{H_S} augmentent lorsque N_H décroît (voir **Figure III-23 (a)** et **(b)**). La discontinuité observée dans les courbes de μ_H , R_S et R_{H_S} entre les deux séries de mesure est due à la reformation de l'oxyde. Les variations observées expérimentalement sont en adéquation avec les variations prédites par la théorie.

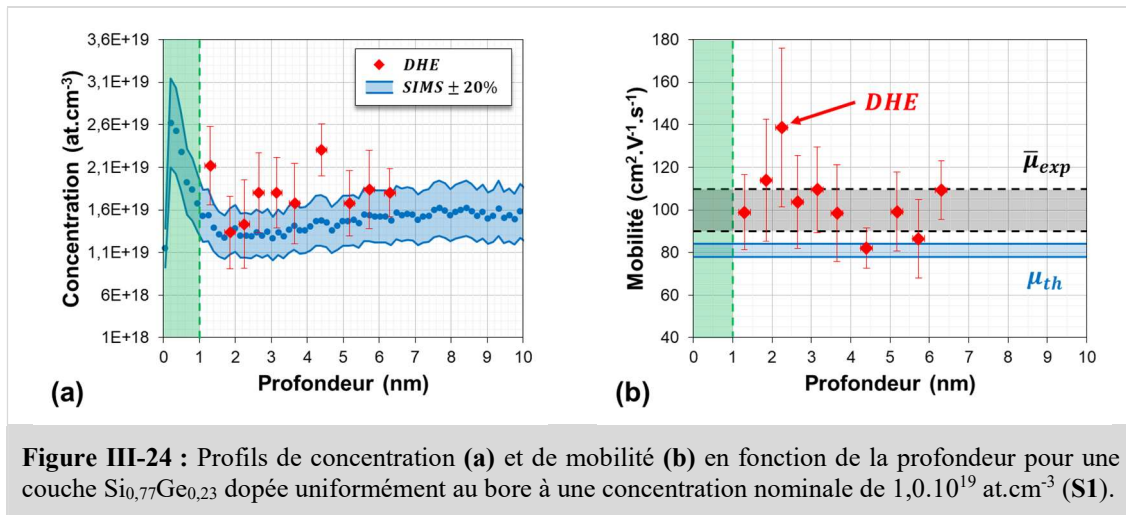


3 / Calcul du profil final

Les valeurs issues des mesures sont enfin combinées par paires successives pour calculer les concentrations et mobilités différentielles $n_{DHE}(z)$ et $\langle\mu_{DHE}(z)\rangle$ en prenant $r_H = 0,35$.

En **Figure III-24 (a)** sont comparés les profils différentiels et SIMS d'un échantillon découpé dans la plaque $\text{Si}_{0,77}\text{Ge}_{0,23}$ dopée uniformément au bore à une concentration nominale de $1,0 \cdot 10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ (S1). Le pic observé en surface du profil SIMS est un artefact de mesure et ne doit pas être considéré comme une valeur réelle de la concentration de dopants. La concentration réelle est donnée par le profil à partir

de 1 nm avec une erreur de 20% qui est symbolisée par l’aire en bleu. Pour placer les points du profil différentiel, nous avons pris en compte une largeur de déplétion de surface de 1 nm correspondant à une densité de pièges d’environ $5,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ pour un dopage d’environ $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ (voir **chapitre 2 page 76**). La concentration étant quasi-constante, nous sommes dans le cas où la largeur de déplétion choisie peut être appliquée à l’ensemble du profil par application d’une translation selon l’axe de la profondeur [CHANDRA-79]. Le profil différentiel de concentration final est en accord avec le profil SIMS de la même couche (voir **Figure III-24 (a)**). Deux points du profil différentiel ont des valeurs légèrement plus élevées que les autres points. Chacun de ces points a été calculé à partir d’une paire de mesures effectuées sur des échantillons n’ayant pas le même état de surface : la première mesure en présence d’un oxyde natif et la seconde mesure en absence d’oxyde natif, c’est-à-dire au début de chaque série de mesure. Afin d’éviter une mauvaise évaluation de la concentration, il est préférable de réaliser un maximum de gravures successives afin d’éviter toute ré-oxydation de la surface. Même en prenant cette précaution, il faudra tenir compte de l’oxydation initiale sur le premier point du profil différentiel.



La mobilité moyenne $\bar{\mu}_{exp}$ donnée par le profil de mobilité différentiel est de $100,2 \pm 10,6\% \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. L’intervalle moyen est représenté par l’aire grise en **Figure III-24 (b)**. La concentration moyenne du profil SIMS est de $1,4 \cdot 10^{19} \pm 20\% \text{ at.cm}^{-3}$, ce qui correspond à une mobilité de $78,9 \pm 20\% \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [SYNOPSIS-13]. Les mobilités théoriques sont légèrement inférieures à l’intervalle de mobilité obtenu expérimentalement mais restent comprises dans les barres d’erreur du profil différentiel de mobilité et confirment un bon accord entre théorie et expérience.

Les résultats de cette étude valident la fiabilité de notre procédé d’effet Hall différentiel à travers les critères suivants : (i) graver de manière contrôlée et successive des couches subnanométriques de Si_{1-x}Ge_x et (ii) mesurer de façon reproductible les paramètres électriques et l’épaisseur d’une couche fine pour le calcul d’un profil différentiel fiable. Cependant, un maximum de mesures devra être réalisé afin d’éviter toute ré-oxydation et donc un calcul erroné de la concentration.

C . Autres résultats

Nous avons appliqué la même procédure d’effet Hall différentiel à des couches Si_{0,70}Ge_{0,30} dopées uniformément à des concentrations nominales de $10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ et à $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ (S3 et S4 dans le **Tableau III-1**).

Pour la couche S3, nous avons considéré une largeur de déplétion de 1 nm applicable sur l'ensemble du profil différentiel car la concentration de dopants en fonction de la profondeur est quasi constante. Le premier point est largement surestimé en raison de la différence d'état de surface entre les mesures avant et après la première gravure. En excluant cette valeur de notre interprétation, nous pouvons conclure que le profil différentiel et le profil SIMS sont en accord (voir **Figure III-25 (a)**). La concentration du profil SIMS est de $1,4 \cdot 10^{19} \pm 20\%$ at.cm⁻³. La mobilité théorique correspondante est de $89,6 \pm 20\%$ cm².V⁻¹.s⁻¹ et est en accord avec la mobilité moyenne $\bar{\mu}_{exp}$ du profil différentiel qui est de $96,2 \pm 7\%$ cm².V⁻¹.s⁻¹ (voir **Figure III-25 (b)**).

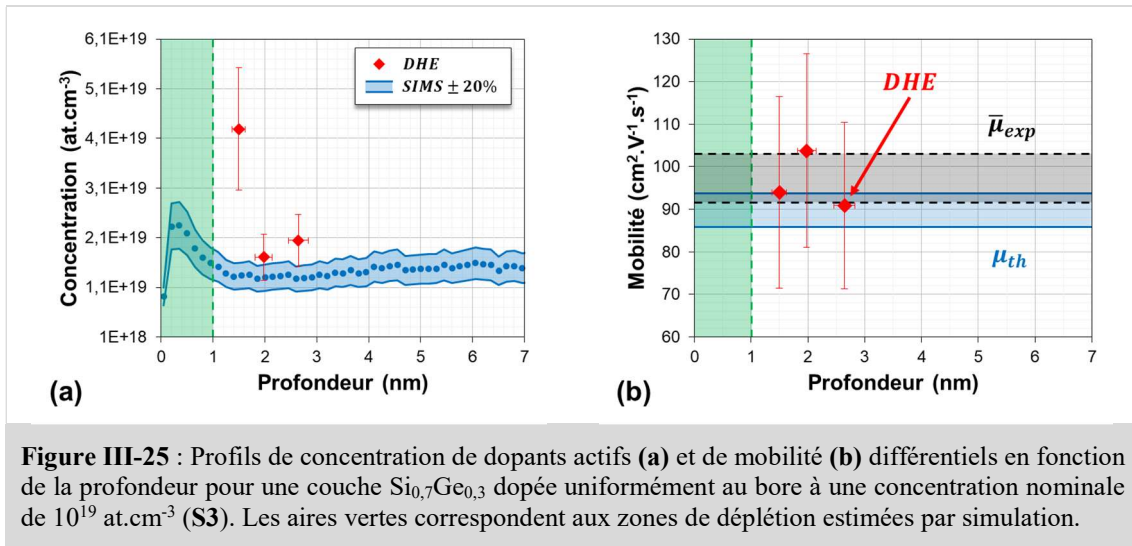


Figure III-25 : Profils de concentration de dopants actifs (a) et de mobilité (b) différentiels en fonction de la profondeur pour une couche Si_{0,7}Ge_{0,3} dopée uniformément au bore à une concentration nominale de 10¹⁹ at.cm⁻³ (S3). Les aires vertes correspondent aux zones de déplétion estimées par simulation.

Pour la couche S4, la largeur de déplétion est d'environ 0,2 nm pour une concentration de 10²⁰ at.cm⁻³ pour une densité de pièges d'environ 5,0.10¹¹ cm⁻².eV⁻¹. La première valeur de concentration semble avoir été sous-estimée mais l'écartement par rapport aux autres valeurs différentielles est très faible. Le profil différentiel et le profil SIMS sont en très bon accord (voir **Figure III-26 (a)**). La concentration du profil SIMS est de $8,9 \cdot 10^{19} \pm 20\%$ at.cm⁻³ ce qui donne une mobilité théorique de $67,8 \pm 20\%$ cm².V⁻¹.s⁻¹. Cette valeur est en accord avec $\bar{\mu}_{exp}$ qui est de $69,4 \pm 4\%$ cm².V⁻¹.s⁻¹ (voir **Figure III-26 (b)**).

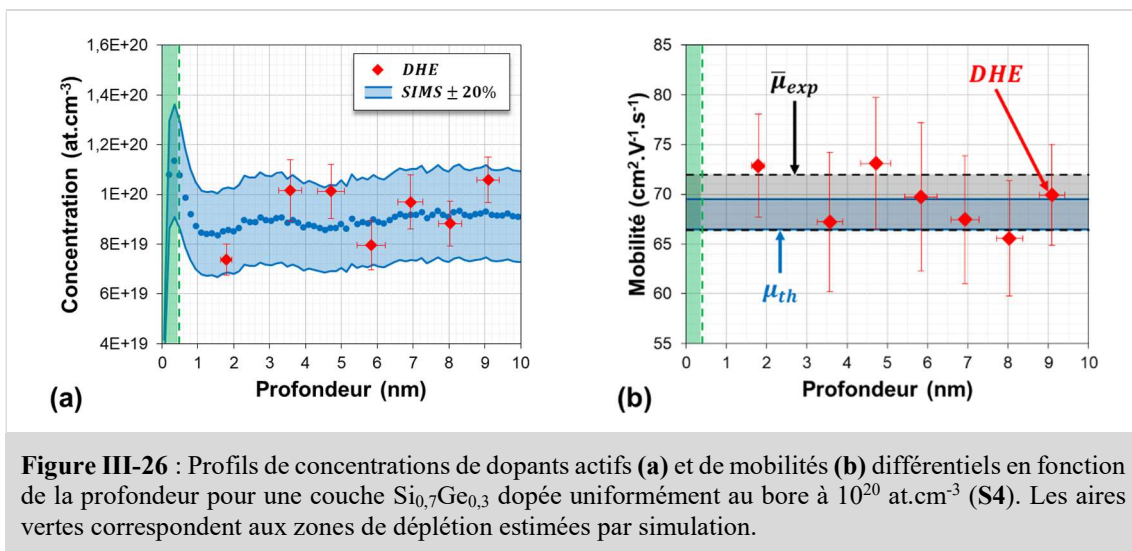


Figure III-26 : Profils de concentrations de dopants actifs (a) et de mobilités (b) différentiels en fonction de la profondeur pour une couche Si_{0,7}Ge_{0,3} dopée uniformément au bore à 10²⁰ at.cm⁻³ (S4). Les aires vertes correspondent aux zones de déplétion estimées par simulation.

Ces études permettent de valider notre protocole expérimental d'effet Hall différentiel appliquée sur des couches de SiGe.

V - Conclusion

Plusieurs études ont déjà été consacrées à l’élaboration de la technique d’effet Hall différentiel pour des matériaux purs tels le silicium ou le germanium. En revanche, les procédés de gravure classiques normalement utilisés pour le silicium ou le germanium (tels que l’anodisation ou la chimie oxydante) sont inadaptés au SiGe en raison d’une différence de vitesse d’oxydation entre les deux matériaux, pouvant ainsi mener à une modification de la stœchiométrie de surface. Parmi toutes les solutions chimiques déjà étudiées dans la littérature, nous avons décidé d’opter pour la solution SC1 (ou $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$) qui permet d’oxyder et de dissoudre les deux matériaux simultanément à une vitesse de gravure faible et avec une sélectivité Si/SiGe importante. A l’aide d’une étude approfondie, nous avons aussi démontré que la solution SC1 génère peu de rugosité (même pour des temps de gravure longs (~ 100 min)), confirmé que la vitesse de gravure était adaptée à notre application ($\sim 1\text{\AA}/\text{min}$) et finalement, que la stœchiométrie et la contrainte n’étaient pas modifiées au cours de la gravure. Afin d’accorder les protocoles de gravure chimique et de mesure électrique, nous avons conçu une cellule d’encapsulation pour protéger les contacts métalliques des structures de mesures Van der Pauw pendant les procédures de gravure chimique. L’introduction de cette cellule a nécessité plusieurs optimisations du protocole de gravure qui nous a finalement permis d’obtenir des conditions adéquates à l’obtention d’une vitesse de gravure reproductible et plus faible que la vitesse de gravure sans encapsulation. Grâce à cette réduction de vitesse de gravure, l’impact de la teneur en germanium et de la concentration de dopants actifs sur la vitesse de gravure devient négligeable pour des temps de gravure inférieurs à 20 minutes. Nous avons ensuite démontré la fiabilité de plusieurs procédés complets de DHE sur des couches $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraintes, uniformément dopées au bore et complètement actives. Nous avons aussi mis en lumière l’importance de calculer le profil différentiel à partir de mesures des échantillons présentant les mêmes états de surface afin d’éviter une mauvaise estimation du profil de concentration. Concernant le protocole de gravure du silicium, nous avons repris et amélioré un procédé combinant croissance de l’oxyde natif puis retrait par chimie fluorée. Nous avons étudié l’impact de la chimie de rinçage sur la qualité de l’oxyde reformé et nous avons constaté que le rinçage à l’éthanol permettait d’obtenir des rugosités bien plus faibles qu’un rinçage classique à l’EDI. De plus, l’étude de l’épaisseur moyenne gravée par cycle de gravure sur des couches SOI dopées avec différentes espèces et activées avec différents types de recuit a révélé que l’oxydation de surface est favorisée pour des dopants de type N et pour des faibles concentrations de dopants actifs. Les résultats de vitesses de gravure obtenus aussi bien pour la gravure du SiGe que du Si montrent qu’il est primordial, dans le cadre de notre étude, de mesurer l’épaisseur gravée après chaque gravure. Celle-ci sera mesurée par ellipsométrie spectroscopique dont nous avons démontré la fiabilité de mesure pour des couches ultrafines de SiGe et Si.

VI - Références

- [ALZANKI-04] T. Alzanki, R. Gwilliam, N. Emerson, B. J. Sealy, *Differential Hall effect profiling of ultrashallow junctions in Sb implanted Silicon*, Applied Physics Letters, Vol. 85, No. 11, pp. 1979-1980, 2004.
- [BENNETT-05] N.S. Bennett, A.J. Smith, B. Colombeau, R. Gwilliam, N.E.B. Cowern, B.J. Sealy, *Differential Hall profiling of ultra-shallow junctions in Si and SOI*, Materials Science and Engineering B, Vol. 124-125, pp. 305-309, 2005.
- [BENNETT-08] N.S. Bennett, N.E.B. Cowern, A.J. Smith, M. Kah, R.M. Gwilliam, B.J. Sealy, T.C.Q. Noakes, P. Bailey, D. Giubertoni, M. Bersani, *Differential Hall characterisation of ultrashallow doping in advanced Si-based materials*, Materials Science and Engineering B, Vol. 154-155, pp. 229-233, 2008.
- [BENNETT-12] N. S. Bennett, N. E. B. Cowern, *Doping characterization for germanium-based microelectronics and photovoltaics using the differential Hall technique*, Applied Physics Letters, Vol. 100, 172106, 2012.
- [CARNS-95] T. K. Carns, M. O. Tanner, K. L. Wang, *Chemical Etching of $Si_{1-x}Ge_x$ in $HF:H_2O_2:CH_3COOH$* , Journal of Electrochemical Society, Vol. 142, No. 4, pp. 1260-1266, 1995.
- [CEROFOLINI-97] G.F. Cerofolini, L. Meda, *Mechanisms and kinetics of room-temperature silicon oxidation*, Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 216, pp. 140-147, 1997.
- [CEROFOLINI-06] G.F. Cerofolini, D. Mascolo, M. O. Vlad, *A model for oxidation kinetics in air at room temperature of hydrogen-terminated (100) Si*, Journal Of Applied Physics, Vol. 100, 054308, 2006.
- [CHANDRA-79] A. Chandra, C. E. C. Wood, D. W. Woodard, L. F. Eastman, *Surface And Interface Depletion Corrections To Free Carrier-Density Determinations By Hall Measurements*, Solid-State Electronics, Vol. 22, pp. 645-650, 1979.
- [DRUDE-89] P. Drude, Ueber Oberflächenschichten. I. Theil, 1889.
- [GARRIDO-93] B. Garrido, F. Gessinn, J. L. prom, J. R. Morante, J. Samitier, G. Sarabayrouse, *Silicon Surface Analysis and Very Thin Silicon Oxide Characterization After HF/Ethanol Preoxidation Silicon Cleaning*, The Physics and Chemistry of SiO_2 and the Si- SiO_2 Interface 2, pp. 215-222, 1993.
- [GAVELLE-08] M. Gavelle, *Etude expérimentale de l'interdiffusion Ge-Si à partir de sources solides Germanium sur Silicium. Application à la formation de couches graduelles $Si_{1-x}Ge_x$ pour les transistors pMOSFETs*, Ph.D. Thesis, Université de Toulouse, pp. 168-183, 2008.
- [JOHNSON-92] F. S. Johnson, D. S. Miles, D. T. Grider, J. J. Wortman, *Selective Chemical Etching of Polycrystalline SiGe Alloys with Respect to Si and SiO_2* , Journal of Electronic Materials, Vol. 21, No. 8, pp. 805-810, 1992.
- [KIL-13] Y.-H. Kil, J.-H. Yang, S. Kang, T. S. Jeong, T. S. Kim, K.-H. Shim, *Selective Chemical Wet Etching of $Si_{0.8}Ge_{0.2}/Si$ Multilayer*, Journal of Semiconductor Technology and Science, Vol. 13, No. 6, pp. 668-675, 2013.
- [KINDER-05] R. Kinder, L. Hudec, M. Blazcek, *An Automatic Measurement System With Hall Profiling And A Four Point Probe For Characterization Of Semiconductors*, Journal of Electrical Engineering, Vol. 56, No. 9-10, pp. 270-273, 2005.
- [KNOTTER-00] D. M. Knotter, *Etching Mechanism of Vitreous Silicon Dioxide in HF-Based Solutions*, Journal of the American Chemical Society, Vol. 122, No. 18, pp. 4345-4351, 2000.

- [LEGOUES-89] F. K. LeGoues, R. Rosenberg, T. Nguyen, F. Himpsel, B. S. Meyerson, *Oxidation Studies of SiGe*, Journal Of Applied Physics, Vol. 65, pp. 1724-1728, 1989.
- [LING-12] Y.-T. Ling, W.-T. Su, T.-W. Pi, R.-D. Chang, *Differential Hall analysis of ultrashallow carrier profiles using X-ray photoelectron spectroscopy for nanometer depth resolution*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1496, pp. 152-155, 2012.
- [LIOU-91] H. K. Liou, P. Mei, U. Gennser, E. S. Yang, *Effects of Ge concentration on SiGe oxidation behavior*, Vol. 59, pp. 1200-1202, 1991.
- [LOUP-13] V. Loup, L. Gabette, MC. Roure, R. Kachtouli, M. Jourdan, P. Besson, *Silicon and SiGe Alloys wet etching using TMAH chemistry*, ECS Transactions, Vol. 58, pp. 47-55, 2013.
- [MANARA-71] A. Manara, A. Ostidich, G. Pedroli, G. Restelli, *Anodic Oxidation As Sectioning Technique For The Analysis Of Impurity Concentration Profiles In Silicon*, Thin Solid Films, Vol. 8, pp. 359-375, 1971.
- [PRUSSIN-07] S. Prussin, *The Continuous Anodic Oxidation Technique*, AIP Conference Proceedings, Vol. 931, pp. 275-278, 2007.
- [QIN-11] S. Qin, A. McTeer, J. Y. Hu, S. Prussin, J. Reyes, *A Comparative Study Of Dopant Activation And Deactivation In Boron Implanted Silicon*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1321, pp. 184-187, 2011.
- [ROTHEN-45] A. Rothen, *The Ellipsometer, an Apparatus to Measure Thicknesses of Thin Surface Films*, Review of Scientific Instruments, Vol. 16, pp. 26-30, 1945.
- [STOFFEL-08] M. Stoffel, A. Malachias, T. Merdzhanova, F. Cavallo, G. Isella, D. Chrastina, H. von Kanel, A. Rastelli, O. G. Schmidt, *SiGe wet chemical etchants with high compositional selectivity and low strain sensitivity*, Semiconductor Science and Technology, Vol. 23, 085021, 2008.
- [SYNOPSIS-13] TCAD Sentaurus Process User Guide, I-2013.12 version, Synopsis, Inc.: Mountain View, California, USA, 2013.
- [VAN DER PAUW-58] L. J. van der Pauw, *A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape*, Philips Technical Review, Vol. 20, No. 8, pp. 220-224, 1958.
- [WANG-97] F. Wang, Y. Shi, J. Liu, Y. Lu, S. Gu, Y. Zheng, *Highly Selective Chemical Etching of Si vs. Si_{1-x}Ge_x Using NH₄OH Solution*, Journal of Electrochemical Society, Vol. 144, No. 3, pp. L37-L39, 1997.
- [YOUNG-85] N. D. Young, M. J. Hight, *Automated Hall Effect Profiler For Electrical Characterisation of Semiconductors*, Electronics Letters, Vol. 21, No. 22, pp. 1044-1046, 1985.

Chapitre IV

Caractérisation par effet Hall de couches ultrafines fabriquées par procédés d'implantation avancés

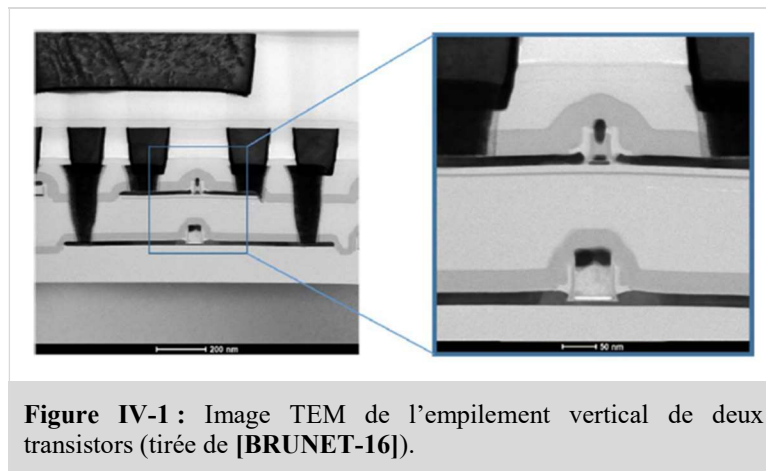
Chapitre IV : Caractérisation par effet Hall de couches ultrafines fabriquées par procédés d'implantation avancés

Dans ce chapitre, nous allons appliquer la méthode d'effet Hall différentiel discutée dans le chapitre précédent à des couches ultrafines de SiGeOI et de SOI. Tout d'abord, nous montrerons que les structures Van der Pauw utilisées permettent d'effectuer des mesures fiables par effet Hall sur des couches ultrafines (épaisseur proche de 5 nm). Pour cela, nous utiliserons des couches activées par SPER. Puis nous mesurerons par effet Hall différentiel la concentration en surface de différentes couches (< 11 nm) activées par recuit laser (LTA ou DSA) ou par recuit rapide (RTA).

I - Etude de couches SiGeOI ultrafines

A . L'empilement vertical de transistors (Monolithic 3D ou 3DVLSI)

A l'heure actuelle, les plus grands fabricants de composants poursuivent la miniaturisation en réduisant progressivement les dimensions des transistors (intégration 2D). En 2009, une stratégie d'intégration tridimensionnelle est proposée par le CEA-LETI [BATUDE-09]. Au lieu de réduire les dimensions des transistors existants, Batude et al. démontrent la possibilité d'empiler verticalement deux niveaux de transistors en les isolant électriquement l'un de l'autre par un matériau diélectrique (voir **Figure IV-1**). Ce nouvel agencement oblige à repenser l'acheminement des lignes métalliques vers et entre les transistors [CLERMIDY-15] [VINET-16]. Une fois les connections optimisées, le gain de densité de composants par unité de surface est radical et ce, sans augmentation de coût significatif lié à la miniaturisation.



Dans cette méthode d'intégration, le premier niveau de transistor est fabriqué de manière conventionnelle. En revanche, les procédés d'activation du niveau supérieur sont contraints en température afin de ne pas modifier les caractéristiques du premier niveau [BATUDE-15] [BRUNET-16]. Il est impossible de monter à une température supérieure à 500°C sans réenclencher des phénomènes de diffusion significatifs. En dessous de cette température, les recuits de type RTA ne suffisent pas à activer une couche implantée à des concentrations de 10^{20} at.cm⁻³. Pour contourner cette limite, il est possible d'utiliser la recristallisation par épitaxie en phase solide (ou SPER pour « Solid Phase Epitaxy Regrowth ») qui met en jeu des températures basses (voir **chapitre 1 page 32**) ou le recuit laser (voir **chapitre 1 page 30**) qui permet d'atteindre localement des hautes températures sans affecter le niveau inférieur. Cependant, la difficulté réside dans l'application de ces techniques pour des couches ultrafines,

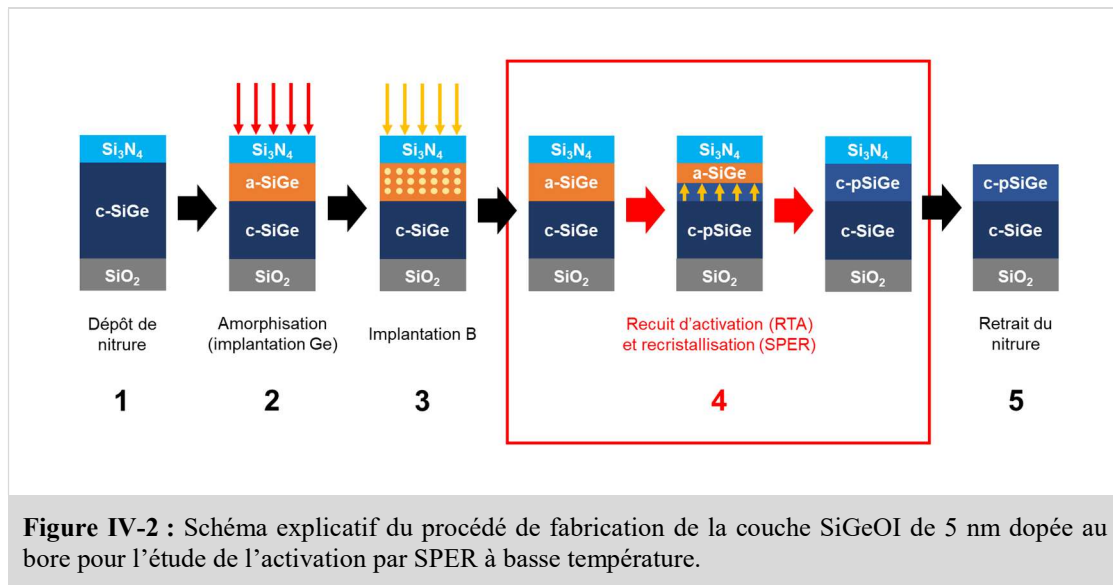
en particulier en présence d'un oxyde enterré. Pour la SPER, il s'agit de contrôler précisément la profondeur amorphisée et pour le recuit laser, les conditions de fusion ou non fusion.

Dans les sections suivantes, nous allons présenter les résultats d'activations obtenues par SPER et par recuit laser mesurées par effet Hall sur des couches ultrafines de SiGeOI (≤ 6 nm).

B . Activation par SPER

1 / Conditions expérimentales

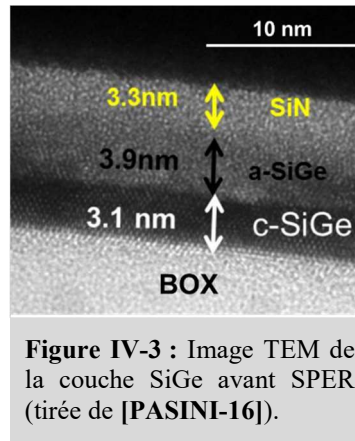
La système initial est une couche de $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$ de 6 nm sur un oxyde enterré d'environ 20 nm sur un substrat de silicium. Le SiGeOI est fabriqué par méthode d'enrichissement au germanium via oxydation thermique à haute température [GLOWACKI-14]. La couche de SiGe finale est contrainte en compression. Le procédé de dopage se déroule en cinq étapes (voir **Figure IV-2**).



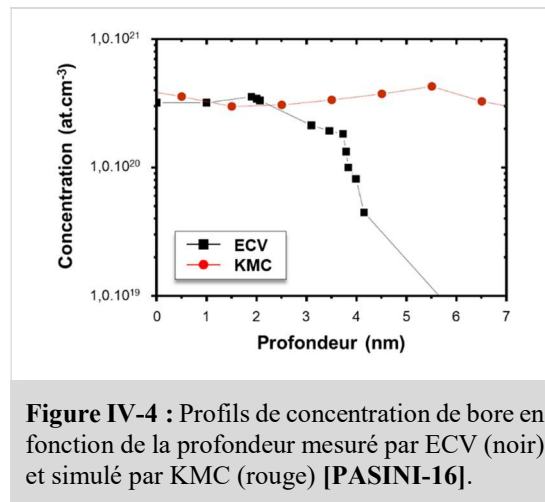
Sur la couche de SiGeOI est tout d'abord déposée une couche sacrificielle de 3 nm de Si_3N_4 (voir **étape 1** en **Figure IV-2**). Puis deux implantations sont réalisées : une implantation amorphisante de germanium (dose de $1,5 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$ à une énergie de 2,2 keV) suivie d'une implantation de bore (dose de $4,0 \cdot 10^{14} \text{ at.cm}^{-2}$ à une énergie de 1,0 keV) (**étape 2 et 3**). La SPER est effectuée grâce à un recuit RTA à 630°C d'une durée de 10 minutes (**étape 4**). Et enfin, la couche sacrificielle de nitrure est retirée par voie chimique (**étape 5**).

2 / Résultats et interprétations

L'épaisseur de la région amorphisée par l'implantation de germanium a été évaluée à environ 3,9 nm par image TEM (voir **Figure IV-3**).



Une mesure ECV (voir **chapitre 2 page 55**) a été réalisée sur cette couche afin d'évaluer le profil de concentration des dopants actifs. Le profil obtenu est comparé au profil chimique calculé par simulation **KMC** (pour « *Kinetic Monte Carlo* ») (voir **Figure IV-4**). Le profil simulé indique que le bore a été implanté dans l'intégralité de la couche à une concentration constante d'environ $3,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$. En considérant la concentration donnée par le profil KMC sur une épaisseur de 6 nm, la dose totale dans la couche SiGeOI serait de $1,8 \cdot 10^{14} \text{ at.cm}^{-2}$ (~45% de la dose nominale). Ceci signifie qu'une partie du bore implanté a été piégée dans la couche sacrificielle de nitrure ou bien dans l'oxyde enterré.



Le profil ECV montre une concentration de dopants actifs en surface de même valeur ($3,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$) mais qui diminue de façon abrupte à partir d'une profondeur d'environ 3 à 4 nm. Cette profondeur est en accord avec l'épaisseur de la région amorphisée (mesurée par TEM). Ces résultats montrent que le procédé de SPER s'est déroulé avec succès, permettant une activation totale dans la région pré-amorphisée (d'après ECV). Grâce à l'**Équation IV-1**, la résistance par carré du profil ECV est estimée à $1500 \Omega/\text{sq}$.

$$R_s = \frac{1}{q \int_0^d n(z) \langle \mu(z) \rangle dz} \quad \text{Équation IV-1}$$

La résistance carré mesurée par 4PP (LETI) est d'environ $\sim 4000 \Omega/\text{sq}$. Or, comme explicité dans le chapitre 2, la technique d'ECV ne prend pas uniquement en compte les charges des dopants mais toutes les charges pouvant aussi provenir de défauts. Ainsi, les mesures 4PP suggère que le profil ECV serait surestimé par la présence non négligeable de défauts. Nous allons donc comparer ces résultats avec nos mesures d'effet Hall.

Le **Tableau IV-1** résume les mesures obtenues par effet Hall. Les valeurs de dose et de mobilité de Hall expérimentales ($N_{H_{exp}}$ et $\mu_{H_{exp}}$) sont corrigées en tenant compte du facteur de scattering ($r_H = 0,35$ pour un matériau SiGe contraint comme déterminé en **chapitre 3 page 113**) pour estimer les doses actives et mobilités réelles (N_{exp} et μ_{exp}). La résistance par carré $R_{S_{exp}}$ est indépendante du facteur de scattering.

Valeurs brutes		Valeurs réelles (corrigées avec r_H)		
Dose de Hall $N_{H_{exp}}$ (at. cm ⁻²)	Mobilité de Hall $\mu_{H_{exp}}$ (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Dose réelle N_{exp} (at. cm ⁻²)	Mobilité réelle μ_{exp} (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Résistance par carré $R_{S_{exp}}$ (Ω. sq ⁻¹)
1,45.10 ¹⁴	10,4	5,1.10 ¹³	29,7	4100

Tableau IV-1 : Tableau résumant le résultat des mesures d'effet Hall conventionnel sur une couche ultrafine de SiGeOI fabriquée au CEA-LETI.

La valeur de résistance par carré que nous avons obtenue par effet Hall (~4100 Ω/sq) est en accord avec la valeur mesurée par 4PP (~4000 Ω/sq). Ainsi, bien que la technique ECV donne une bonne indication de l'activation dans la zone amorphe, la concentration de dopants actifs est donc très probablement surestimée (~1500 Ω/sq).

Pour estimer la concentration active de façon plus fiable, nous avons calculé le profil de dopants implantés à partir du logiciel SRIM (voir **courbe rouge** en **Figure IV-5**). Le résultat montre une concentration proche de la surface d'environ 3,0.10²⁰ at.cm⁻³ et est donc en accord avec le profil calculé par méthode de Monte-Carlo cinétique.

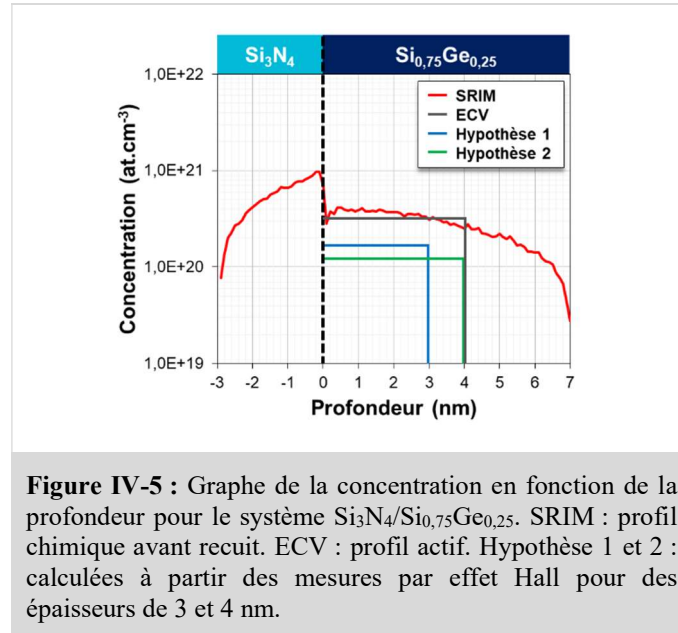


Figure IV-5 : Graphe de la concentration en fonction de la profondeur pour le système Si₃N₄/Si_{0,75}Ge_{0,25}. SRIM : profil chimique avant recuit. ECV : profil actif. Hypothèse 1 et 2 : calculées à partir des mesures par effet Hall pour des épaisseurs de 3 et 4 nm.

En prenant une concentration active de 3,0.10²⁰ at.cm⁻³ (comme suggéré par la mesure ECV) répartie sur des épaisseurs de 3 ou 4 nm (représentant l'épaisseur amorphisée), les doses activées correspondantes sont de 9,0.10¹³ at.cm⁻² et de 1,2.10¹⁴ at.cm⁻². Ces valeurs sont supérieures à la mesure obtenue par effet Hall (5,1.10¹³ at.cm⁻²) d'un facteur 1,8 à 2,35 respectivement. Ceci confirme donc qu'une partie importante des dopants implantés n'est pas électriquement active.

En utilisant la méthode de comparaison décrite en **page 96 (chapitre 3)** et à partir de nos mesures par effet Hall, il est donc possible d'estimer un niveau de concentration électrique C_{elec} et un coefficient de dégradation de mobilité α correspondant à des épaisseurs actives de 3 ou 4 nm (voir **Tableau IV-2**). Pour une couche amorphe d'une épaisseur de 3 nm (**Hyp. 1**, voir **courbe bleue** en **Figure IV-5**), la concentration maximale de dopants actifs est d'environ $\sim 1,7 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ et pour une épaisseur de 4 nm (**Hyp. 2**, voir **courbe verte** en **Figure IV-5**), d'environ $\sim 1,3 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$. Par conséquent, environ 50% des dopants contenus dans la région préamorphisée ne sont pas électriquement actifs et peuvent donc induire une dégradation de mobilité. Ceci explique pourquoi la mobilité réelle obtenue par effet Hall est de $29,7 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ alors que la mobilité théorique des trous dans le $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$ à ces concentrations sont respectivement est d'environ $\sim 60 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette dégradation de mobilité est mise en évidence par la valeur du coefficient α ($\sim 0,5$ voir **Tableau IV-2**).

	Epaisseur active (nm)	C_{elec} (at.cm ⁻³)	α (-)
Hypothèse 1	3	$1,7 \cdot 10^{20}$	0,51
Hypothèse 2	4	$1,3 \cdot 10^{20}$	0,50

Tableau IV-2 : Concentrations actives maximales C_{elec} et coefficients α calculées à partir des mesures d'effet Hall pour deux épaisseurs de couche active (3-4 nm).

Enfin, concernant des possibles effets de déplétion à la surface, de la même manière que pour l'oxyde de silicium SiO_2 (voir **chapitre 2 page 70**), le nitrure Si_3N_4 comprend des charges fixes et des pièges pouvant accueillir aussi bien des trous que des électrons. Ces pièges, issus des liaisons pendantes $\text{Si}\equiv\text{N}$ sont appelés des centres K. Une étude menée par Wang et al. a montré, par mesure de capacité, que la densité de pièges d'un système $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}$ (contraint) était d'environ $2,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ [WANG-92]. Pour les niveaux de concentrations mis en avant dans notre étude ($> 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$) et en assumant une densité de pièges comprise entre $10^{11} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ et $10^{12} \text{ at.cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ (pour notre système $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$ (contraint)), la déplétion de surface prédite par l'équation de Poisson (voir **chapitre 2 page 76**) est comprise entre 0,1 nm et 0,2 nm. Ces largeurs de déplétion sont suffisamment faibles pour ne pas modifier significativement les niveaux de concentration évalués.

Finalement, grâce à cette étude, nous avons démontré la fiabilité et la pertinence des mesures par effet Hall conventionnel pour l'étude de couches ultra-minces ($\sim 6 \text{ nm}$).

C . Activation par LTA

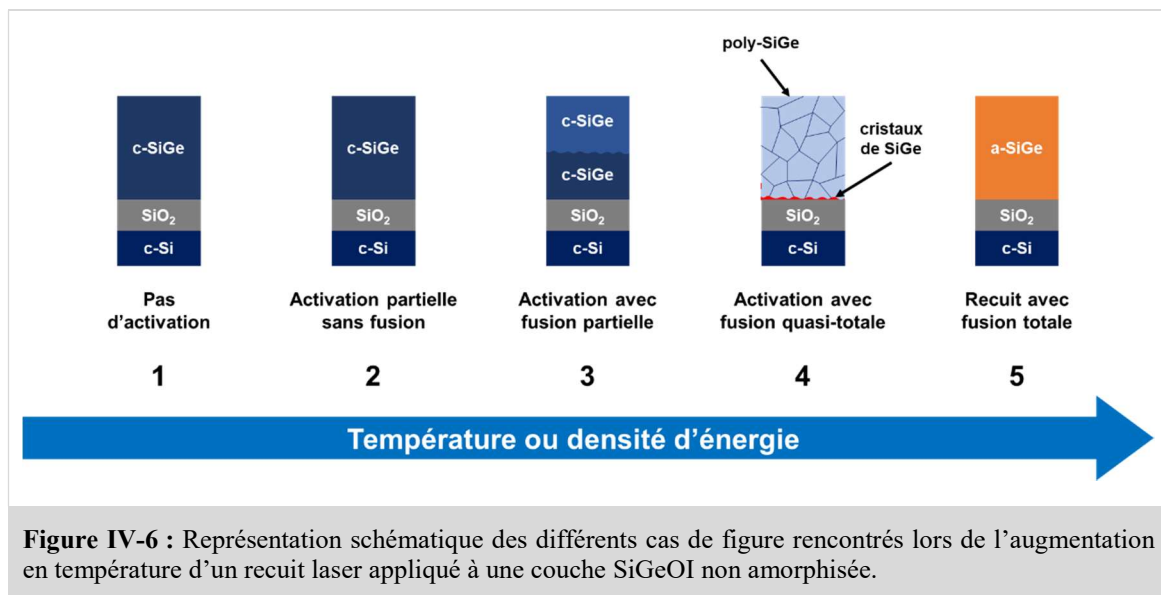
Dans cette partie, nous allons dans un premier temps décrire de façon détaillée les différents cas qu'il est possible de rencontrer lors d'un recuit laser (ns) pour une couche est pré-amorphisée ou non. Puis nous décrirons le procédé de fabrication des couches que nous allons étudier et discuterons des résultats de mesures électriques obtenus sur ces couches.

1 / Les différentes conditions de recuit laser

Le laser utilisé pour cette étude est un laser excimer Xénon-Chlore (longueur d'onde de fonctionnement : ~ 308 nm). Pour créer une impulsion laser, le gaz XeCl est excité en plasma par décharge électrique ou par pré-ionisation X. En se désexcitant, le système émet des photons dont l'énergie peut varier de 0,1 à 3 J par impulsion dont la durée est d'environ 160 ns [EHRlich-89] [HERNANDEZ-05]. Les températures atteignables sont supérieures à la température de fusion du Silicium (1412°C) ou du SiGe (pour $0,2 \leq x_{\text{Ge}} \leq 0,3$, $1380^\circ\text{C} \geq T_{\text{Liquidus}} \geq 1352^\circ\text{C}$). La température transférée à la surface impactée dépend de la densité d'énergie du faisceau laser (c'est-à-dire l'énergie par unité de surface en J.cm^{-2}) et des propriétés optiques du matériau. Dans les sections qui suivent, nous allons considérer les cas de couches amorphisées et non-amorphisées.

a) Couche cristalline non amorphisée

Pour une couche SiGeOI non amorphisée, cinq cas de figures sont notables pendant l'augmentation de la température du recuit laser (voir **Figure IV-6**).

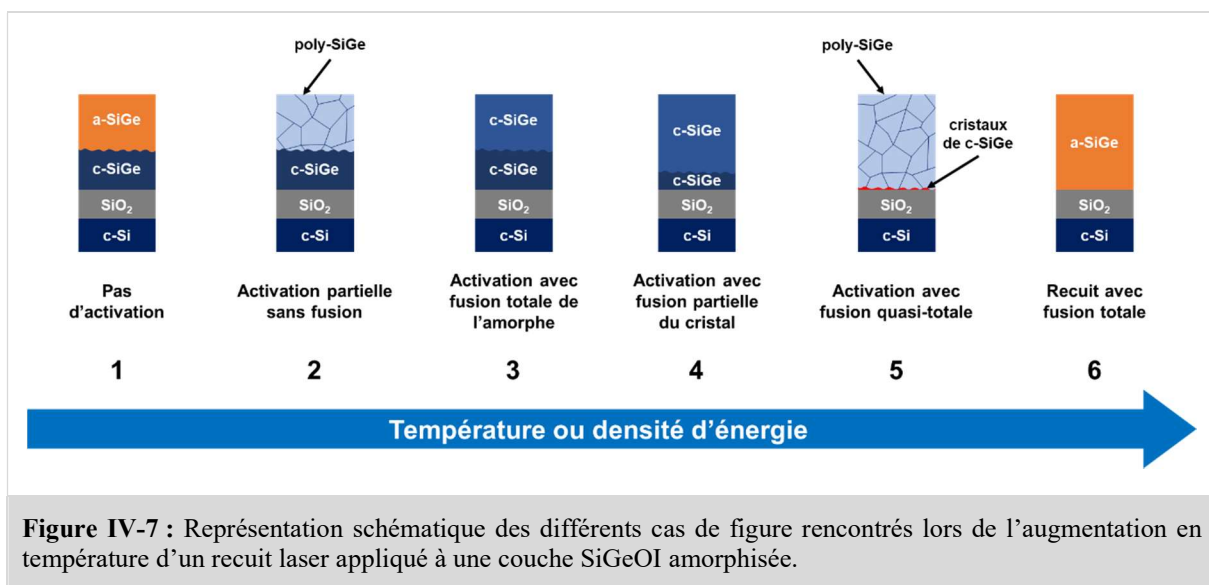


Dans le premier cas, la densité d'énergie n'est pas suffisante et la couche n'est pas activée (**cas 1**). Dans le deuxième cas, la densité d'énergie est suffisante pour permettre l'activation partielle des dopants implantés sans atteindre la température de fusion du matériau (température de l'ordre de 1000°C) (**cas 2**). Des défauts peuvent se former en fonction de la dose implantée. Pour les trois situations suivantes, les températures transférées par le laser sont supérieures à la température de fusion du SiGe. Dans le **cas 3**, une partie de la couche passe à l'état liquide (fusion partielle) et recristallise une fois le pulse laser terminé (voir **chapitre 1 page 30**). Lorsque la densité d'énergie est augmentée, l'épaisseur de la région fondue augmente [VENTURINI-04] [HERNANDEZ-05]. L'apparition des premières zones liquides en surface n'étant pas simultanées, le front solide-liquide n'est pas parfaitement plan [ACOSTA-16].

Ainsi, lorsque la quasi-totalité de la couche de SiGe est fondue, des cristaux de SiGe à l'interface SiGe/BOX subsistent. Ceux-ci sont suffisants pour permettre une recristallisation du SiGe sous forme polycristalline (**cas 4**). Enfin, dans le **cas 5**, la totalité de la couche passe en phase liquide sans laisser de germe cristallin. Le SiGe ne peut pas recristalliser et devient amorphe une fois la température de la couche redescendue à l'ambiante.

b) Couche cristalline partiellement amorphisée

Pour une couche partiellement amorphisée (voir **Figure IV-7**), le **cas 1** correspond à une densité d'énergie insuffisante pour changer l'état de la couche amorphe. Par conséquent, aucune activation n'a lieu. Dans le **cas 2**, le recuit laser permet de former du SiGe polycristallin par nucléation au sein de l'amorphe. La formation des nuclei permet d'incorporer les dopants implantés. La taille des grains de poly-SiGe dépend de la forme du front de liquéfaction, de la rugosité de surface et à l'interface SiGe/SiO₂(BOX), de la densité d'énergie et de l'épaisseur du BOX [MARMORSTEIN-97].



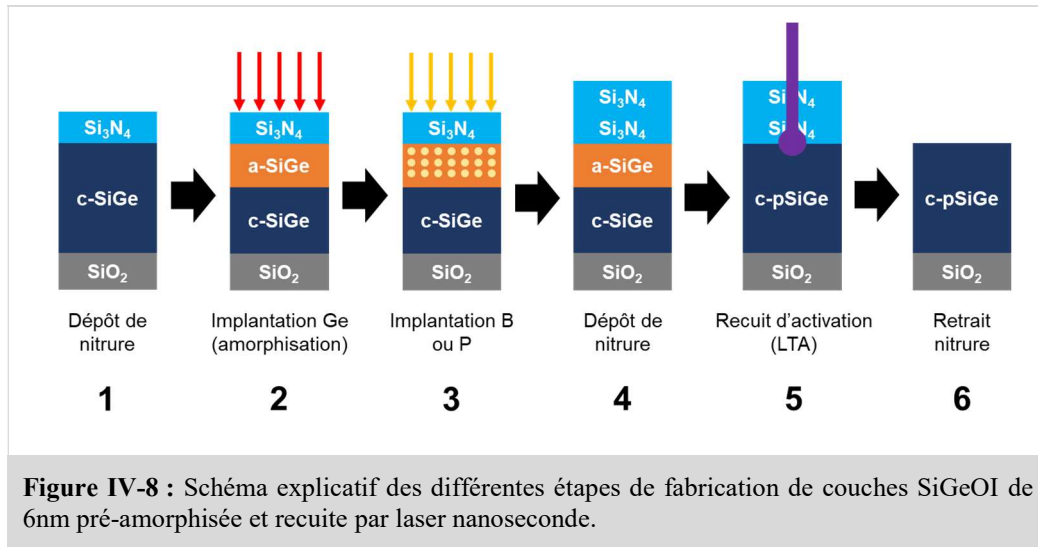
Il est important de noter que la température de fusion du SiGe amorphe est inférieure à la température de fusion du SiGe cristallin. Lorsque la température transférée est comprise entre la température de fusion du a-SiGe et du c-SiGe, toute la couche amorphe devient liquide alors que la couche cristalline reste inchangée (voir **cas 3** en **Figure IV-7**). La phase fondue recristallise par LPER. Pour une température supérieure à la température de fusion du SiGe cristallin, on retrouve les trois cas de figure décrits dans la section précédente : fusion partielle suivi d'une recristallisation par LPER (**cas 4**), fusion quasi-totale puis recristallisation en SiGe polycristallin (**cas 5**) et fusion totale puis refroidissement sous forme amorphe (**cas 6**).

2 / Etude d'une couche SiGeOI activée par LTA

a) Condition expérimentales

Le point de départ du procédé de fabrication est une couche SiGeOI de 6 nm sur un oxyde enterré de 20 nm (obtenue par méthode d'enrichissement au germanium via oxydation thermique à haute température [GLOWACKI-14]). La première étape de fabrication consiste à déposer un nitrure (Si₃N₄) de 3 nm au-dessus de la couche de SiGeOI (voir **étape 1** en **Figure IV-8**). Les implantations de bore et de phosphore sont précédées d'une implantation de germanium pour amorphiser partiellement la couche

de SiGe (**étape 2 et 3**). Après implantation, une seconde couche de 3 nm de Si₃N₄ est déposée au-dessus de la première (**étape 4**). Les dopants sont ensuite activés grâce à un laser excimer pulsé XeCl de longueur d'onde $\lambda = 308$ nm et de durée de pulse de 160 ns (**étape 5**). Finalement, les couches sacrificielles de nitrure sont retirées par voie chimique (**étape 6**).



Les conditions d'énergie et de dose pour les implantations de germanium, de bore et de phosphore ainsi que les différentes densités d'énergie de recuit laser sont résumées dans le **Tableau IV-3**. Les différentes caractérisations effectuées sont précisées pour chaque condition de densité d'énergie. Pour cette étude, nous avons utilisé trois techniques de caractérisation : l'imagerie TEM, l'effet Hall conventionnel et différentiel. Les images TEM ont été réalisées grâce aux équipements disponibles au centre de nanocaractérisation Raymond Castaing (Toulouse) et au CEA-LETI (Grenoble).

Dopant	Pré-amorphisation partielle	Implantation des espèces dopantes	Densités d'énergie du recuit laser (J.cm ⁻²)	Techniques de caractérisation utilisées
Bore	Espèce : Ge Dose : $1,2 \cdot 10^{15}$ cm ⁻² Energie : 2 keV	Espèce : B Dose : $4,0 \cdot 10^{14}$ cm ⁻² Energie : 1 keV	0,68	HALL/DHE
			0,71	HALL
			0,74	HALL/TEM
			0,76	TEM
			0,77	HALL
			0,79	TEM
Phosphore	Espèce : Ge Dose : $1,5 \cdot 10^{15}$ cm ⁻² Energie : 2,2 keV	Espèce : P Dose : $4,0 \cdot 10^{14}$ cm ⁻² Energie : 1,5 keV	0,65	HALL
			0,71	HALL
			0,73	HALL
			0,76	TEM

Tableau IV-3 : Résumé des conditions d'implantation, de recuit laser et des caractérisations effectuées pour chaque condition.

b) Résultats et interprétations

Les résultats obtenus seront traités en deux sections. La première section sera dédiée à l'analyse cristalline des couches implantées avant application du recuit laser. Dans la deuxième section, nous présenterons les résultats issus des caractérisations TEM et des mesures par effet Hall sur les échantillons recuits.

(i) Echantillons as-implanted

Pour l'implantation de bore, les images TEM et HREM en **Figure IV-9 (a) et (c)** montrent que la couche de SiGe cristallin après implantation a une épaisseur de 5 à 6 nm avec une rugosité de surface de 3 à 4 plans atomiques (c'est-à-dire d'environ 1 nm pour un réseau cubique de $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$). Ces résultats suggèrent que les conditions d'implantation du germanium n'étaient pas suffisantes pour amorphiser partiellement la couche de SiGeOI ou que l'amorphisation n'a eu lieu qu'en surface.

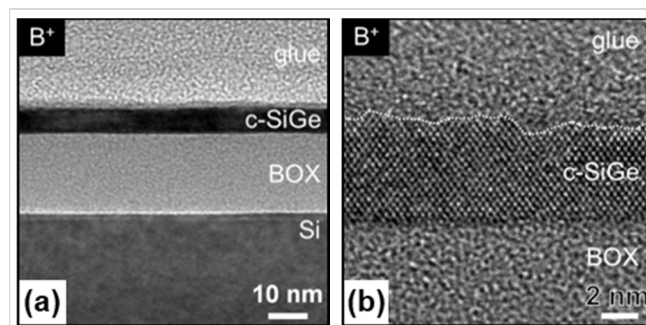


Figure IV-9 : Images TEM (a) et HREM (b) de la couche SiGeOI implantée au bore avant recuit.

Dans le cas du phosphore, la couche cristalline est plus fine après l'implantation de phosphore (~3 nm, voir **Figure IV-10 (b)**). La **Figure IV-10 (a)** permet clairement de distinguer la présence d'une couche amorphe au-dessus de la couche cristalline amincie.

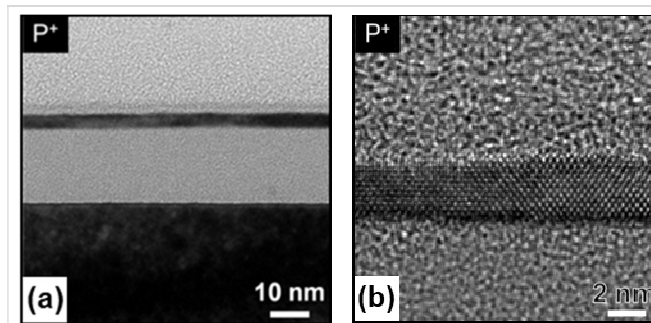
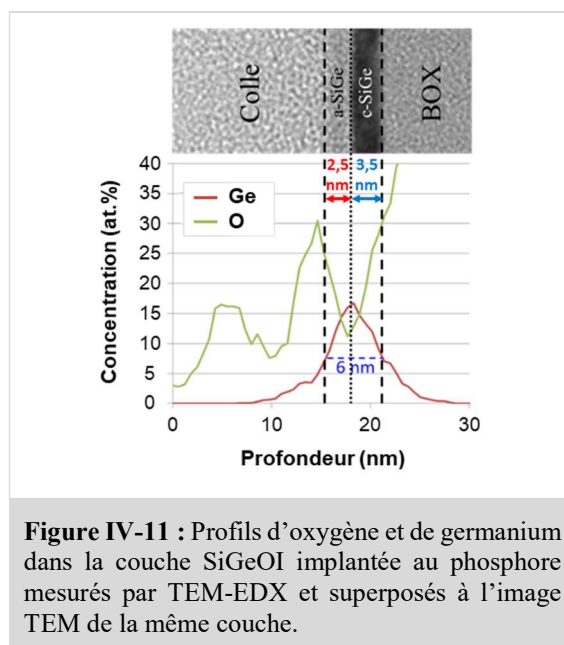


Figure IV-10 : Images TEM (a) et HREM (b) de la couche SiGeOI implantée au phosphore avant recuit.

Pour confirmer ce résultat, nous avons effectué une analyse chimique par TEM-EDX. En **Figure IV-11** sont données les évolutions de la concentration de germanium et d'oxygène (en pourcentage atomique) en fonction de la profondeur. Dans la courbe du germanium apparaît un pic relatif à la couche de SiGe. Ceci est en accord avec la diminution puis augmentation abrupte du signal d'oxygène qui caractérise les interfaces colle/SiGe et SiGe/BOX. La largeur à mi-hauteur du pic de germanium donne une épaisseur de 6 nm. La superposition de l'image HREM à l'analyse chimique TEM-EDX permet de mesurer une épaisseur de 2,5 nm de SiGe amorphe et de 3,5 nm de SiGe cristallin.



La différence d'amorphisation entre la couche implantée au phosphore et au bore peut être attribuée à plusieurs facteurs. Tout d'abord, la dose et l'énergie d'implantation du Ge sont plus élevées pour le dans l'échantillon implanté au phosphore rapport à celui implanté au bore. D'autre part, le phosphore ayant une masse atomique environ trois fois supérieure au Bore (31u pour le Phosphore contre 10,8u pour le Bore), celui-ci peut participer à l'amorphisation de la couche contrairement au bore.

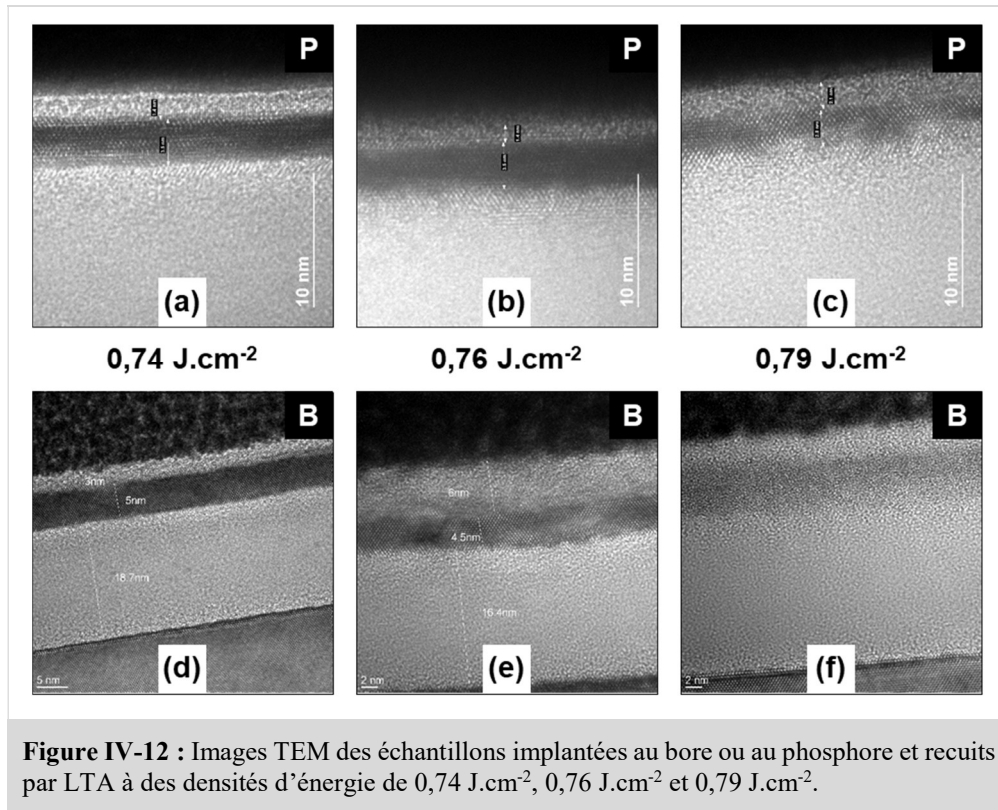
(ii) Echantillons après recuit laser

✓ Mesures conventionnelles

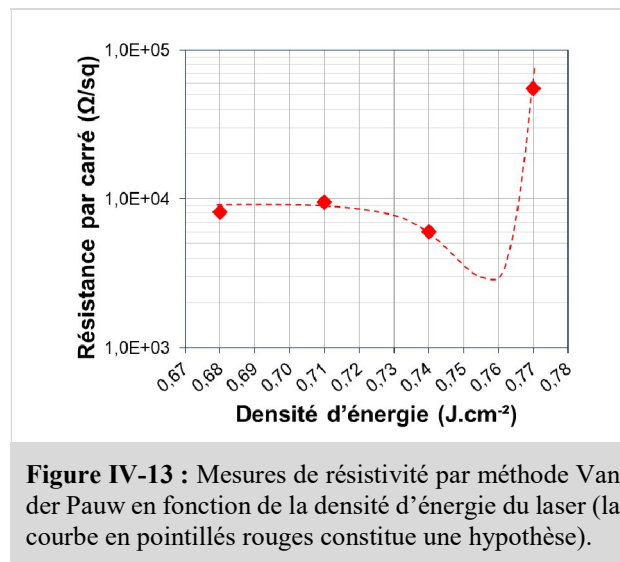
Pour chaque espèce implantée, des images TEM ont été réalisées pour trois conditions de densité d'énergie différentes : $0,74 \text{ J.cm}^{-2}$, $0,76 \text{ J.cm}^{-2}$ et $0,79 \text{ J.cm}^{-2}$ (voir **Figure IV-12**).

Pour l'implantation au phosphore et malgré un contraste variable d'une image à l'autre, l'ensemble de couches reste essentiellement inchangé avec une région amorphe d'environ 2,5 nm et une région cristalline d'environ 3,5 nm (voir **Figure IV-12 (a), (b) et (c)**). Toutefois, lorsque la densité d'énergie est augmentée, la rugosité aux interfaces a-SiGe/c-SiGe/BOX se dégrade. Dans le cas d'une couche partiellement amorphisée, ces images suggèrent que nous nous situons en condition de non activation (**cas 1** en **Figure IV-7**).

Pour le bore, le système de couches après application d'un pulse laser de densité d'énergie de $0,74 \text{ J.cm}^{-2}$ et de $0,76 \text{ J.cm}^{-2}$ demeure identique au système de couches avant recuit (voir **Figure IV-12 (d) et (e)**). De la même manière que pour le phosphore, une dégradation des interfaces est notable en passant de $0,74 \text{ J.cm}^{-2}$ et de $0,76 \text{ J.cm}^{-2}$. En revanche, pour une énergie de $0,79 \text{ J.cm}^{-2}$, le SiGe cristallin est entièrement transformé en SiGe amorphe (voir **Figure IV-12 (f)**). La condition de densité d'énergie de $0,79 \text{ J.cm}^{-2}$ correspond donc au cas de fusion totale de la couche cristalline (**cas 5** en **Figure IV-6**). La transition entre fusion quasi-totale (formation de poly-SiGe) et fusion totale s'effectue pour une densité d'énergie comprise entre $0,76 \text{ J.cm}^{-2}$ et $0,79 \text{ J.cm}^{-2}$. En revanche, il est encore impossible de distinguer si les densités d'énergie $0,74 \text{ J.cm}^{-2}$ et $0,76 \text{ J.cm}^{-2}$ correspondent à une activation sans fusion ou avec fusion partielle (**cas 2 et 3** en **Figure IV-6**).



Les caractérisations TEM sont croisées avec les mesures électriques par effet Hall. Aucune mesure n'a été possible pour les couches implantées au phosphore. La couche cristalline étant très fine (~3,5 nm) et non activée, les valeurs de résistance par carré sont trop importantes pour notre système de mesure. En revanche, les couches implantées au bore sont mesurables et les variations de résistance par carré en fonction de la densité d'énergie sont reportées en **Figure IV-13**.

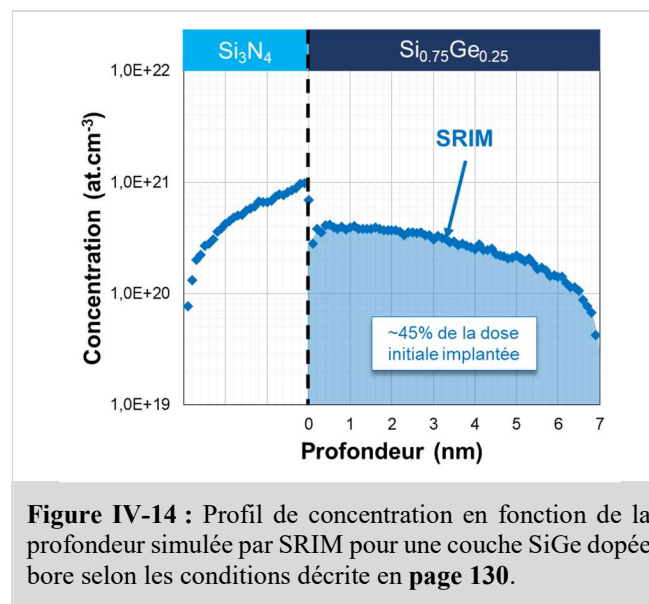


Pour des densités d'énergie de 0,68 J/cm² et de 0,71 J/cm², la résistance carrée est stable à environ 10 kΩ.sq⁻¹. Celle-ci diminue jusqu'à environ 6 kΩ/sq pour 0,74 J/cm². À 0,77 J/cm², R_s augmente d'un facteur environ 10 (~55 kΩ/sq). Cette dernière mesure semble correspondre à une activation par fusion quasi-totale (formation d'une couche de poly-SiGe, voir **cas 4** en **Figure IV-6**). L'augmentation de la résistance par carré pourrait s'expliquer par la présence de joints de grain entre les cristaux de SiGe.

L'intervalle de transition entre activation par fusion quasi-totale et par fusion total peut être réduit de $[0,76-0,79] \text{ J/cm}^2$ à $[0,77-0,79] \text{ J/cm}^2$.

Dans le cas d'une fusion partielle, l'étude réalisée par Acosta et al. sur des couches de silicium de 22 nm montre une augmentation de la rugosité aux interfaces lorsque la densité d'énergie augmente [ACOSTA-16]. Etant donné la rugosité observée par TEM pour la couche recuite à une densité d'énergie de $0,76 \text{ J/cm}^2$, cette condition peut être considérée comme une activation par fusion partielle. Ainsi, la transition entre fusion partielle et quasi-totale a lieu entre $0,76 \text{ J/cm}^2$ et $0,77 \text{ J/cm}^2$. La résistance par carré de la couche recuite à une densité d'énergie de $0,76 \text{ J/cm}^2$ devrait être inférieure à $6000 \Omega/\text{sq}$ comme suggéré par la courbe en pointillés en **Figure IV-13**.

Lors de l'implantation de bore, une partie des ions implantés se retrouvent piégés dans le nitrure et l'oxyde enterré. Par simulation SRIM, la dose retenue dans la couche de SiGe est estimée à 45% de la dose implantée soit environ $\sim 1,8 \cdot 10^{14} \text{ at.cm}^{-2}$ (voir **Figure IV-14**).

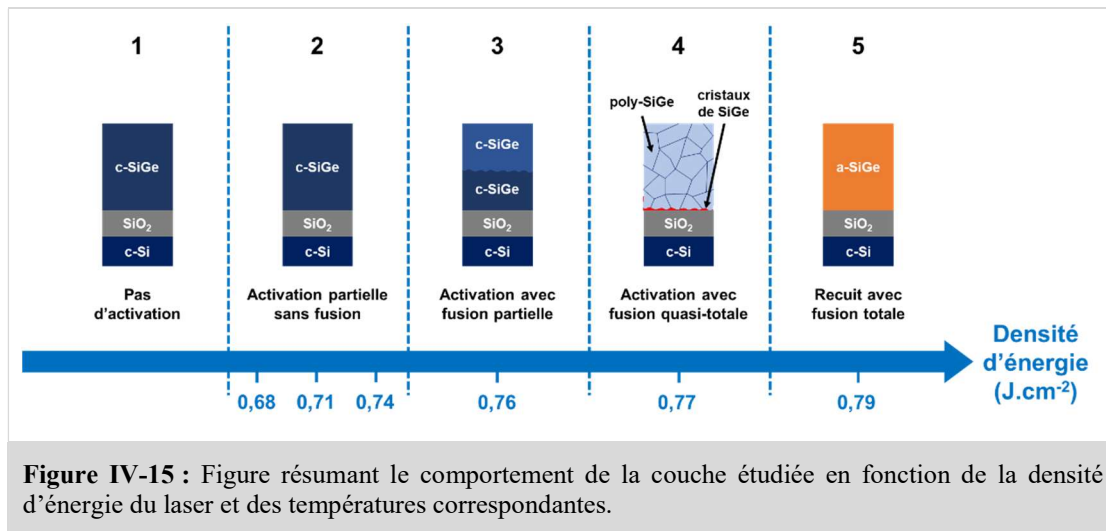


Pour chacune de ces couches, les doses actives mesurées par effet Hall sont résumées en pourcentage de la dose retenue en **Tableau IV-4**.

Densité d'énergie (J/cm^2)	0,68	0,71	0,74	0,77
Fraction active (% de la dose retenue)	13%	13%	26%	8%

Tableau IV-4 : Tableau résumant les fractions de doses actives mesurées par rapport à la dose retenue déduite par simulation SRIM.

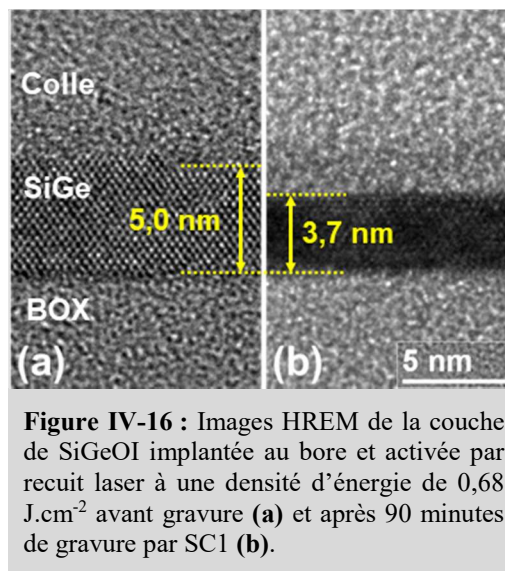
L'activation suit la même tendance en fonction de la densité d'énergie que les valeurs de résistance par carré présentées en **Figure IV-13**. Comme explicité précédemment, la rugosité des interfaces augmente avec l'énergie dans le cas d'une activation avec fusion partielle [ACOSTA-16]. Pour une densité d'énergie de $0,74 \text{ J/cm}^2$, l'image TEM en **Figure IV-12 (d)** ne montre aucune dégradation des interfaces. Ainsi, nous pouvons supposer que pour toute densité d'énergie inférieure à $0,74 \text{ J/cm}^2$, nous nous trouvons dans un cas d'activation partielle sans fusion. Le comportement de la couche étudiée en fonction de la densité d'énergie du laser est résumé en **Figure IV-15**.



Les mesures les plus reproductibles sont obtenues pour la condition de densité d'énergie de $0,68 \text{ J.cm}^{-2}$. Ainsi, dans le but de limiter la propagation des erreurs des valeurs différentielles (voir **chapitre 2 page 73**) et de confirmer le mode d'activation (supposé d'activation partielle sans fusion) à cette condition, nous étudierons l'activation en surface de cette couche par effet Hall différentiel.

✓ Mesures différentielles

Quatre gravures successives ont été effectuées grâce à la solution SC1. A la quatrième gravure, la résistance par carré était trop élevée pour le banc effet Hall pour permettre une mesure. Nous avons caractérisé la couche par TEM avant la première gravure ($\sim 5 \text{ nm}$) et après la dernière gravure ($\sim 3,7 \text{ nm}$) (voir **Figure IV-16 (a) et (b)**). Les temps de gravures pour chaque étape sont respectivement de 30, 50, 70 et 90 minutes et ont permis de graver 0,1 nm, 0,3 nm, 0,8 nm et 1,3 nm.



Afin d'évaluer la rugosité de surface, nous avons réalisé des caractérisations par AFM après la dernière gravure chimique. Plusieurs zones de la grande croix de Van der Pauw dédiée à l'effet Hall différentiel ont été scannées sur des surfaces de 500 nm par 500 nm (voir **Figure IV-17**) : au centre (**zone 1**), au niveau d'un bras dans la zone gravée (**zone 2**). Afin d'avoir une rugosité de référence, nous avons aussi effectué une mesure de rugosité dans une région non exposée à la solution chimique (**zone 3**). La rugosité dans la zone gravée est plus élevée (entre $0,26 \text{ nm}$ et $0,34 \text{ nm}$) que dans la zone non exposée à la solution

SC1 (0,18 nm). Toutefois, la rugosité après la dernière gravure reste faible par rapport à l'épaisseur gravée (entre 20% et 25%). De plus, en considérant que la rugosité augmente avec le temps de gravure, nous pouvons supposer que celle-ci reste négligeable pour chaque gravure effectuée.

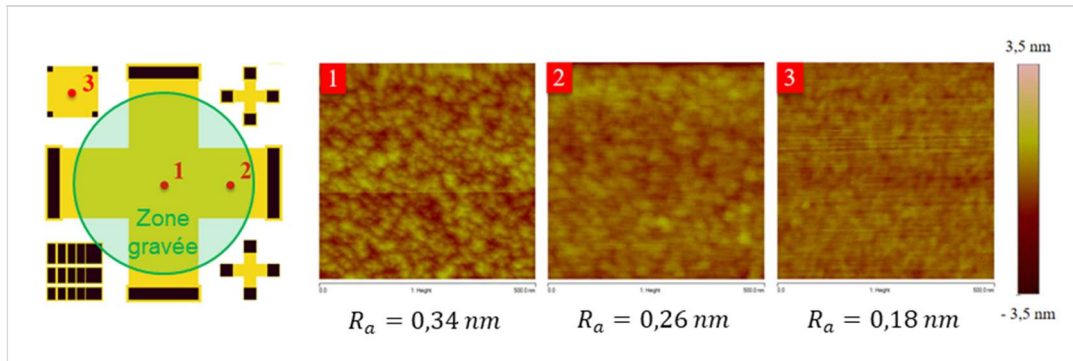


Figure IV-17 : Images AFM prises à différentes régions sur l'échantillon correspondant à la couche de SiGeOI dopée au bore et activée par recuit laser à une densité d'énergie de 0,68 J.cm⁻² et gravée pendant 90 minutes par solution SC1 : au centre (**zone 1**) et en périphérie (**zone 2**) de la structure utilisée pour les mesures différentielles. La référence non gravée est choisie **zone 3**.

En **Figure IV-18** sont tracés les paramètres de Hall en fonction de la profondeur gravée. Les valeurs de ces paramètres évoluent plus rapidement que ce que nous avons observé lors de l'étude des couches dopées *in situ* par CVD (voir **chapitre 2 page 28**). Par exemple, la résistance par carré augmente d'un facteur 4 entre la deuxième et la troisième gravure (voir **Figure IV-18 (a)**). De même, la dose de Hall est divisée par un facteur 3. Ceci suggère que la majorité des dopants actifs se situent proche de la surface et a pour effet de faire augmenter le coefficient de Hall surfacique.

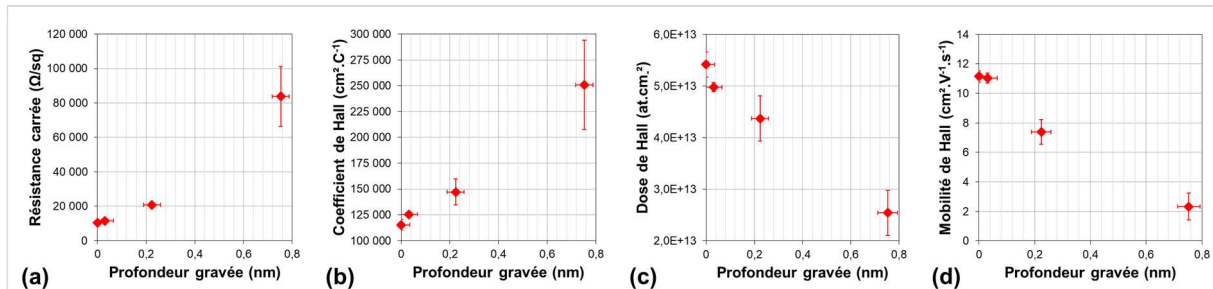
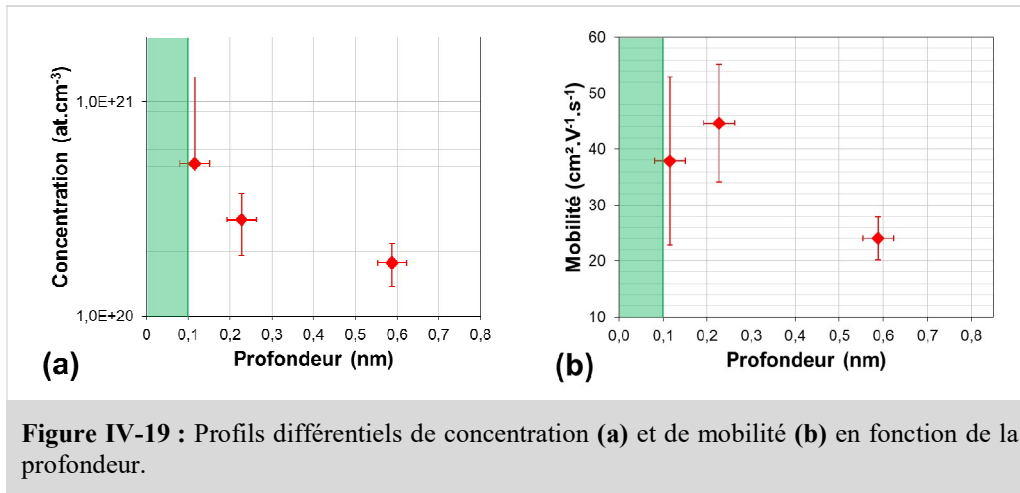
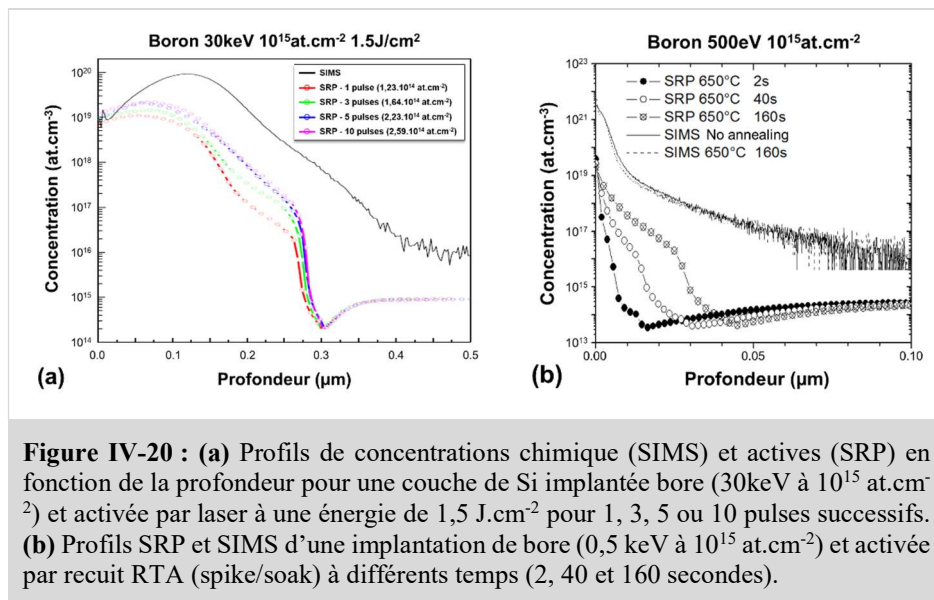


Figure IV-18 : Valeurs brutes de R_S (a), R_H (b), N_H (c) et μ_H (d) en fonction de l'épaisseur gravée pour la couche SiGeOI implantée bore et activée par re cuit laser à une densité d'énergie de 0,68 J.cm⁻².

Les profils différentiels de concentration et de mobilité en fonction de la profondeur sont calculés à partir de ces données brutes (avec $r_H = 0,35$) et sont exposés en **Figure IV-19**. Le profil de concentration montre une décroissance du niveau de concentration de 5,0.10²⁰ at.cm⁻³ à 1,8.10²⁰ at.cm⁻³ dans le premier nanomètre. Cette rapide décroissance confirme l'hypothèse selon laquelle les dopants seraient confinés proche de la surface. Dans ce cas, le budget thermique apporté par le laser est suffisant pour atteindre des niveaux élevés de concentration proche de la surface (> 10²⁰ at.cm⁻³). A ces concentrations, une largeur de déplétion de surface moyenne de 0,1 nm est considérée et appliquée aux profils finaux (voir **chapitre 2 page 76**). L'effet Hall différentiel permet donc d'évaluer avec succès la concentration de dopants à la surface du SiGeOI sans écrantage significatif.



L'activation sans fusion a déjà été étudiée pour l'optimisation des procédés de fabrication d'imageurs par l'intégration de d'imageurs CMOS [HUET-12]. Ceux-ci sont fabriqués en face arrière de plaque disposant déjà de dispositifs en face avant. De ce fait, il est primordial d'utiliser des procédés d'implantation et d'activation n'entraînant pas de modification des propriétés des autres dispositifs. Dans cette optique, l'activation sans fusion par recuit laser excimer a été étudiée pour des conditions de pulse unique ou pulses multiples successifs (3, 5 et 10 pulses). Pour obtenir le profil de dopants actifs final, des mesures par spreading resistance ont été effectuées (voir **chapitre 2 page 52**). Les profils donnés en **Figure IV-20 (a)** montrent une faible activation par rapport à la dose implantée (de 12 à 26% de fraction active pour 1 à 10 pulses). Cependant, pour chaque condition de recuit, la concentration active maximale est atteinte en surface puis décroît rapidement avec la profondeur. Ces résultats sont similaires à nos résultats obtenus par effet Hall différentiel pour la condition de densité d'énergie de 0,68 J.cm⁻².



De même, l'activation par recuit RTA à basse température (~650°C) pour différents temps (2, 40, 160 secondes) a été étudiée sur des couches implantées au bore. Les niveaux de concentration active sont évalués par nano-SRP et comparés au profil SIMS avant recuit (voir **Figure IV-20 (b)**). Les résultats montrent qu'en condition d'activation sans fusion (partielle ou non), une activation importante en surface (proche de 10²⁰ at.cm⁻³) peut être atteinte pour des budgets thermiques faibles car les dopants

ont plus de faciliter à se replacer en position substitutionnelle en surface. Toutefois, en comparaison au profil SIMS avant recuit, nous pouvons voir qu'une grande quantité de défauts reste présente dans la couche ainsi activée.

Dans cette partie, nous avons pu montrer qu'une activation importante de couches ultrafines ($\sim 5 \cdot 10^{20}$ atm.cm⁻³) était possible par l'utilisation d'un laser excimer pulsé. Toutefois, à ces échelles d'épaisseur, les transitions entre les différents cas de figure d'activation (sans fusion, fusion partielle, etc..) ont lieu suite à des faibles variations de la densité d'énergie (0,1-0,3 J.cm⁻²) et peuvent donc s'avérer complexes à contrôler. De plus, la difficulté du procédé de fabrication est accentuée en cas de pré-amorphisation de la couche. Sur la base de ces résultats, une stratégie possible d'amélioration de l'activation serait celle d'utiliser plusieurs impulsions laser dont la densité d'énergie resterait sous le seuil de fusion et ce, sur des couches non amorphisées.

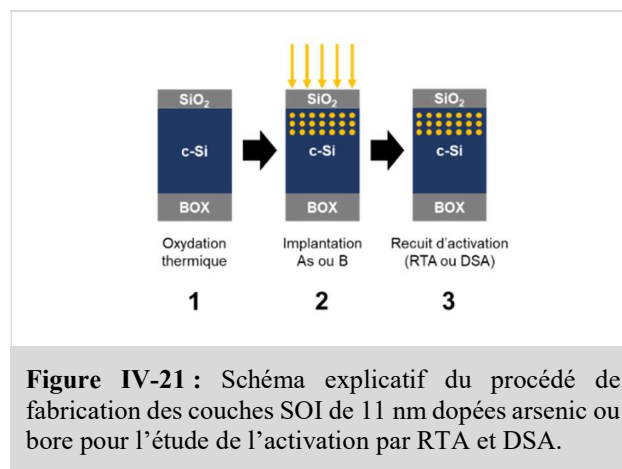
II - Etude de couches SOI ultrafines

Dans cette partie, nous allons étudier la différence d'impact entre les recuits RTA et DSA (présentés en **chapitre 1**) sur l'activation de couches SOI ultrafines. Deux espèces dopantes seront considérées : l'arsenic et le bore.

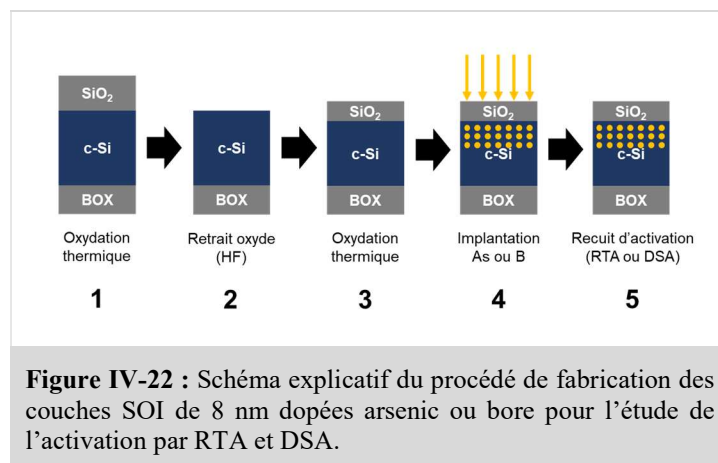
A . Implantation Arsenic

1 / Conditions de fabrication

Deux épaisseurs de couches SOI sont utilisées : 11 nm et 8 nm. Pour les couches de 11 nm, une couche de 1 nm d'oxyde thermique est créée en surface (voir **Figure IV-22**). L'implantation ionique d'arsenic est ensuite réalisée à travers la couche superficielle d'oxyde à une énergie de 3 keV et à une dose de 10^{14} at.cm⁻². L'activation des dopants est effectuée par recuit RTA ou DSA.



Les couches SOI de 8 nm sont amincies à partir des SOI de 11 nm par oxydation thermique (voir **Figure IV-22**). L'oxyde formé est ensuite retiré par chimie HF. Après amincissement, le même procédé d'implantation que pour les couches de 11 nm est appliqué à une énergie de 3 keV et une dose de $3,0 \cdot 10^{13}$ at.cm⁻². L'oxyde de surface est utilisé pour éviter toute exo-diffusion des dopants lors de l'activation.



Toutes les conditions d'implantations et techniques de caractérisation utilisées sont résumées dans le **Tableau IV-5** suivant :

Référence	Condition d'implantation	Epaisseur du SOI (nm)	Recuit	Techniques de caractérisation utilisées
S1	3 keV 10^{14} at.cm ⁻²	11	RTA (1050°C)	SIMS oxygène SIMS arsenic Effet Hall Ellipsométrie TEM/EDX
S2		11	DSA (1130°C)	
S3	3 keV $3,0 \cdot 10^{13}$ at.cm ⁻²	8	RTA (1050°C)	
S4		8	DSA (1130°C)	

Tableau IV-5 : Conditions d'implantations et de recuit pour les SOI implantés à l'Arsenic.

Des profils SIMS de l'oxygène et de l'arsenic ont été mesurés sur chacune de ces couches en présence de l'oxyde de surface.

2 / Analyse des mesures par effet Hall conventionnel

Les structures de mesure Van de Pauw ont été fabriquées sur chacune des couches dopées selon les conditions détaillées précédemment. Des mesures conventionnelles d'effet Hall sont réalisées sur ces échantillons et les valeurs moyennes de résistances par carré R_S , de mobilité de Hall μ_H et de doses de Hall N_H sont reportées en **Figure IV-23**. Le coefficient de scattering de l'arsenic dans le silicium est de 1. Par conséquent, les paramètres de Hall sont équivalents aux paramètres réels.

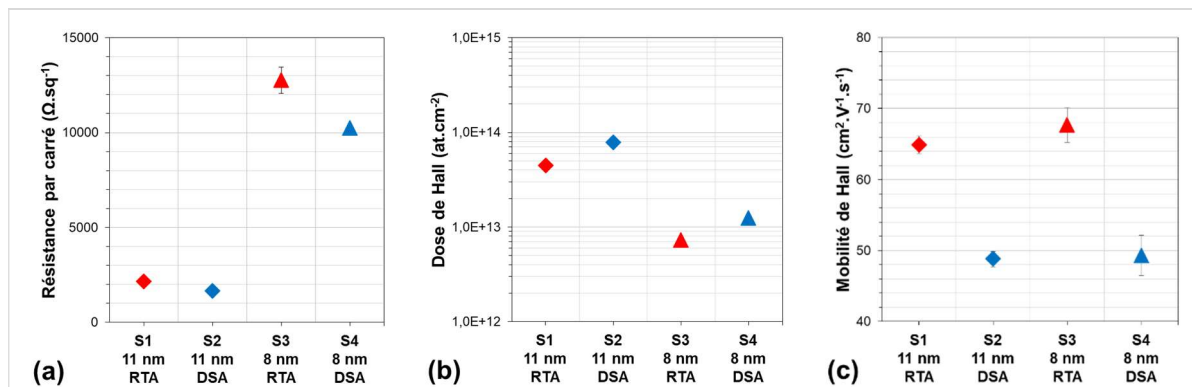


Figure IV-23 : Mesures de la résistance carrée R_S (a), de la mobilité de Hall μ_H (b), et de la dose de N_H (c) pour les échantillons S1, S2, S3 et S4 mesurés par effet Hall conventionnel.

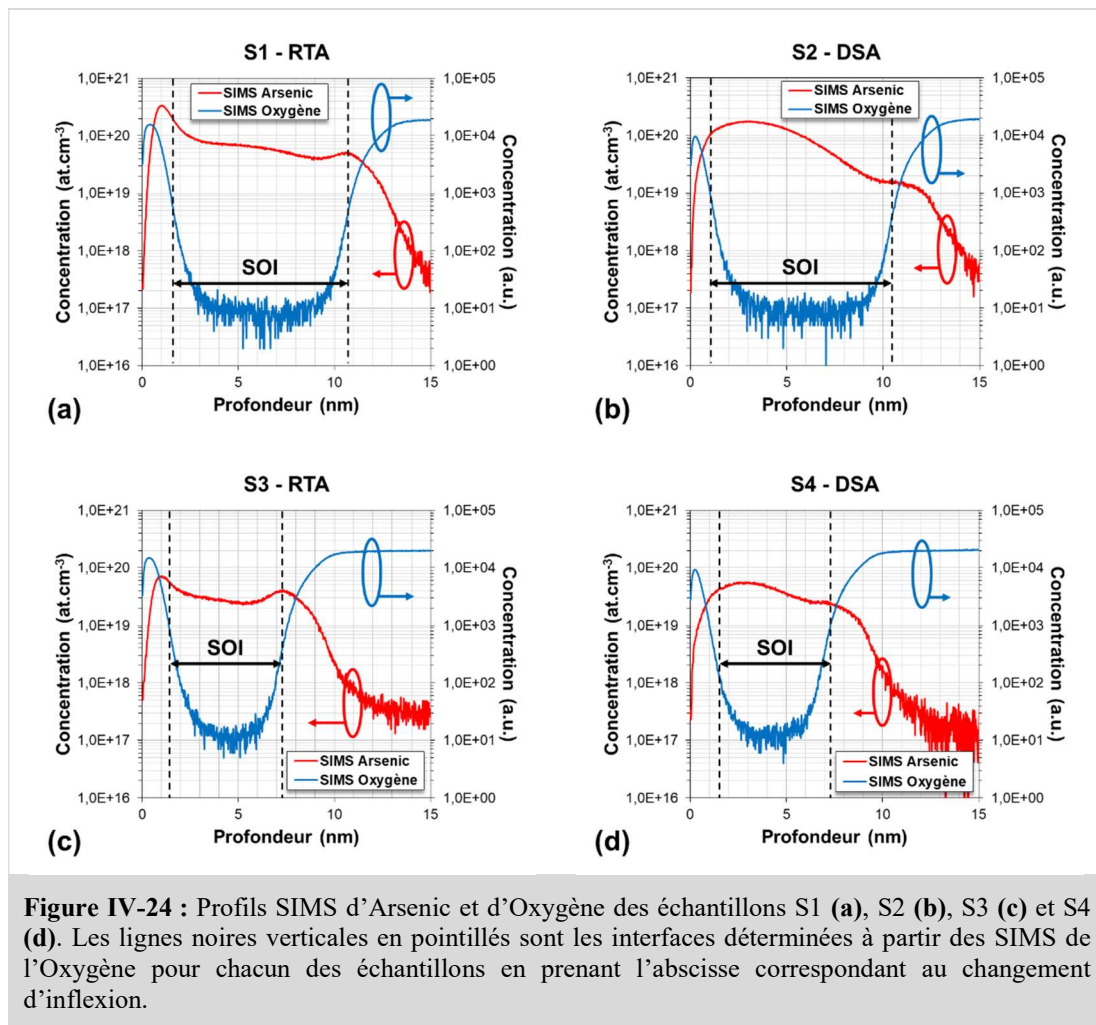
Pour une épaisseur de 11 nm, la résistance par carré obtenue par recuit DSA ($\sim 1640 \Omega.sq^{-1}$) est plus faible que la résistance par carré résultant du recuit RTA ($\sim 2160 \Omega.sq^{-1}$). Cette différence de résistance suggère une meilleure activation par recuit DSA. Ceci est confirmé par une dose active de Hall plus élevée pour le recuit DSA ($\sim 7,8 \cdot 10^{13}$ at.cm⁻²) comparée au recuit RTA ($\sim 4,5 \cdot 10^{13}$ at.cm⁻²). Cette augmentation de la dose active compense la diminution de mobilité lorsqu'on passe du recuit RTA (~ 65 cm².V⁻¹.s⁻¹) au recuit DSA (~ 49 cm².V⁻¹.s⁻¹). En réduisant les dimensions des couches de 11 nm à 8 nm et la dose implantée d'un facteur ~ 3 , la résistance par carré augmente d'un facteur 6 et la dose de Hall diminue d'un facteur ~ 6 . Cependant, les mêmes tendances entre les recuits RTA et DSA sont retrouvées, le DSA donnant une meilleure activation que le RTA.

3 / Analyse par effet Hall différentiel

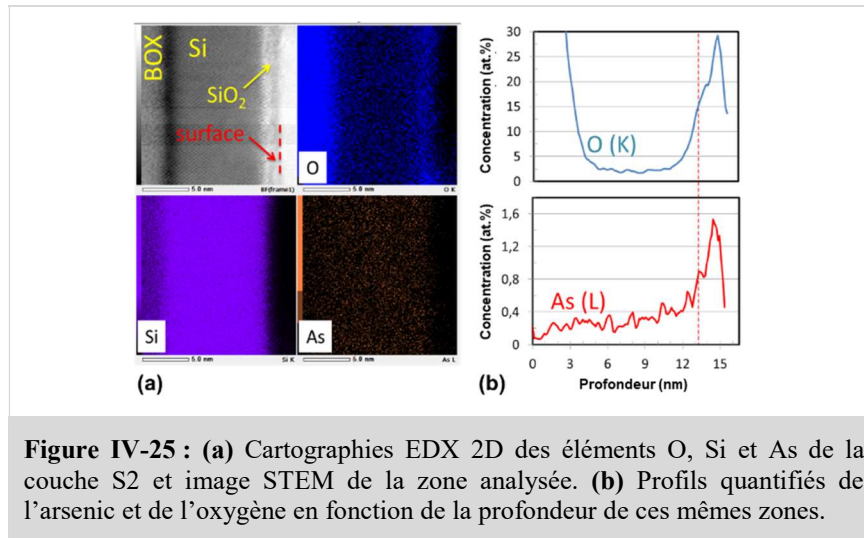
Comme précisé précédemment, les profils SIMS de l'arsenic ont été mesurés avec la couche de protection de SiO_2 formée par oxydation thermique. Le calcul des profils de concentration et de mobilité différentiels nécessite de connaître la position des interfaces $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{BOX}$. Nous détaillerons la méthode utilisée dans une première section. Puis, dans une deuxième et troisième section, nous exposerons et interpréterons les profils différentiels calculés.

a) Prise en compte de la position des interfaces $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{BOX}$

Dans le but de comparer de façon pertinente les paramètres électriques calculés à partir des profils SIMS de l'arsenic avec les mesures obtenues par effet Hall, nous devons identifier la portion du profil SIMS de l'arsenic correspondant à la couche SOI. Pour ce faire, nous avons superposé les profils SIMS de l'oxygène et de l'arsenic (voir **Figure IV-24**). La position des interfaces $\text{SiO}_2/\text{silicium}$ et silicium/BOX est choisie en prenant la mi-hauteur des transitions abruptes des profils SIMS de l'oxygène.



Afin de confirmer ces résultats, nous avons effectué une analyse chimique par TEM-EDX sur la couche SOI de 11 nm activée par RTA (voir **S1** dans le **Tableau IV-5**). Les cartographies du silicium, de l'arsenic et de l'oxygène sont données en **Figure IV-25 (a)**. La position des interfaces est déterminée à partir des profils de concentration de l'arsenic et de l'oxygène grâce au même critère que pour les profils SIMS (voir **Figure IV-25 (b)**).



Les profils SIMS en **Figure IV-24** montrent donc qu'une partie de l'arsenic implanté est piégé dans l'oxyde de surface et dans l'oxyde enterré. Afin d'évaluer la quantité de dopants piégés, il est nécessaire de comparer les doses totales N_{SIMS} calculées à partir des profils SIMS d'arsenic (voir **Équation IV-2**) avec les doses N_{SOI} calculées dans les régions identifiées graphiquement (voir **Équation IV-3**).

$$N_{SIMS} = \int n_{SIMS}(x)dx \quad \text{Équation IV-2}$$

$$N_{SOI} = \int n_{SOI}(x)dx \quad \text{Équation IV-3}$$

Les valeurs de doses N_{SIMS} et N_{SOI} trouvées sont résumées dans le **Tableau IV-6**. La fraction de dopants piégés dans la couche SOI (N_{SOI}/N_{SIMS}) est plus importante dans les échantillons activés par DSA (de 80% à 90%) que dans les couches activées par RTA (~60%). Ceci est attribué aux phénomènes de ségrégation, qui sont plus importants pour des recuits de longue durée (RTA(s)) comparé aux recuits de courte durée (DSA(ns)).

Référence	N_{SIMS} (at.cm ⁻²)	N_{SOI} (at.cm ⁻²)	N_{SOI}/N_{SIMS}	N_{SOI}^{active} (at.cm ⁻²)	N_{SOI}^{active}/N_{SOI}	α (-)
S1 – 11 nm – RTA	9,7.10 ¹³	6,1.10 ¹³	~63%	4,5.10 ¹³	~73%	0,90
S2 – 11 nm – DSA	9,7.10 ¹³	8,8.10 ¹³	~91%	7,8.10 ¹³	~89%	0,78
S3 – 8 nm – RTA	3,0.10 ¹³	1,8.10 ¹³	~60%	7,2.10 ¹²	~40%	0,69
S4 – 8 nm – DSA	3,0.10 ¹³	2,4.10 ¹³	~79%	1,2.10 ¹³	~52%	0,56

Tableau IV-6 : Tableau résumant les valeurs de doses totales N_{SIMS} , retenues N_{SOI} et actives N_{SOI}^{active} pour chacune des couches SOI dopées à l'arsenic étudiées.

Les doses mesurées par effet Hall N_{SOI}^{active} (voir **Figure IV-23**) montrent une activation partielle (< 90%) pour toutes les couches (voir rapport N_{SOI}^{active}/N_{SOI} en **Tableau IV-6**). Pour de tels recuits, l'activation attendue devrait être totale. De plus, pour les couches de 11 nm, les coefficients de dégradation de mobilité α sont très proches de 1, ce qui n'est pas en accord avec une activation partielle. Les pourcentages actifs ont été déterminés sans tenir compte des régions de déplétion. Afin d'évaluer la largeur de ces zones de déplétion, nous allons mesurer le niveau d'activation par effet Hall différentiel.

b) Evaluation de l'activation par effet Hall différentiel

Le procédé de gravure par oxydation (dans l'environnement contrôlé de la salle blanche) suivi du retrait de l'oxyde par chimie HF/éthanol a été appliqué à ces couches. Des mesures par effet Hall sont effectuées avant et après chaque étape de gravure de l'oxyde par HF (c'est-à-dire en présence ou non de l'oxyde de surface). Pour les couches SOI de 11 nm, quatre gravures ont pu être réalisées. Cependant, en vue des valeurs du coefficient de correction F obtenues (< 1), nous avons choisi d'exclure la série de mesure effectuée après la quatrième gravure. Pour les couches de 8 nm, seulement deux séries de mesures ont été possibles et seront conservées pour le calcul des profils différentiels.

Les largeurs de déplétion sont évaluées à partir des concentrations moyennes tirées des profils différentiels de concentration $\bar{C}_{DHE}$ (voir **Tableau IV-7**) et des simulations présentées en **page 76** (**chapitre 2**) pour des densités de pièges d'environ $10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$. Compte tenu de la faible variation de la concentration de dopants actifs en fonction de la profondeur dans tous les échantillons analysés, la largeur de déplétion peut être considérée comme constante d'une gravure à l'autre. Ainsi, une translation du profil différentiel selon l'axe des profondeurs suffit pour tenir compte de l'impact de la déplétion de surface [CHANDRA-79] [YEO-87]. Les profils de concentration différentiels calculés sont comparés à leurs profils SIMS respectifs en **Figure IV-26** (les zones de déplétion apparaissent en vert). La superposition des profils DHE et SIMS suggèrent une activation totale.

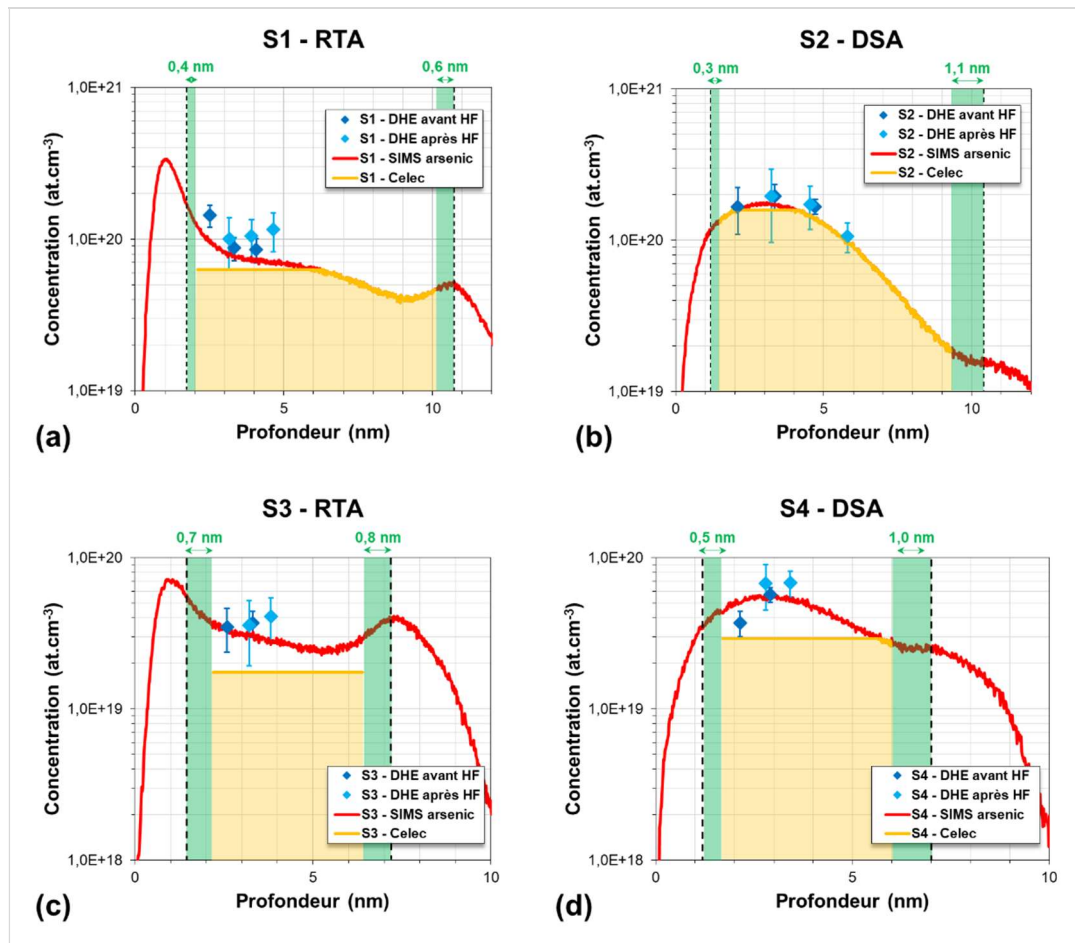


Figure IV-26 : Profils différentiels de concentration des couches S1 (a), S2 (b), S3 (c) et S4 (d) comparés à leurs profils SIMS respectifs. Les aires vertes correspondent aux largeurs de déplétion estimées et les aires jaunes, aux doses actives considérées pour l'analyse qualitative.

Nous avons aussi effectué une analyse comparative entre les mesures électriques initiales (section précédente) et les paramètres extraits des profils SIMS en tenant compte des zones de déplétion. Les niveaux de concentration électrique calculés C_{elec} sont tracés en **Figure IV-26** (courbes jaunes) et résumés dans le **Tableau IV-7** avec les coefficients de dégradation de mobilité α correspondants. Pour S1 et S2, les valeurs de C_{elec} sont en accord avec les niveaux d'activation démontrés par l'effet Hall différentiel et suggèrent une activation quasi-totale (89% pour S1 et 98% pour S2) (voir **Figure IV-26 (a) et (b)**). La dégradation de mobilité est négligeable voire absente (0,92 pour S1 et 0,82 pour S2). En revanche, pour S3 et S4, les niveaux d'activation calculés sont légèrement inférieurs à la concentration attendue et donne une activation partielle (59% pour S3 et 65% pour S4) (voir **Figure IV-26 (c) et (d)**). Les coefficients de dégradation de mobilité correspondants sont de 0,73 pour S3 et de 0,61 pour S4.

En vue des conditions de recuit utilisées et de la fiabilité des mesures effets Hall que nous avons démontrée dans le chapitre précédent, nous sommes en mesure d'affirmer que toutes les couches étudiées sont totalement actives. La différence de résultat obtenue entre l'analyse qualitative et les mesures DHE pour les couches de 8 nm peut s'expliquer par le fait que la méthode d'analyse atteint ses limites pour des couches ultrafines dopées à l'aide de techniques avancées ou/et par une sous-estimation des largeurs de déplétion pour des concentrations inférieures à $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$. Pour la suite de nos analyses, nous considérerons que toutes ces couches sont 100% actives. Des améliorations pour la méthode d'analyse qualitative seront suggérées en section III (**page 153**).

Référence	$\bar{C}_{DHE}$ (en at.cm^{-3})	C_{elec} (en at.cm^{-3})	Activation	α (-)	ξ (-)
S1 – 11 nm – RTA	$1,1 \cdot 10^{20}$	$8,4 \cdot 10^{19}$	89%	0,92	1,15
S2 – 11 nm – DSA	$1,7 \cdot 10^{20}$	$1,6 \cdot 10^{20}$	98%	0,82	0,94
S3 – 8 nm – RTA	$3,7 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	59%	0,73	0,86
S4 – 8 nm – DSA	$5,7 \cdot 10^{19}$	$5,0 \cdot 10^{19}$	65%	0,61	0,70

Tableau IV-7 : Tableau résumant les niveaux de concentration électriques C_{elec} et $\bar{C}_{DHE}$ ainsi que les coefficients de dégradation de mobilité α calculés par comparaison SIMS-effet Hall et ξ obtenus à partir des mesures par effet Hall différentiel.

Un coefficient ξ conceptuellement identique à α peut être calculé à partir des concentrations différentielles moyennes $\bar{C}_{DHE}$ de chaque couche. Les mobilités correspondantes sont déduites des courbes de Masetti de l'arsenic dans le silicium [MASETTI-83] puis comparées aux mobilités moyennes $\bar{\mu}_{DHE}$ évaluées à partir des profils différentiels de mobilité à travers le rapport :

$$\xi = \frac{\bar{\mu}_{DHE}}{\mu_{Masetti}} \quad \text{Équation IV-4}$$

Pour les couches de 11 nm, les valeurs de ξ confirment les conclusions précédemment établies, c'est-à-dire une activation totale et une absence de dégradation de mobilité (voir **Tableau IV-7**). Pour les couches de 8 nm, les coefficients ξ sont inférieurs à 1 mais plus grands que les coefficients α et tendent à confirmer une dégradation de mobilité. Afin de pouvoir conclure sur la dégradation de mobilité, nous allons étudier les phénomènes de scattering mis en jeu pour chaque couche grâce à des mesures de mobilité en température (par effet Hall).

4 / Analyse des courbes de mobilité en fonction de la température

a) Conditions de mesure et résultats

Nous avons réalisé des mesures de mobilités par effet Hall pour des températures comprises entre 110 K et 300 K (voir **Figure IV-27**).

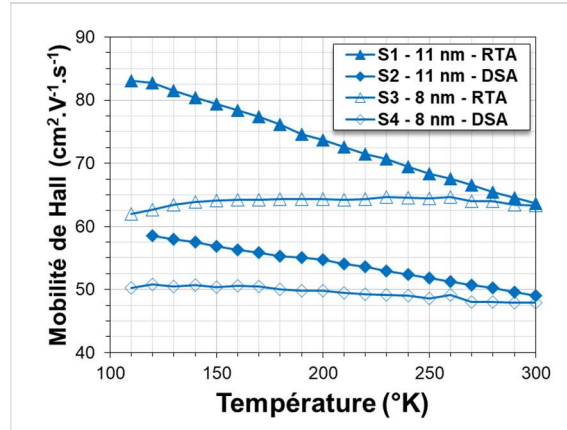
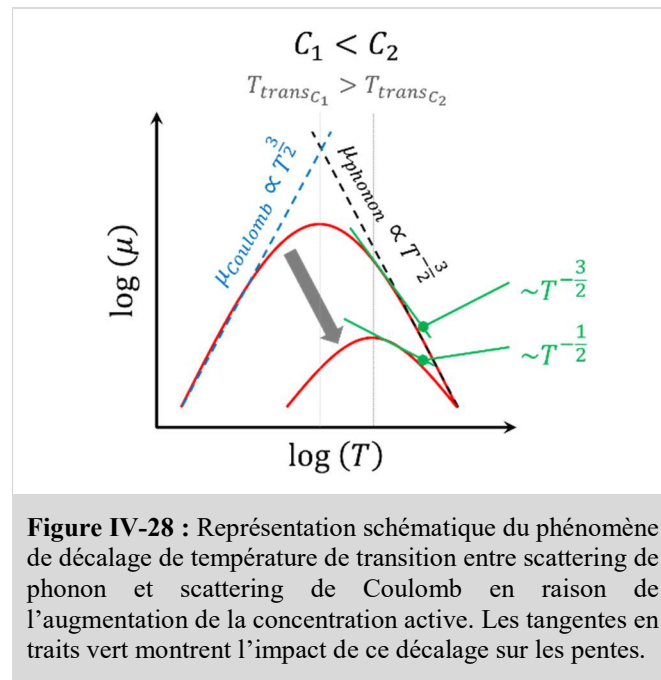


Figure IV-27 : Graphe de la mobilité en fonction de la température en échelle logarithmique.

Pour les SOI de 11 nm, l'augmentation de mobilité observée a été évaluée en échelle logarithmique et correspond à une variation en $T^{-1/2}$ entre 300 K et 200 K suivi d'une légère inflexion entre 200 K et 100 K. Ces variations semblent correspondre à un scattering de phonon. Toutefois, dans ce cas, une évolution en $T^{-3/2}$ est attendue. Les mesures d'effet Hall conventionnel et différentiel montrées précédemment (à 300K) confirment que l'évolution en $T^{-1/2}$ ne peut provenir d'une dégradation de mobilité. De plus, une tendance identique a été observée par [SEVERAC-09] pour une couche de silicium implantée au bore et recuite par un triple recuit Flash (voir **chapitre 1 page 30**) à 1300°C (activation quasi-totale et α proche de 1). La tendance réduite peut être attribué à un décalage de la température de transition (entre scattering de phonon et de Coulomb) vers les températures plus élevées dû à l'accentuation du scattering de Coulomb pour des couches dopées à des concentrations importantes (voir **Figure IV-28**). Ainsi, la portion de courbe mesurée correspondrait à un début de transition d'un scattering de phonon vers un scattering de Coulomb.

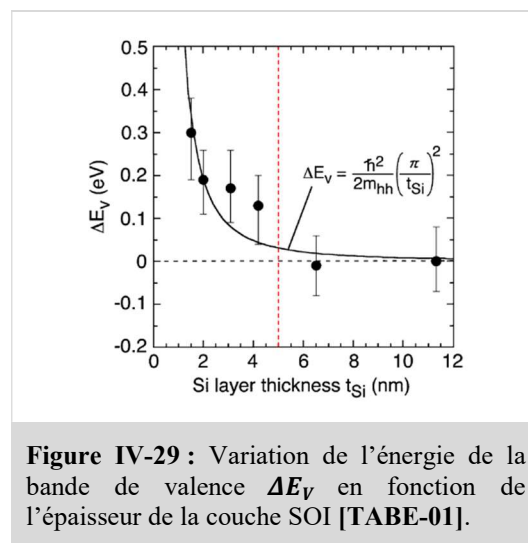
Pour les SOI de 8 nm, la mobilité est constante entre 110 K et 300 K. Les concentrations actives présentes dans ces couches étant plus faibles que pour les couches de 11 nm, le décalage de la température de transition est donc moins prononcé. Par conséquent, dans le cas idéal d'une couche dont la dégradation de mobilité serait négligeable, la pente en température devrait être plus abrupte que $T^{-1/2}$ lorsque la température est réduite entre 300K et 110K. De ce fait, un phénomène de scattering autre que le scattering de Coulomb et de phonon prédomine dans les couches de 8 nm. Afin d'identifier la source de la dégradation de mobilité, nous avons exploré en détails plusieurs phénomènes étudiés dans la littérature.



b) Les phénomènes possibles de dégradation de mobilité

(i) Confinement quantique

Les travaux de Tabe et al. [TABE-01] ont permis d'évaluer l'impact de l'épaisseur d'une couche SOI sur ses propriétés de bandes d'énergie, en particulier la bande de valence. Pour cela, une couche initiale SOI d'une épaisseur d'environ 11 nm a été amincie par voie chimique (HF/H₂O et H₂SO₄/H₂O₂) jusqu'à 1 nm d'épaisseur. Les épaisseurs sont mesurées par ellipsométrie et les propriétés de bande par spectrométrie photoélectronique X (ou XPS pour « *X-ray Photoelectron Spectroscopy* »). La **Figure IV-29**, extraite de la publication de Tabe, donne la variation de l'énergie de la bande de valence ΔE_V en fonction de l'épaisseur de la couche SOI. Une variation significative est observée en dessous d'une épaisseur de 5 nm.

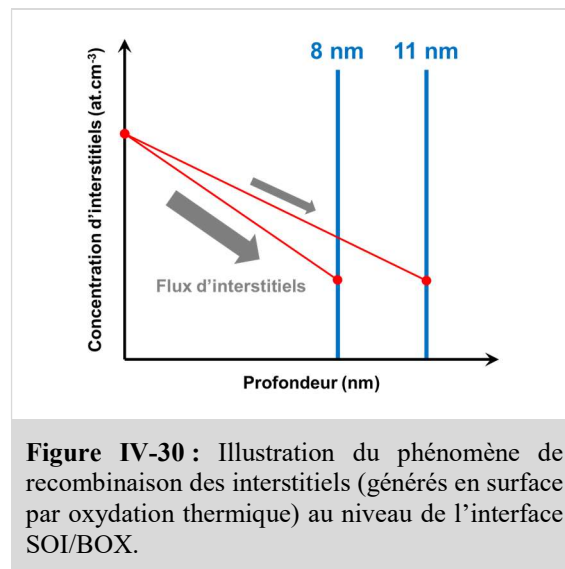


Ces mesures ont été vérifiées par simulation en résolvant l'équation de Schrödinger pour un puit quantique de Silicium avec des potentiels limites infinis (voir courbe noire en **Figure IV-29**). Nos

couches étant plus épaisses que 5 nm, il n'est pas attendu que le confinement quantique ait un impact sur les propriétés électriques.

(ii) Injection d'interstitiels

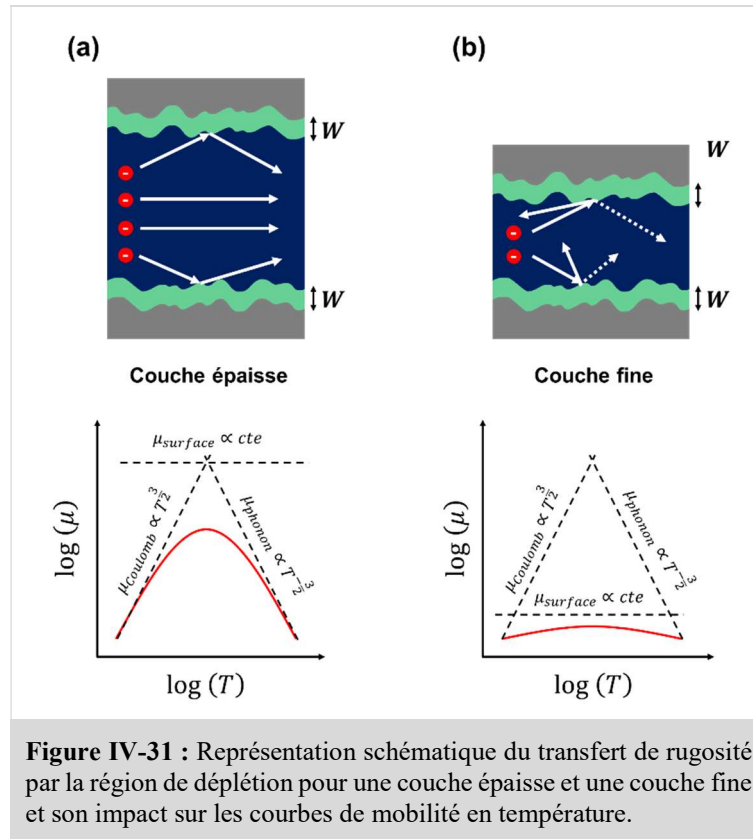
Comme explicité en début de partie (**page 140**), des oxydations thermiques sont utilisées pour fabriquer des couches de SiO₂ superficielles ainsi que pour amincir les couches de 11 nm d'épaisseur en couche de 8 nm. Il a été montré dans plusieurs travaux que ce procédé conduit à l'injection d'atomes de silicium interstitiels [TANIGUCHI-89] [KATO-11] [DUNHAM-89]. Ces atomes interstitiels peuvent être à l'origine de deux phénomènes indésirables connus : la génération de défaut d'empilement dans le cristal de Silicium (ou **OSF** pour « *Oxidation-induced Stacking Faults* ») ou la modification des propriétés de diffusion des dopants (ou **OED** pour « *Oxidation Enhanced Diffusion* »). Des travaux sur la diffusion du bore ont permis de montrer qu'en plus de la surface, les interfaces du type SOI/BOX étaient des régions de recombinaison efficaces permettant de réduire les phénomènes de formation de défauts étendus, de désactivation de dopants et la diffusion anormale du bore (ou **TED** pour « *Transient Enhanced Diffusion* ») [BAZIZI-10]. Dans notre cas, il est peu probable que les interstitiels affectent la diffusion de l'arsenic car d'une part, leur diffusion est moins dépendante des interstitiels que le bore et d'autre part, les couches SOI étudiées sont très fines et favorisent une recombinaison rapide de ces interstitiels. Cet effet est accentué lorsque la couche est amincie (voir **Figure IV-30**).



(iii) Scattering de surface

Le scattering de surface intervient en particulier sur la mobilité des porteurs dans un transistor en fonctionnement, c'est-à-dire en régime d'inversion (voir **chapitre 1 page 13**). Dans ces conditions, la déplétion de surface disparaît et la mobilité des porteurs est réduite par les interactions porteurs-surface [TAKAGI-94] [LEE-11] [PAZ-17] [LIZZIT-17]. Dans les couches que nous avons étudiées, la rugosité de surface (entre 0,1 nm et 0,2 nm (voir **chapitre 3 page 101**)) est inférieure à la déplétion de surface (entre 0,4 nm et 2 nm). De ce fait, les zones de déplétion empêchent la mobilité des porteurs d'être directement impactée par la rugosité de surface lors des mesures par effet Hall. Cependant, les aspérités de la surface peuvent se retrouver au niveau de la région de déplétion.

En **Figure IV-31** sont schématisés les différents cas possibles d'impact de la rugosité de surface à travers la zone de déplétion. Pour une couche épaisse, aussi bien pour un faible dopage qu'un fort dopage, l'interaction porteurs-région de déplétion est négligeable par rapport aux scattering de phonon et de Coulomb. Dans l'ensemble, les porteurs sont repoussés dans la direction du courant et sont peu affectés par les régions de déplétion (voir **Figure IV-31 (a)**). Pour une couche plus fine, à parité de rugosité, les interactions porteurs-région de déplétion sont accentuées et les autres mécanismes de scattering ne sont plus prépondérants (voir **Figure IV-31 (b)**). Le mécanisme de scattering est d'autant plus fort que la rugosité est importante et que les régions de déplétion sont larges (c'est-à-dire que le dopage est faible).



Ces courbes montrent que la réduction de l'épaisseur des couches entraîne une dégradation de la mobilité des électrons par scattering de surface (par interactions avec les régions de déplétion). Ceci exclut une dégradation de mobilité due à la présence de défauts d'implantation, qui aurait induit un scattering de coulomb exacerbé et donc un changement d'inflexion des courbes $\mu(T)$ à plus haute température. Par conséquent, ceci suggère que l'activation dans les couches SOI de 8 nm a été sous-estimée (à travers les largeurs de déplétion ou le signal du SIMS) et s'avère être finalement totale.

Dans cette partie, nous avons montré l'activation totale des couches SOI dopées arsenic grâce à la méthode d'effet Hall différentiel. De même, nous avons démontré qu'à cause des phénomènes de ségrégation engendrée lors des recuits RTA, environ 40% de la dose implantée était piégée aux interfaces oxydes/silicium. En revanche, grâce à leurs durées de l'ordre de la milliseconde, les recuits DSA permettent d'activer les espèces implantées sans diffusion et d'atteindre des niveaux de concentrations en surface plus élevés ($> 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$) que ceux obtenus par recuit RTA ($\leq 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$). Cette activation est en accord avec l'analyse comparative entre les mesures électriques initiales et les

paramètres de Hall extraits des profils SIMS en tenant compte des zones de déplétion aux interfaces SiO₂/SOI/BOX. Ces résultats ont mis en évidence une dégradation de la mobilité lorsque l'épaisseur de la couche SOI est réduite de 11 nm à 8 nm. Dans le but d'identifier le phénomène de scattering prépondérant à des températures au sein des couches étudiées, nous avons réalisé des mesures de mobilité en température. Pour les couches de 11 nm, la mobilité augmente avec une pente en $T^{-1/2}$ lorsque la température décroît. L'atténuation de cette pente, normalement de $T^{-3/2}$ pour un scattering électrons-phonons), s'explique par l'augmentation de la température de transition entre scattering de Coulomb et de phonon vers les plus hautes températures. Quant aux SOI de 8 nm d'épaisseur, la mobilité est constante entre 110 K et 300 K. Le confinement quantique, l'injection d'atomes de silicium interstitiels et le scattering de surface ne permettent pas d'expliquer l'atténuation du scattering de phonon à température ambiante. En revanche, l'amplification du scattering de surface (plus précisément électrons-région de déplétion), ne dépendant pas de la température, permet de justifier l'écrasement de la courbe de mobilité pour les SOI de 8 nm. Ce phénomène est accentué pour des rugosités et des largeurs de déplétion plus importantes.

B . Implantation Bore

1 / Conditions de fabrication

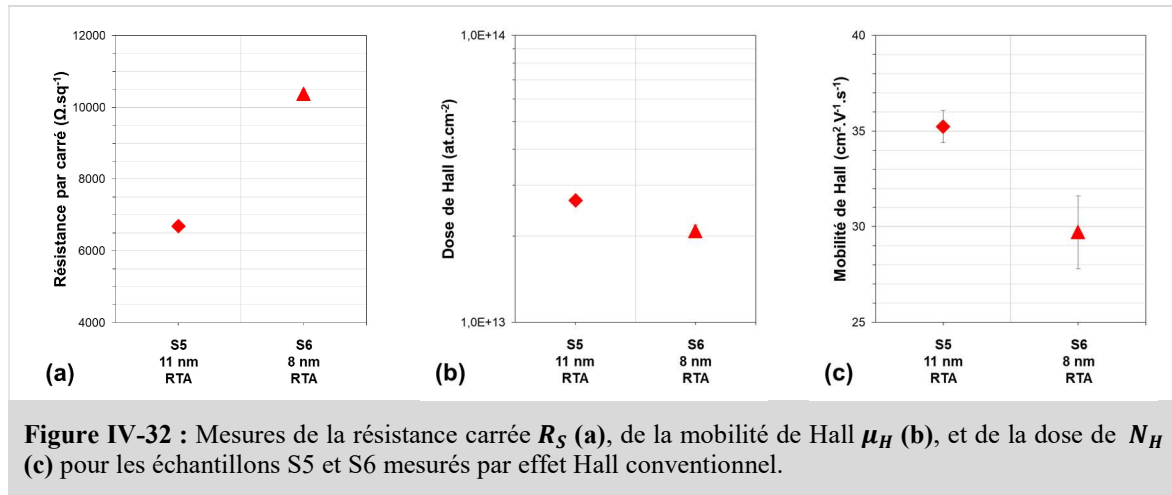
Dans cette partie, nous allons étudier des couches SOI de 11 nm et de 8 nm d'épaisseur dopées au bore. Le procédé de fabrication est identique au procédé exposé pour l'implantation d'arsenic en **section A** (voir **Figure IV-22**). Les espèces implantées sont activées par recuit RTA et les conditions d'implantation sont résumées dans le **Tableau IV-8**.

Référence	Condition d'implantation	Epaisseur du SOI (nm)	Recuit	Techniques de caractérisation utilisées
S5 – 11 nm – RTA	2 keV 7,0.10 ¹³ at.cm ⁻²	11	RTA (1050°C)	SIMS bore
S6 – 8 nm – RTA		8		Effet Hall Ellipsométrie

Tableau IV-8 : Conditions d'implantations et de recuit pour les SOI implantés au Bore.

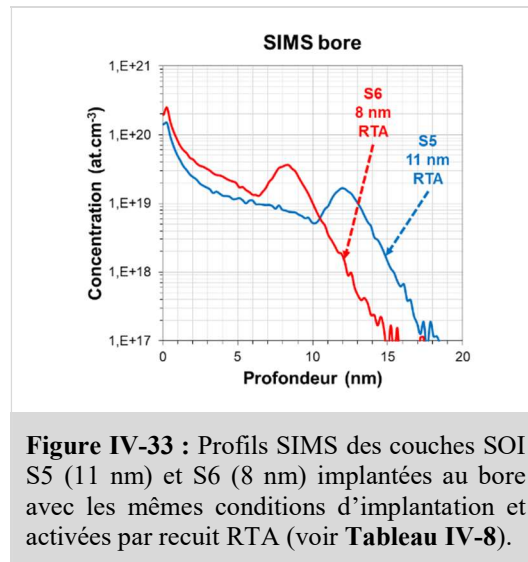
2 / Analyse par effet Hall différentiel

Ne disposant pas de SIMS de l'oxygène, l'estimation de la position des interfaces SiO₂/SOI/BOX est réalisée par combinaison des mesures par effet Hall, des épaisseurs obtenues par ellipsométrie et des paramètres calculés à partir des profils SIMS. Les valeurs moyennées (effet Hall conventionnel) des résistances par carré R_S , les doses de Hall N_H et les mobilité de Hall μ_H sont reportées en **Figure IV-32**. Les données de Hall peuvent être converties en valeur réelles en prenant le coefficient de scattering du bore dans le silicium : $r_H = 0,75$ [SASAKI-88].



Nous pouvons remarquer qu'à dose nominale implantée équivalente, la résistance par carré de la couche de 8 nm est plus élevée que celle mesurée sur la couche de 11 nm (d'un facteur $\sim 1,7$, voir **Figure IV-32 (a)**). De même, en passant d'une épaisseur de 11 nm à 8 nm, la dose et la mobilité sont réduites (respectivement d'un facteur $\sim 1,3$ et $\sim 1,2$, voir **Figure IV-32 (b) et (c)**). La diminution de la dose peut être due à une perte de dose dans l'oxyde enterrée ou bien à une activation incomplète. Aussi, la réduction de la mobilité signifie normalement une augmentation du niveau d'activation et donc une réduction de la résistance par carré. Cependant, ici, la résistance par carrée augmente. Afin de compléter notre analyse, nous allons tout d'abord combiner ces mesures aux profils SIMS ainsi qu'à des mesures d'ellipsométrie.

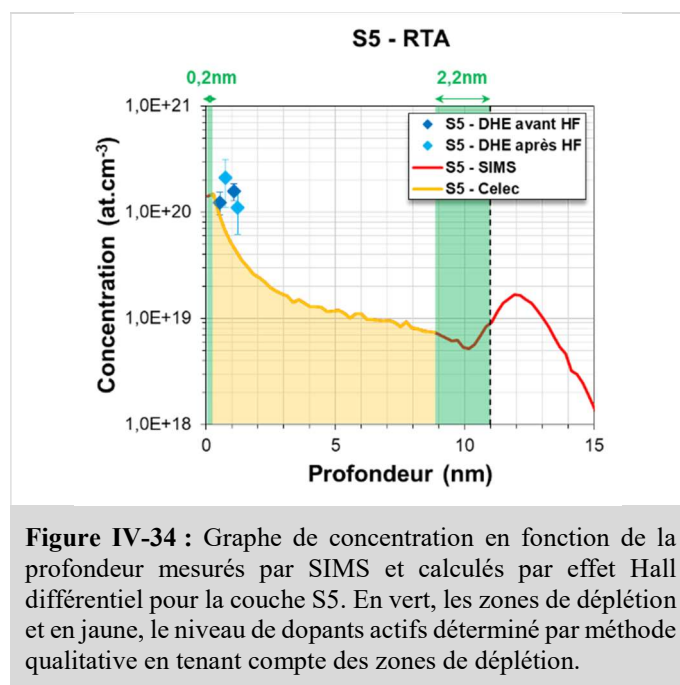
Les mesures par ellipsométrie donnent une épaisseur d'environ $\sim 1,6$ nm pour les oxydes de silicium en surface des deux couches. Quant aux SOI, des épaisseurs de 11 nm pour S5 et de 7,5 nm pour S6 sont mesurées. Les profils SIMS de ces couches sont exposés en **Figure IV-33**.



Les doses retenues N_{SOI} sont calculées à partir des profils SIMS en positionnant les interfaces aux profondeurs données par les mesures d'ellipsométrie. Pour la couche S5 (11 nm), l'interface SiO_2/SOI est positionnée à 1,6 nm de la surface et l'interface SOI/BOX à 12,6 nm. Pour S6 (8 nm), ces mêmes interfaces sont respectivement placées à 1,6 nm et 9,1 nm de la surface. Les doses de Hall extraites sont de $1,3 \cdot 10^{13} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-2}$ (S5) et $2,0 \cdot 10^{13} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-2}$ (S6). En tenant compte du coefficient de scattering (0,75), la dose mesurée pour S5 est d'environ $\sim 2,0 \cdot 10^{13} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-2}$ et est supérieure de 35% à la dose retenue N_{SIMS} .

Cela signifie que le profil SIMS sous-estime surement la concentration réelle. Toutefois, ce résultat suggère une activation totale de la couche S5. Nous allons vérifier cette conclusion par effet Hall différentiel.

La couche SOI de 11 nm (S5) est gravée deux fois et deux séries de mesures reproductibles avant et après gravure sont extraites. Pour le SOI de 8 nm, aucune mesure n'est réalisable après la première gravure. Par conséquent, le profil différentiel de la couche S6 ne pourra pas être calculé. En **Figure IV-34**, le profil différentiel de S5 est comparé au profil SIMS correspondant en tenant compte des zones de déplétion. Le profil d'effet Hall différentiel de S5 est en accord avec le niveau de concentration électrique déterminé précédemment (tracé en jaune en **Figure IV-34**) et montre une activation totale (superposition au SIMS). L'analyse comparative entre SIMS et effet Hall donne un niveau d'activation C_{elec} de $1,5 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ et un coefficient de dégradation de mobilité α de 0,8. De plus, le coefficient ξ (voir page **Équation IV-4**) obtenu est de 0,88, en accord avec le coefficient $\alpha \sim 0,80$. Ainsi, pour une couche de 11 nm dopée bore, le recuit RTA permet d'obtenir une activation totale et d'atteindre des concentrations de dopants actifs d'environ $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ proche de la surface.

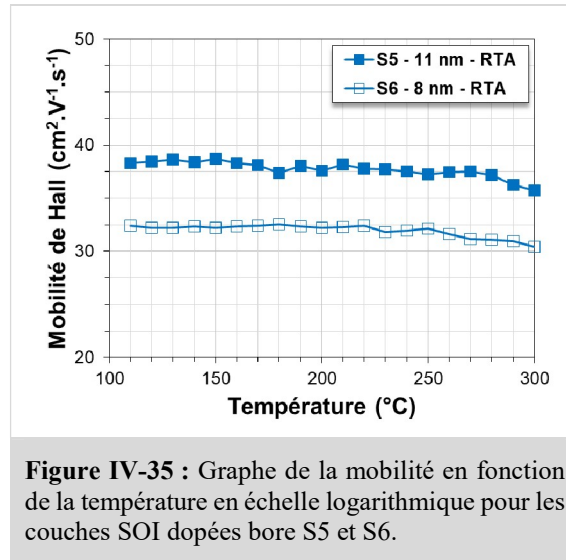


Lorsque l'épaisseur de la couche est réduite de 11 nm à 8 nm, la dose de Hall et la mobilité de Hall diminuent (voir **Figure IV-32 (b) et (c)**). La réduction de la mobilité de concert avec la réduction de dose active suggère une dégradation de la mobilité des porteurs. Cependant, la différence entre les doses active réelles mesurées entre S5 et S6 ($\sim 4,5 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$) répartie sur 3 nm donne une concentration proche de la concentration en queue de profil ($\sim 1,5 \cdot 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$). Ceci laisse supposer que la couche SOI de 8 nm est aussi totalement active. De la même façon que dans le cas des couches SOI dopées à l'arsenic de 8 nm, la couche S6 serait active à 100% mais son épaisseur entraînerait une dégradation de mobilité. Des mesures de mobilité en température ont été réalisées pour examiner cette hypothèse.

3 / Etude de la mobilité en fonction de la température

Les courbes de mobilité en fonction de la température sont tracées en **Figure IV-35**. Pour les deux couches S5 et S6, la mobilité est constante entre 110 K et 300 K. Ce résultat est en accord avec la conclusion établie pour la couche S6 (comparable aux couches S3 et S4, voir **Figure IV-27**). Cependant,

nous avons vu que la couche S5 était totalement active et que la dégradation de mobilité des porteurs au sein de cette couche était négligeable. Il était donc attendu d'observer une évolution de la mobilité en fonction de la température identique à celle des couches S1 et S2 dopées à l'arsenic (c'est-à-dire $\mu \propto T^{-1/2}$). Des investigations supplémentaires sont nécessaires pour comprendre le comportement en mobilité de cette couche.



III - Améliorations suggérées pour la technique d'effet Hall différentiel

Durant cette thèse, nous avons identifié plusieurs points de la technique d'effet Hall différentiel (appliquée à des couches ultrafines) qui pourraient être améliorés lors de futures études :

- **Traitement des données**

- Prise en compte de la largeur de déplétion pour la profilométrie de surface :

Pour tenir compte de la variation de déplétion avec la profondeur lors du calcul de chaque point d'un profil différentiel, Yeo et al. [YEO-87] ont décrit une procédure itérative. Nous avons tenté d'appliquer cette méthode à nos profils différentiels mais le nombre de points n'étaient pas suffisant pour aboutir à des résultats satisfaisants. Afin de rendre le calcul des profils de concentration en surface plus précis, l'algorithme développé par Yeo et al. pourrait être adapté à la profilométrie de surface.

- Suppression de la déplétion de surface :

La région active mesurable en surface est limitée par la largeur de la déplétion (en particulier pour des dopages faibles). Pour pouvoir mesurer la zone active dans les premiers plans d'une couche semi-conductrice dopée, il faudrait pouvoir se placer en condition de bande plate. Cette condition pourrait être réalisée en imposant une tension verticale supplémentaire permettant de contrôler la déplétion de surface (similaire à système MOS) ou en déposant un matériau permettant de lever la déformation des bandes (passivation).

- **Amélioration de la mesure par effet Hall**

Afin de maximiser le courant injecté dans les couches semi-conductrices pendant les mesures, il est nécessaire de réduire les résistances de contacts entre la couche et le métal des structures Van der Pauw. Le métal utilisé peut être adapté en fonction du matériau et du type de dopage.

- **Amélioration de la méthode de comparaison qualitative SIMS-Hall**

- Amélioration des paramètres C_{elec} et α

La comparaison entre valeurs mesurées et valeurs calculées à partir du profil SIMS est une méthode utile pour la validation des profils différentiels. Dans cette comparaison, l'évaluation du profil actif est effectuée à travers un niveau électrique maximum C_{elec} et un coefficient de dégradation de mobilité α , considérés constants. Afin d'affiner cette méthode, en particulier dans le cas de profils abrupts, il serait intéressant de pouvoir considérer un profil de concentration non uniforme et un coefficient de mobilité variable avec la concentration.

- Réduction de la dégradation du facteur de correction

Après plusieurs gravures successives sur une même structure de mesure, nous avons remarqué que le facteur de correction s'éloigne de plus en plus de 1 (valeur idéale). Pour pouvoir réduire ce phénomène, il est important d'en connaître son origine, qui demeure encore incertaine. Quelques pistes sont envisagées : la multiplication de gravures décentrées entraînant des résistances parasites dans chaque bras de la croix de Van der Pauw ou encore la constriction des lignes de courant lors de leur passage des zones non gravées aux zones gravées.

IV - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré qu'il était possible de mesurer par effet Hall conventionnel et différentiel des couches ultrafines de SiGe (~5 nm) et de Si (de 8 à 11 nm) avec une résolution nanométrique. Grâce à ces mesures, nous avons montré l'efficacité de multiples techniques avancées de dopage pour atteindre des fortes concentrations de dopants actifs en surface.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons d'abord confirmé par mesures conventionnelles d'effet Hall que la recristallisation par épitaxie en phase solide (SPER) appliquée à une couche SiGeOI ultrafine (~5 nm) permettait d'obtenir des concentrations actives comprises entre $1,0.10^{20}$ at.cm⁻³ et $2,0.10^{20}$ at.cm⁻³ proche de la surface. L'atout intéressant de la SPER est de pouvoir fournir de tels niveaux d'activation à l'aide d'un recuit à basse température (ici ~600°C mais il est possible de descendre à des températures de 500°C). Nous nous sommes ensuite intéressés au recuit laser (LTA). Ce dernier permet une activation efficace selon deux modes : activation sans fusion ou avec fusion partielle. Grâce à l'étude d'une activation sans fusion d'une couche SiGeOI, nous avons montré par effet Hall différentiel que des concentrations actives supérieures à $2,0.10^{20}$ at.cm⁻³ près de la surface étaient atteignables. Cependant, lorsque la dimension des couches est réduite, nous avons constaté que les intervalles en densité d'énergie entre activation sans fusion et activation avec fusion partielle devenaient de plus en plus étroits. Afin de faciliter le contrôle des conditions de recuit, il est possible d'amorphiser partiellement la couche avant implantation des espèces dopantes et de profiter de la différence de température de fusion entre matériau amorphe et cristallin. Toutefois, les conditions d'amorphisation à de telles dimensions sont difficiles à maîtriser. Le LTA et la SPER sont deux techniques très prometteuses pour atteindre des concentrations de dopants actifs au-delà de la solubilité limite (dans le solide). Ces techniques sont notamment très intéressantes dans le cadre de l'intégration verticale de transistors (M3D), grâce au caractère local du recuit thermique dans le cas LTA et grâce à la possibilité d'activer des dopants à basse température à l'aide de techniques de recuit conventionnelles (comme le RTA).

Dans la seconde partie, nous avons étudié l'impact des recuits RTA et DSA sur l'activation en surface de couches fines SOI de 8 à 11 nm dopées à l'arsenic et au bore. Pour l'arsenic, les résultats obtenus nous ont permis de mettre en lumière que le recuit DSA engendrait moins de diffusion que le recuit RTA et par conséquent entraînait de meilleurs niveaux d'activation en surface. Grâce à l'effet Hall différentiel, nous avons mesuré des concentrations comprises entre $1,0.10^{20}$ at.cm⁻³ et $2,0.10^{20}$ at.cm⁻³ après recuit DSA et de l'ordre de 10^{20} at.cm⁻³ pour le recuit RTA. Ces résultats ont mis en avant la limite de la méthode d'analyse qualitative basée sur les seules mesures conventionnelles et les profils SIMS. D'autre part, à l'aide de mesures de mobilité en température, nous avons observé que la réduction de l'épaisseur des couches modifiait le mécanisme de scattering prépondérant à température ambiante. En effet, pour des couches de 8 nm, la mobilité est indépendante de la température, ce qui suggère un scattering de surface. La mesure des couches SOI dopées bore et activées par RTA de 11 nm et de 8 nm ont révélé une activation totale avec des valeurs de concentrations en surface comprises entre $1,0.10^{20}$ at.cm⁻³ et $2,0.10^{20}$ at.cm⁻³. L'activation totale a été vérifiée avec succès par effet Hall différentiel sur la couche SOI de 11 nm contrairement à la couche SOI de 8 nm en raison d'une résistance par carré trop importante. Pour les deux épaisseurs de couche, la mobilité est indépendante de la température. En comparaison à l'étude du dopage arsenic, ce comportement est explicable pour une couche de 8 nm mais reste incompris pour une couche de 11 nm.

Au long de ce chapitre, nous avons montré que les recuits laser LTA et DSA permettaient d'atteindre des concentrations actives supérieures à 10^{20} at.cm⁻³ près de la surface. Ces résultats démontrent la pertinence de l'utilisation de ces techniques pour la réduction de la résistance de contact.

V - Références

- [ACOSTA-16] P. Acosta Alba, S. Kerdilès, B. Mathieu, R. Katchouli, P. Besson, M. Veillerot, F. Aussenac and C. Fenouillet-Béranger, F. Mazzamuto, I. Toqué-Trésonne, K. Huet, *Nanosecond laser annealing for phosphorous activation in ultra-thin implanted Silicon-On-Insulator substrates*, 2016 21st International Conference on Ion Implantation Technology (IIT), Tainan, Taiwan, September 26–30, 2016.
- [ALEKSANDROV-11] O. V. Aleksandrov and A. I. Dus, A Model of Formation of Fixed Charge in Thermal Silicon Dioxide, *Semiconductors*, 2011, Vol. 45, No. 4, pp. 467-473.
- [BATUDE-15] P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, L. Pasini, V. Lu1, F. Deprat, L. Brunet, B. Sklenard, F. Piegas-Luce, M. Cassé, B. Mathieu, O. Billoint, G. Cibrario, O. Turkyilmaz, H. Sarhan, S. Thuries, L. Hutin, S. Sollier, J. Widiez, L. Hortemel, C. Tabone, M-P Samson, B. Previtali, N. Rambal, F. Ponthenier, J. Mazurier, R. Beneyton, M. Bidaud, E. Josse, E. Petitprez, O. Rozeau, M. Rivoire, C. Euvard-Colnat, A. Seignard, F. Fournel, L. Benaissa, P. Coudrain, P. Leduc, J-M. Hartmann, P. Besson, S. Kerdiles, C. Bout, F. Nemouchi, A. Royer, C. Agraffeil G. Ghibaudo, T. Signamarcheix, M. Haond, F. Clermidy, O. Faynot and M. Vinet, *3DVLSI with CoolCube process: An alternative path to scaling*, 2015 Symposium on VLSI Technology (VLSI Technology), Kyoto, Japan, June 16-18, 2015.
- [BAZIZI-10] E. M. Bazizi, P. F. Fazzini, A. Pakfar, C. Tavernier, B. Vandelle, H. Kheyrandish, S. Paul, W. Lerch, F. Cristiano, *Modeling of the effect of the buried Si–SiO₂ interface on transient enhanced boron diffusion in silicon on insulator*, *Journal Of Applied Physics*, Vol. 107, 074503, 2010.
- [BJORK-08] M. T. Bjork, H. Schmid, J. Knoch, H. Riel and W. Riess, *Donor deactivation in silicon nanostructures*, *Nature Nanotechnology*, 2009, 4, 103–107.
- [BRUNET-16] L. Brunet, P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, P. Besombes, L. Hortemel, F. Ponthenier, B. Previtali, C. Tabone, A. Royer, C. Agraffeil, C. Euvard-Colnat, A. Seignard, C. Morales, F. Fournel, L. Benaissa, T. Signamarcheix, P. Besson, M. Jourdan, R. Kachtouli, V. Benevent, J.-M. Hartmann, C. Comboroure, N. Allouti, N. Posseme, C. Vizioz, C. Arvet, S. Barnola, S. Kerdiles, L. Baud, L. Pasini, C.-M. V. Lu, F. Deprat, A. Toffoli, G. Romano, C. Guedj, V. Delaye, F. Boeuf, O. Faynot and M. Vinet, *First demonstration of a CMOS over CMOS 3D VLSI CoolCube™ integration on 300mm wafers*, 2016 Symposium on VLSI Technology (VLSI Technology), Honolulu, Hawaii, USA, June 14-16, 2016.
- [CHANDRA-79] A. Chandra, C. E. C. Wood, D. W. Woodard and L. F. Eastman, *Surface and interface depletion corrections to free carrier-density determinations by Hall measurements*, *Solid-State Electronics*, 1979, Vol. 22, pp. 645-650.
- [CHOI-95] J.-H. Choi, Y.-J. Park and H.-S. Min, *Electron Mobility Behavior in Extremely Thin SOI MOSFET's*, 1995, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 16, No. 11, pp. 527-529.
- [CLERMIDY-15] F. Clermidy, O. Billoint, H. Sarhan, S. Thuries, *Technology scaling: the CoolCube™ paradigm*, 2015 IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S), Rohnert Park, USA, October 5-8, 2015.
- [DIARRA-07] M. Diarra, Y.-M. Niquet, C. Delerue, and G. Allan, *Ionization energy of donor and acceptor impurities in semiconductor nanowires: Importance of dielectric confinement*, *Physical Review B*, 2007, Vol. 75, Iss. 4-15, 045301.
- [DUNHAM-89] S. T. Dunham, *Interstitial Kinetics Near Oxidizing Silicon Interfaces*, *J. Electrochem. Soc.*, 1989, Vol. 136, No. 1, pp. 250-254.
- [EHRlich-89] D. J. Ehrlich and J. Y. Tsao, *Laser Microfabrication, Thin Film Processes and Lithography*. Edited by Academic Press, 1989.

[FENOUILLET, ACOSTA-16] C. Fenouillet-Beranger, P. Acosta-Alba, B. Mathieu, S. Kerdilès, M-P. Samson,, B. Previtali, N. Rambal,, V. Lapras,, F. Ibars, A. Roman,, R. Kachtouli, P. Besson,, J-P. Nieto, L. Pasini,, L. Brunet, F. Aussenac, J-M. Hartmann, F. Mazzamuto, I. Toqué-Trésonne, K. Huet, P. Batude, M. Vinet, *Ns laser annealing for junction activation preserving inter-tier interconnections stability within a 3D sequential integration*, 2016 IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S), Burlingame, USA, October 10-13, 2016.

[GAMIZ-98] F. Gamiz, J. A. Lopez-Villanueva, J. B. Roldan, J. E. Carceller and P. Cartujo, *Monte Carlo Simulation of Electron Transport Properties in Extremely Thin SOI MOSFET's*, IEEE Transactions on Electron Devices, 1998, Vol. 45, Iss. 5, pp. 1122-1126.

[HERNANDEZ-05] M. Hernandez, *Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium : étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité*, Thèse de doctorat, Université d'Orsay, 2005.

[HUET-12] K. Huet, M. Quillec, M. Italia, A. La Magna, Y. Qiu, E. Bedel, F. Cristiano, *Report on doping profiles and defects resulting from excimer laser annealing*, Projet n°258547 (ATEMOX), D4.2, Juin 2012.

[KATO-11] Y. Kato, R. Fukuda, Y. Takeno, T. Shimozaki, T. Okino, *Self-interstitials generated on silicon bulk surface*, Progress in Natural Science: Materials International, 2011, Vol. 21, Iss. 1, pp. 17-20.

[LEE-11] J. W. Lee, D. Jang, M. Mouis, G. T. Kim, T. Chiarella, T. Hoffmann, G. Ghibaudo, *Mobility analysis of surface roughness scattering in FinFET devices*, Solid-State Electronics, 2011, Vol. 62, Iss. 11, pp. 195-201.

[LIZZIT-17] D. Lizzit, O. Badami, R. Specogna, and D. Esseni, *Improved surface-roughness scattering and mobility models for multi-gate FETs with arbitrary cross-section and biasing scheme*, Journal of Applied Physics, 2017, Vol. 121, Iss. 24, 245301.

[MARMORSTEIN-97] A. Marmorstein, A. T. Voutsas, R. Solanki, *A systematic study and optimization of parameters affecting grain size and surface roughness in excimer laser annealed polysilicon thin films*, Journal of Applied Physics, Vol. 82, pp. 4303-4309, 1997.

[MASETTI-83] G. Masetti, M. Severi and S. Solmi, *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon*, IEEE Transactions on Electron Devices, 1983, Vol. 30, Iss. 7, pp. 764-769.

[NOBILI-94] D. Nobili, S. Solmi, A. Parisini, M. Derdour and A. Armigliato, *Precipitation, aggregation, and diffusion in heavily arsenic-doped silicon*, Physical Review B, 1994, Vol. 49, No. 4,

[PAZ-17] B. C. Paz, M. Cassé, S. Barraud, G. Reimbold, M. Vinet, O. Faynot and M. A. Pavanello, *New method for individual electrical characterization of stacked SOI nanowire MOSFETs*, IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S), Burlingame, USA, October 16-19, 2017.

[PRICE-81] P. J. Price, *Two-Dimensional Electron Transport in Semiconductor Layers. I. Phonon Scattering*, Annals of Physics, 1981, Vol. 133, Issu. 2, pp. 217-239.

[REGGIANI-02] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Baccarani, A. D. Stricker, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, and L. Zullino, *Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures—Part I: Bulk Mobility*, IEEE Transactions on Electron Devices, 2002, Vol. 49, Iss. 3, pp. 490-499.

[SASAKI-88] Y. Sasaki, K. Itoh, E. Inoue, S. Kishi and T. Mitsuishi, A new experimental determination of the relationship between the Hall mobility and the hole concentration in heavily doped p-type silicon, *Solid-State Electronics*, 1988, Vol. 31, No. 1, pp. 5-12.

[SCHAFFLER-01] F. Schäffler, *Silicon-Germanium ($Si_{1-x}Ge_x$)*, extracted from *Properties of Advanced Semiconductor Materials*, edited by Levinshtein, Rumyantsev and Shur, 2001.

[SEVERAC-09] F. Severac, *Jonctions ultra-minces p+/n pour MOS “ultimes”: étude de l'impact des défauts cristallins sur la mobilité et l'activation du bore*, Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2009.

[SCHWARZENBACH-15] W. Schwarzenbach, C. Malaquin, F. Allibert, G. Besnard, B.-Y. Nguyen, *Systematic evaluation of SOI Buried Oxide Reliability for Partially Depleted and Fully Depleted applications*, IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S), Rohnert Park, USA, October 5-8, 2015.

[SOLMI-91] S. Solmi, F. Baruffaldi, and R. Canteri, *Diffusion of boron in silicon during postimplantation annealing*, *Journal of Applied Physics*, 1991, Vol. 69, Iss. 4, pp. 2135-2142.

[TABE-01] M. Tabe, M. Kumezawa and Y. Ishikawa, Quantum-Confinement Effect in Ultrathin Si Layer of Silicon-on-Insulator Substrate, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2001, Vol. 40, Part 2, No. 2B, pp. L131-133.

[TAKAGI-94] S.-I. Takagi, A. Toriumi, M. Iwase and H. Tango, *On the Universality of Inversion Layer Mobility in Si MOSFET's: Part I-Effects of Substrate Impurity Concentration*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1994, Vol. 41, Iss. 12, pp. 2357-2362.

[TANIGUCHI-89] K. Taniguchi, Y. Shibata, and C. Hamaguchi, *Theoretical model for selfinterstitial generation at the Si/SiO₂ interface during thermal oxidation of silicon*, *Journal of Applied Physics*, 1989 Vol. 65, Iss. 7, pp. 2723-2727.

[VENTURINI-04] J. Venturini, M. Hernandez, G. Kerrien, C. Laviro, D. Camel, J. L. Santailler, T. Sarnet, J. Boulmer, *Excimer laser thermal processing of ultra-shallow junction: laser pulse duration*, *Thin Solid Films*, Vol. 453-454, pp. 145-149, 2004.

[VINET-16] M. Vinet, P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, L. Brunet, V. Mazzochi, C.-M. V. Lu, F. Deprat, J. Micout, B. Previtali, P. Besombes, N. Rambal, F. Andrieu, O. Billoint, M. Brocard, S. Thuries, G. Berhault, C. L. Dos Santos, G. Cibrario, F. Clermidy, D. Gitlin, O. Faynot, *Opportunities brought by sequential 3D CoolCubeTM integration*, 46th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), Lausanne, Switzerland, September 12-15, 2016.

[VYAS-82] H. P. Vyas, G. D. Kirchner and S. J. Lee, *Fixed Charge Density (Q_{ss}) at the Si-SiO₂ Interface for Thin Oxides*, *Journal of the Electrochemical Society: Solid-State Science and Technology*, 1982, pp. 1757-1760.

[YEO-87] Y. K. Yeo, R. L. Hengehold, and D. W. Elsaesser, *Surface-depletion effect correction to nonuniform carrier distributions by Hall measurements*, *Journal of Applied Physics*, 1987, Vol. 61, Iss. 11, pp. 5070-5075.

Chapitre V

Fabrication et caractérisation de contacts Schottky modulés par ségrégation de dopants : exemple du siliciure de platine

Chapitre V : Fabrication et caractérisation de contacts Schottky modulés par ségrégation de dopants : exemple du siliciure de platine

L'acheminement du courant peut être optimisé de deux façons : en augmentant la concentration de dopants actifs à la surface du semi-conducteur (SC) (vus dans les deux chapitres précédents) et/ou en diminuant la hauteur de barrière Schottky ϕ_B (rappel de l'expression de la résistance de contact R_C ci-dessous (Équation V-1)).

$$R_C = R_{C_0} \cdot \exp\left(\frac{2\phi_B}{\hbar} \sqrt{\frac{\varepsilon_{sc} m^*}{n_{surf}}}\right) \propto \frac{\phi_B}{\sqrt{n_{surf}}} \quad \text{Équation V-1}$$

avec : ϕ_B , la hauteur de barrière du contact siliciure/semi-conducteur
 n_{surf} , la concentration de dopants en surface du semi-conducteur
 ε_{sc} , la permittivité du semi-conducteur
 $\hbar$, la constante de Planck réduite
 m^* , la masse effective des porteurs considérés
 R_{sil,SC_0} , une constante dépendant des matériaux utilisés

De nombreux procédés ont été étudiés pour réduire ϕ_B et le plus prometteur d'entre eux est la ségrégation de dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur [RAO-12] [COLOMBEAU-13]. Afin de mesurer l'impact de cette technique, il est nécessaire de caractériser les hauteurs de barrières résultantes. Ces dernières étant souvent faibles, les méthodes conventionnelles de mesures ne permettent plus de donner des valeurs fiables. Pour pallier à ce problème, une méthode de mesure reposant sur une structure de diodes en tête-bêche a été proposée et démontrée [DUBOIS-04] [LARRIEU-07] [LARRIEU-09] [LARRIEU-11].

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps présenter la théorie de la jonction Schottky. Puis, nous présenterons la méthode de caractérisation que nous allons utiliser pour la mesure de hauteurs de barrières Schottky ϕ_B et les avantages que celle-ci présente en comparaison à la méthode classique. Dans un troisième temps, nous détaillerons la technique de ségrégation de dopants et nous énoncerons le plan d'expérience adopté. Et dans une dernière partie, nous présenterons le procédé de fabrication des structures de diodes en tête-bêche puis nous discuterons et interpréterons les résultats obtenus.

I - Théorie de la barrière Schottky

1 / La diode Schottky non polarisée

Un système métal (ou siliciure)/semi-conducteur non polarisé est à l'équilibre. L'absence de courant circulant d'un matériau à l'autre se traduit par l'égalité suivante :

$$J_{M \rightarrow SC} = J_{SC \rightarrow M} \quad \text{Équation V-2}$$

avec : $J_{M \rightarrow SC}$, le flux de courant du métal vers le semi-conducteur
 $J_{SC \rightarrow M}$, le flux de courant du semi-conducteur vers le métal

L'expression de tels flux de courant peut s'écrire selon une loi d'Arrhénius :

$$J = A^* T^2 e^{\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right)} \quad \text{Équation V-3}$$

avec : A^* , la constante de Richardson du matériau étudié
 ϕ_b , la hauteur de barrière Schottky du contact métal/semi-conducteur

La barrière Schottky ϕ_b résulte de l'alignement des niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur lors de leur mise en contact. Cette barrière peut être décrite par un potentiel tel que : $\phi_b = qV_b$. Le potentiel V_b mène à la formation d'une zone de déplétion côté semi-conducteur dont la largeur W est donnée par l'expression :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{sc}V_b}{qn_{surf}}} \quad \text{Équation V-4}$$

avec : ε_{sc} , la constante diélectrique du semi-conducteur
 n_{surf} , la concentration de dopants au niveau de la surface du semi-conducteur

2 / La diode Schottky polarisée

La diode Schottky peut être polarisée de telle sorte que l'Équation V-1 n'est plus vérifiée. La polarisation est dite directe lorsque le courant de porteur majoritaire s'effectue du semi-conducteur vers le métal et indirecte dans le cas inverse. La théorie de Crowell et Rideout [CROWELL-69] énonce trois modes d'émission (voir Figure V-1) :

- L'émission thermo-ionique (TE pour « *Thermoionic Emission* ») : ce mode d'émission se produit lorsque le porteur est suffisamment excité. Il peut alors passer par-dessus la barrière ϕ_b .
- L'émission par effet tunnel (FE pour « *Field Emission* ») : lorsque le porteur est soumis à un champ électrique suffisamment fort, il passe à travers la barrière par effet tunnel (quantique).
- L'émission thermo-électronique (TFE pour « *Thermoionic-Field Emission* ») : grâce à une excitation et un champ électrique suffisants, le porteur traverse la barrière par effet tunnel dans une zone où celle-ci est plus fine. Ce phénomène est une combinaison des deux précédents.

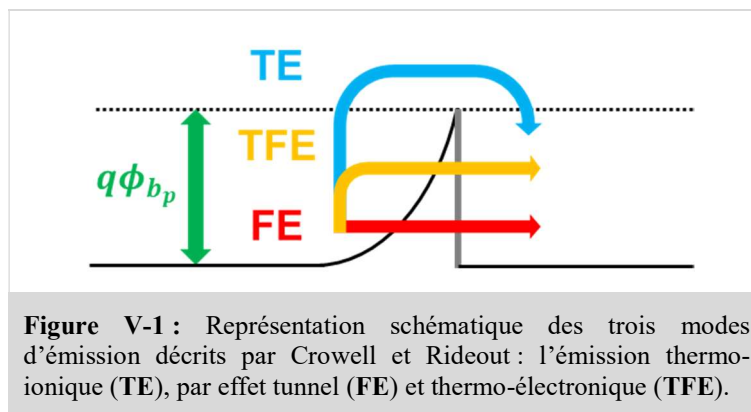


Figure V-1 : Représentation schématique des trois modes d'émission décrits par Crowell et Rideout : l'émission thermo-ionique (TE), par effet tunnel (FE) et thermo-électronique (TFE).

Nous allons voir plus en détail ces mécanismes pour un contact Schottky métal/semi-conducteur de type P (c'est-à-dire $\phi_M < \phi_{sc_p}$).

a) Polarisation directe

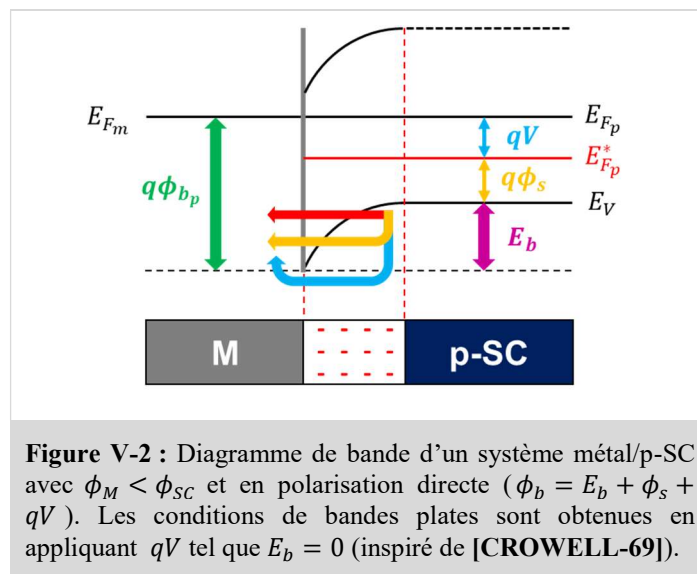
Selon la théorie de Crowell et Rideout, la densité de courant donnée dans le sens direct J_{dir} , normalisée par la densité de courant en condition de bandes plate J_m s'écrit (avec représentée ϕ_s en **Figure V-2**) :

$$\frac{J_{dir}}{J_m} = \frac{1}{kT} \int_0^\infty \tau(E) \times \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) dE \quad \text{Equation V-5}$$

avec :

$$J_m = A^* T^2 \times \exp\left(\frac{-q\phi_s}{kT}\right) \quad \text{Équation V-6}$$

avec : ϕ_s , l'énergie séparant le niveau de Fermi E_{F_p} et le plus haut niveau d'énergie de la bande de valence



La fonction $\tau(E)$ ou fonction probabilité de passage traduit la probabilité qu'un porteur a de franchir la barrière E_b suivant son énergie (voir **Figure V-1**) :

$$\tau(E) = \begin{cases} \exp\left(\frac{-4\pi}{\hbar} \int_x^W \sqrt{2m^*(qV(x) - E)} dx\right) & \text{si } E \leq E_b \\ 1 & \text{si } E > E_b \end{cases} \quad \text{Équation V-7}$$

avec : $\tau(E)$, la probabilité de passage de l'autre côté de la barrière Schottky
 E_b , la barrière d'énergie potentielle vue par un porteur du côté du semi-conducteur
 $V(x)$, la fonction potentiel pour x compris dans la zone de déplétion

L'Équation V-5 peut être simplifiée :

$$\begin{aligned} \frac{J_{dir}}{J_m} &= \frac{1}{kT} \cdot \left[\int_0^{E_b} \tau(E) \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \cdot dE - \int_{E_b}^{\infty} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \cdot dE \right] \\ \frac{J_{dir}}{J_m} &= \frac{1}{kT} \cdot \int_0^{E_b} \tau(E) \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \cdot dE + \exp\left(\frac{-E_b}{kT}\right) \end{aligned}$$

On pose $\alpha = E/E_b$ et la fonction $\tau(E)$ est redéfinie de la façon suivante :

$$\tau(E) = \exp\left(\frac{-E_b \cdot y(\alpha)}{E_{oo}}\right) \quad \text{pour } E \leq E_b$$

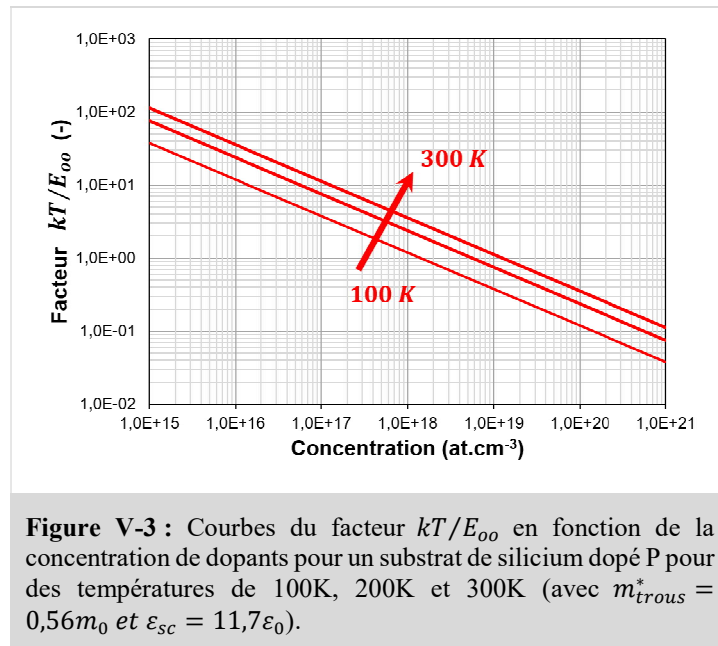
avec : $y(\alpha) = (1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} - \alpha \cdot \ln \left[\left(1 + (1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} \right) / \alpha^{\frac{1}{2}} \right]$ **Équation V-8**

et $E_{oo} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{n}{\varepsilon_{sc} m^*} \right)^{\frac{1}{2}}$ **Équation V-9**

L'expression de J_{dir} normalisé peut être réécrite en fonction de $y(\alpha)$ et E_{oo} :

$$\frac{J_{dir}}{J_m} = \frac{E_b}{kT} \int_0^1 \exp\left(\frac{-E_b}{kT} \left[\alpha + \frac{kT}{E_{oo}} y(\alpha) \right]\right) \cdot d\alpha + \exp\left(\frac{-E_b}{kT}\right) \quad \text{Équation V-10}$$

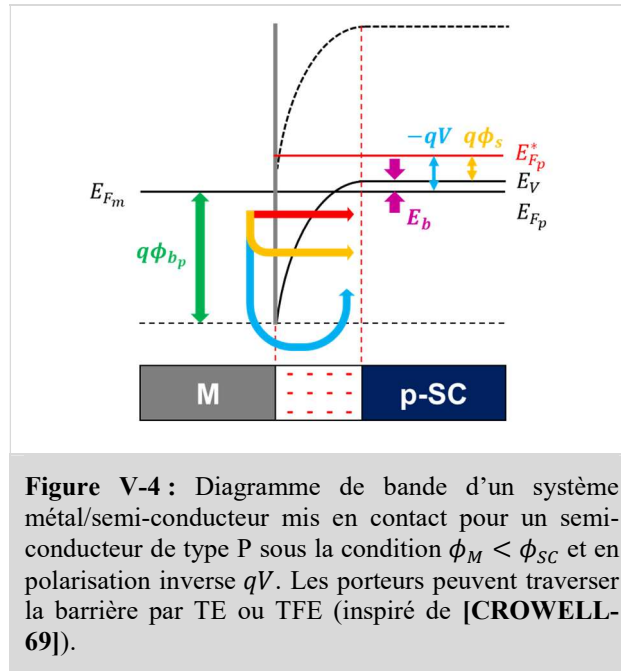
La première partie de l'expression ci-dessus correspond à l'effet tunnel et la seconde partie à l'effet thermo-électronique. Dans leur article, Crowell et Rideout ont démontré que la valeur du rapport kT/E_{oo} déterminait le mécanisme d'émission prépondérant. Pour $kT/E_{oo} \gg 1$, le premier terme de l'**Équation V-10** devient négligeable devant le deuxième terme et l'émission thermo-électronique domine. Lorsque $kT/E_{oo} \ll 1$, c'est l'inverse et l'émission par effet tunnel est le mécanisme prédominant. D'après l'**Équation V-9**, E_{oo} dépend de la concentration de dopants n . Ainsi, kT/E_{oo} varie en T/n . L'émission thermo-électronique est favorisée pour des températures élevées et des faibles dopages et inversement pour le mécanisme d'émission par effet tunnel (voir **Figure V-3**). A température fixée, la concentration de dopants peut faire varier kT/E_{oo} d'environ trois décades (entre $10^{15} \text{ at. cm}^{-3}$ et $10^{20} \text{ at. cm}^{-3}$). En revanche, à dopage fixe, ce même facteur ne varie que du simple au double (entre 100K et 300K). Le dopage a donc un impact plus important sur le mode d'émission prépondérant que la température.



b) Polarisation inverse

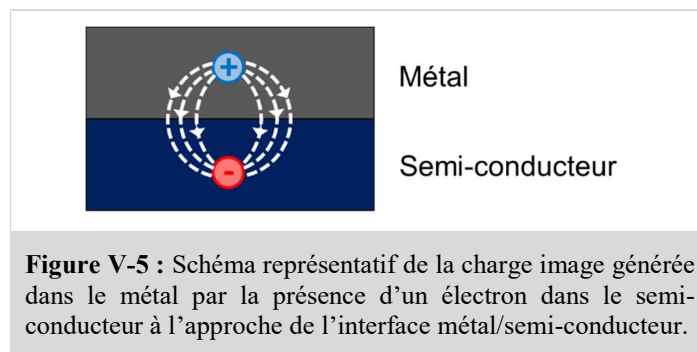
Pour la polarisation inverse, les modèles théoriques d'émission développés précédemment peuvent être appliqués. Cependant, la hauteur de barrière ϕ_b vue par les trous est indépendante de la valeur de E_b (voir **Figure V-4**). Pour cette raison, la densité de courant en inverse J_{inv} est normalisée par le courant de saturation J_{sat} (ou courant d'émission thermo-ionique) dont l'expression est [DUBOIS-04] :

$$J_{sat} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \quad \text{Équation V-11}$$



3 / Force image

Considérons une interface entre un métal et un semi-conducteur. Lorsqu'un électron est à proximité du métal, une charge de signe opposée est générée à l'intérieur du métal (ce raisonnement fonctionne aussi pour un trou) (voir **Figure V-5**). Cette charge est appelée la charge image.



Il apparaît alors une force de Coulomb (force électrostatique) entre la charge dans le semi-conducteur et la charge image. Pour deux charges séparées d'une distance $2x$, la force de Coulomb s'écrit :

$$F_{Coul}(x) = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_{sc}(2x)^2} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_{sc}x^2}$$

Cette force correspond à un potentiel de Coulomb $\phi_{Coulomb}$:

$$\phi_{Coulomb}(x) = - \int_x^{\infty} \frac{F_{Coulomb}(x)}{q} = \int_x^{\infty} \frac{q}{16\pi\epsilon_{sc}x^2} = \frac{q}{16\pi\epsilon_{sc}x}$$

Dans la zone de déplétion de largeur W en surface du semi-conducteur règne un champ électrique E_{dep} . Le potentiel résultant varie linéairement avec la profondeur x tel que :

$$V_{dep} = E_{dep} \cdot x.$$

La tension à appliquer pour extraire ou acheminer un porteur vers le métal est noté V_{app} (son signe dépend du sens de polarisation). Le champ total dans la zone de charge espace est :

$$V_{total}(x) = V_{dep} + V_{app} = (E_{dep} + E_{app}) \times x = E_{total}x.$$

La hauteur de barrière $\phi_b(x)$ s'écrit :

$$\phi_b(x) = q\phi_{b_0} - \frac{q}{16\pi\epsilon_{sc}x} - \phi(x) = \phi_{b_0} - \phi_{Coul} - V_{total}(x)$$

avec : ϕ_{b_0} , la barrière Schottky initiale avant prise en compte de la force image
 $V_{total}(x)$, le potentiel total au sein de la zone de charge espace

La hauteur de barrière Schottky initiale ϕ_{b_0} est réduite des quantités $V_{total}(x)$ et ϕ_{Coul} pour donner $\phi_b(x)$ (voir **Figure V-6**).

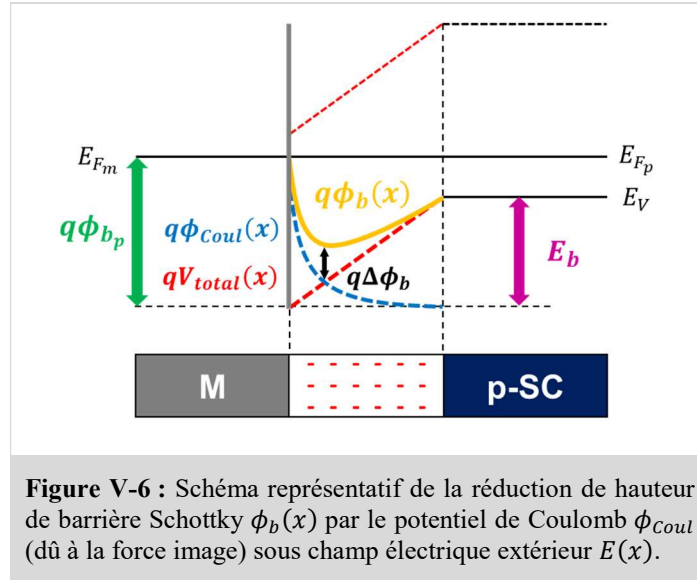


Figure V-6 : Schéma représentatif de la réduction de hauteur de barrière Schottky $\phi_b(x)$ par le potentiel de Coulomb ϕ_{Coul} (dû à la force image) sous champ électrique extérieur $E(x)$.

Sans considérer la force image, le maximum de potentiel est atteint à l'interface métal/semi-conducteur et vaut ϕ_{b_0} . En tenant compte de la force image, le maximum de potentiel est décalé à l'intérieur de la région de déplétion à une profondeur x_{max} telle que :

$$\frac{d\phi_b(x)}{dx} = 0 \Leftrightarrow x_{max} = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_{sc}E_{total}}}$$

Et la hauteur de barrière maximale vaut :

$$\phi_b(x_{max}) = \phi_M - 2 \cdot E_{total} \cdot x_{max} = \phi_M - \Delta\phi_b$$

avec :

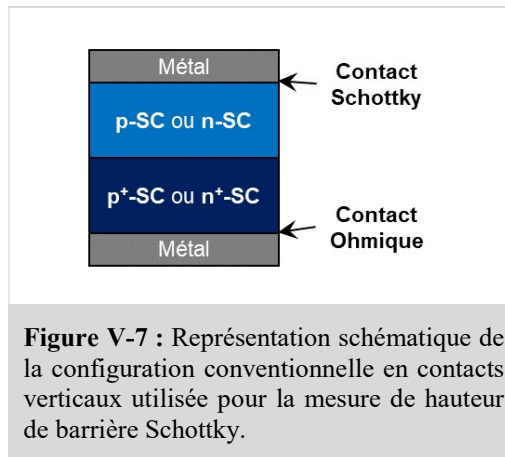
$$\Delta\phi_b = \sqrt{\frac{qE_{total}}{4\pi\epsilon_{sc}}}$$

Dans le cas d'une barrière importante, la réduction engendrée par le phénomène de force image est négligeable. Cependant, pour de faibles hauteurs de barrière, il est primordial de prendre en compte cette force image.

II - Méthode de mesure de faible hauteur de barrière

A . Les méthodes de mesure de hauteur de barrière conventionnelles

Pour effectuer les mesures de hauteur de barrière, nous devons définir une méthode de mesure et une configuration de mesure. Quatre principales méthodes de mesure sont utilisées : capacité-tension ($C - V$), courant-tension ($I - V$), courant-température ($I - T$) et finalement photoémission (PE). La configuration de mesure la plus utilisée est la configuration en contacts verticaux qui se présente avec le contact Schottky en face avant et un contact ohmique en face arrière (voir **Figure V-7**).



Dans la suite de cette partie, nous allons brièvement détailler chacune des méthodes de mesure citées précédemment puis expliciterons les raisons pour lesquelles ne sont pas adaptées à la mesure de faibles hauteurs de barrière à travers la configuration deux contacts verticaux. Dans un deuxième temps, nous expliciterons la configuration et la méthode de mesure que nous allons utiliser.

1 / Mesure capacité-tension $C - V$

Dans le cas d'une jonction Schottky polarisée en inverse (par une tension V_0), la capacité C est reliée à la hauteur de barrière ϕ_b par l'expression [SZE-81] :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \cdot (\phi_b - \phi_s + V_0 - kT/q)}{q\epsilon_{sc}(N_A - N_D)}$$

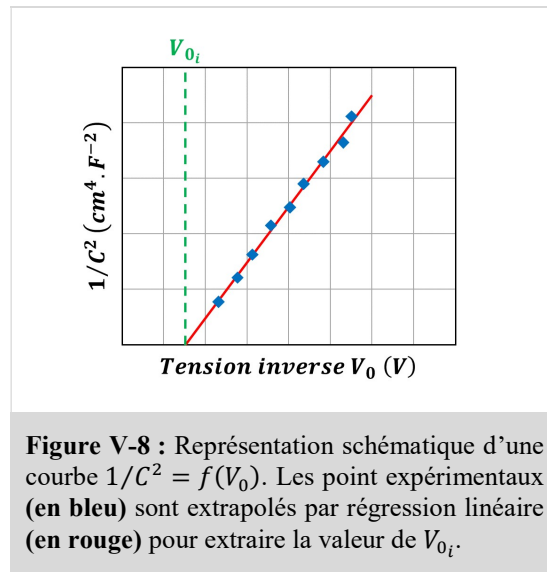
avec : ϕ_s , l'écart en énergie entre la bande de valence (resp. de conduction) et le niveau Fermi
 ϕ_0 , la tension inverse appliquée à la jonction Schottky
 N_A (resp. N_D), la concentration de dopant actifs de type P (resp. de type N)

La courbe expérimentale $1/C^2 = f(V_0)$ donne une droite qui intercepte l'axe des tensions en V_{0i} (voir **Figure V-8**). Cette valeur est connue et permet de retrouver ϕ_b :

$$\left(\frac{1}{C^2}\right)_{V_{0i}} = 0 \Leftrightarrow \phi_b - \phi_s + V_{0i} - kT/q = 0$$

On obtient finalement :

$$\phi_b = \phi_s - V_{0i} + kT/q$$



Cette méthode de mesure fait intervenir deux types de courant : le courant de déplacement $\vec{J}_D$ et de conduction $\vec{J}_C$. Le courant de déplacement n'implique pas de déplacement physique de charges mais existe par la variation du champ électrique en fonction du temps (ce qui est le cas pour des mesures de capacité où le champ $\vec{E}$ imposé est de la forme $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t)$ (voir **chapitre 2 page 56** et **Équation V-12**)). Quant au courant de conduction, il varie directement avec le champ électrique (voir **Équation V-13**).

$$\vec{J}_D = \varepsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t \quad \text{Équation V-12}$$

$$\vec{J}_C = \sigma \vec{E} \quad \text{Équation V-13}$$

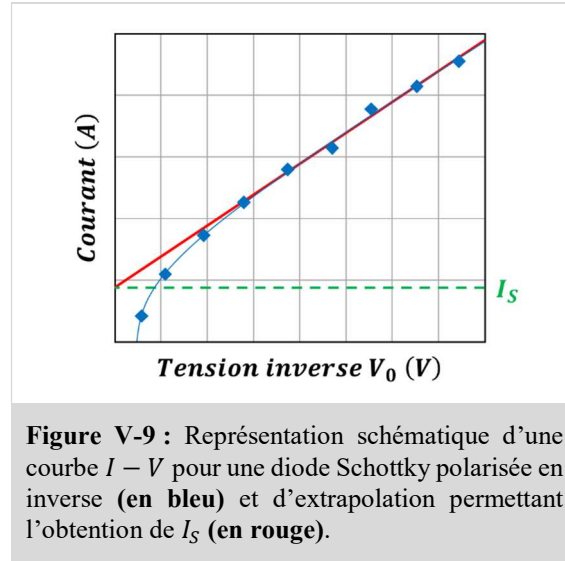
Dans le cadre de mesure de capacités, le courant de conduction est normalement négligeable. Seulement, dans le cas de faibles hauteurs de barrière, $\vec{J}_D$ et $\vec{J}_C$ sont du même ordre de grandeur. L'impact de ϕ_b ne peut pas être adéquatement mesuré et son extraction devient alors délicate [DUBOIS-04] [LARRIEU-04]. D'un point de vue graphique, le calcul de la régression linéaire de la courbe de $1/C^2$ pour l'évaluation de ϕ_b peut être faussée par des phénomènes tels que la force image, qui ont un effet significatif pour de faibles hauteurs de barrière.

2 / Mesure courant-tension $I - V$

Les courbes $I - V$ présentent une chute de courant non linéaire (en échelle logarithmique) à l'approche de $V = 0$ (voir **Figure V-9**). La partie linéaire est extrapolée afin d'obtenir le courant de saturation I_{sat} (ordonnée à l'origine). A partir de I_{sat} et de la loi courant-tension pour une diode Schottky en régime de saturation (thermo-ionique), la hauteur de barrière à $V = 0$ notée $(\phi_b)_{V=0}$ peut être extraite grâce à l'équation suivante [GHOLAMI-11] :

$$(\phi_b)_{V=0} = \phi_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A^* S T^2}{I_{sat}} \right) \quad \text{Équation V-14}$$

avec : A^* , la constante de Richardson définie par $A^* = 4\pi q k^2 m^* / h^3$ (en $A \cdot cm^{-2} \cdot K^2$)
 S , la surface du contact Schottky



Les limitations concernant l'application de cette méthode à la mesure de faibles hauteurs de barrière sont multiples. Tout d'abord, vis à vis de la configuration en contacts verticaux, la résistance des matériaux entre les contacts devient très importante devant la barrière Schottky. Par conséquent, le signal de ϕ_b est noyé dans celui de la résistance. L'extrapolation de I_{sat} devient imprécise. D'autre part, contrairement au cas d'une hauteur de barrière moyenne, la contribution du contact ohmique est équivalente à la contribution d'un contact à faible hauteur de barrière. Il est alors difficile d'extraire ϕ_b . Afin de rendre l'évaluation de ϕ_b plus précise, un coefficient d'idéalité n est introduit dans l'**Équation V-14** :

$$I = S.A^*.T^2.\exp\left(\frac{-q(\phi_b)_{V=0}}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{q(V - R.I)}{nkT}\right) - 1\right] \quad \text{Équation V-15}$$

avec :

$$n = \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial (\ln I)}$$

Ce coefficient n a pour but de tenir compte de l'impact de la température et de la tension appliquée sur le courant émis à travers la barrière. Pour certaines valeurs de n , le mécanisme d'émission prépondérant de la jonction Schottky est l'effet tunnel. Cependant, l'**Équation V-15** ne permet pas de traduire ce mécanisme. Le formalisme de départ n'est donc plus valable [DUBOIS-04] [LARRIEU-04].

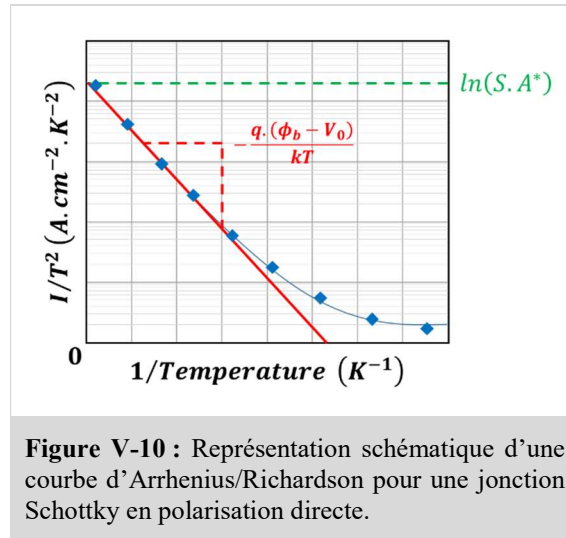
3 / Mesure en courant-température (ou énergie d'activation) $I - T$

Pour cette technique d'extraction, les mêmes modèles physiques que ceux décrits précédemment pour la mesure courant-tension $I - V$ interviennent. A tension constante V_0 , l'**Équation V-14** peut s'écrire de la façon suivante [DUBOIS-04] :

$$\ln(I/T^2) = \ln(SA^*) - \frac{q(\phi_b - V_0)}{kT}$$

Les deux inconnues A^* et ϕ_b sont déterminées par extrapolation linéaire de la courbe expérimentale $\ln(I/T^2) = f(1/T)$ (appelée courbe de Richardson ou courbe d'Arrhenius (voir exemple en **Figure V-10**)). Cette courbe est calculée à partir de mesure $I - V_0$ à différentes températures. Le coefficient A^*

est calculé grâce à l'ordonnée à l'origine $\ln(S.A^*)$ de la régression linéaire et ϕ_b à travers le coefficient directeur $-q(\phi_b - V_0)/kT$ de cette même régression.



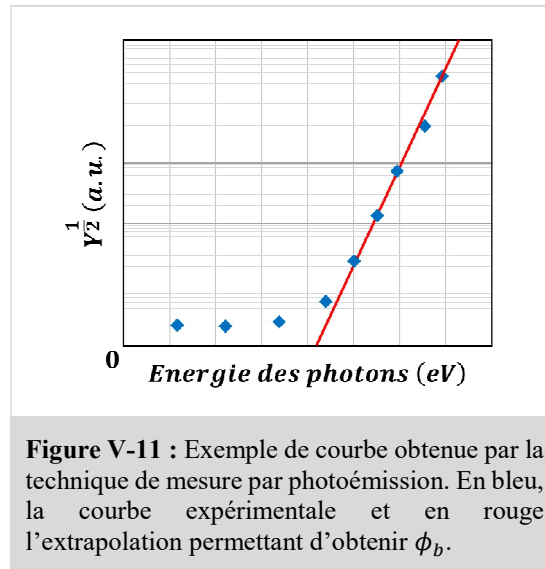
Aussi bien en polarisation inverse ou directe, la contribution de la résistance du matériau ou du contact ohmique en face arrière empêche toute extraction précise de ϕ_b .

4 / Mesures par photoémission (PE)

La dernière méthode de mesure connue est la mesure par photoémission. Cette dernière consiste à bombarder la jonction Schottky de photons pour exciter les porteurs, qui pourront alors passer du métal vers le semi-conducteur. L'énergie des photons incidents doit être inférieure à l'énergie de gap E_G pour ne pas générer de paires électron-trous et supérieure à $q\phi_b$ pour que le porteur puisse franchir la barrière Schottky. Lorsqu'un porteur est transmis du métal vers le semi-conducteur, il génère un photo-courant. On définit alors le rapport Y du photo-courant sur le flux absorbé est donné par la théorie de Fowler [FOWLER-31] [SZE-81] :

$$Y = \frac{(h\nu - q\phi_b)^2}{h\nu} C$$

La courbe expérimentale $Y^{\frac{1}{2}} = f(h\nu)$ est extrapolée pour en déduire la valeur de ϕ_b (voir **Figure V-11**). Pour plusieurs raisons, cette méthode perd en précision lorsqu'elle est appliquée à des contacts à faibles hauteurs de barrière. D'une part, pour pouvoir obtenir la meilleure régression linéaire possible, il est nécessaire de réaliser un maximum de mesures proches pour des faibles valeurs de $h\nu$. De telles valeurs d'énergie sont complexes à mettre en place et peuvent mener à des imprécisions. D'autre part, l'extrapolation graphique permet de déterminer ϕ_b avec une précision de $\pm 0,05$ eV. L'erreur relative est d'autant plus grande que la hauteur de barrière est faible. Par exemple, pour une hauteur de barrière de 0,5 eV, l'erreur relative sera de 10% tandis que pour une hauteur de barrière de 0,1 eV, l'erreur relative sera de 50%.



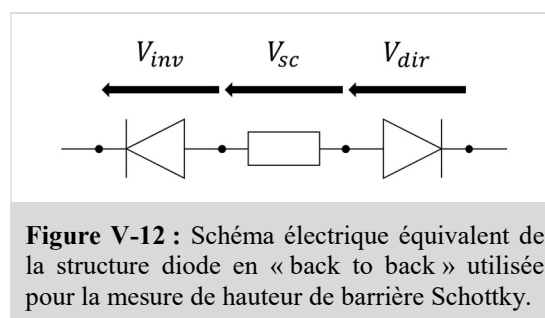
Dans cette partie, nous avons explicité les différentes méthodes de mesure les plus utilisées pour extraire les hauteurs de barrière Schottky d'un système métal/semi-conducteur. Parmi les techniques que nous avons décrites, les mesures en capacité-tension et courant-tension semblent ne pas convenir car le formalisme sur lequel elles reposent n'est pas adapté aux contacts ayant une faible hauteur de barrière. La mesure courant-température montre des qualités intéressantes mais la configuration en deux contacts verticaux limite l'application de cette technique aux faibles hauteurs de barrière. Et finalement, la technique de mesure par photoémission ne permet pas d'atteindre les objectifs de précision nécessaires.

B . La méthode de mesure par système de diodes en tête-bêche

Dans cette partie, nous allons exposer la configuration en diode tête-bêche développée en 2004 [LARRIEU-04] [DUBOIS-04] dans l'objectif de mesurer de faibles hauteurs de barrière et détailler son mode de fonctionnement. Puis nous montrerons que l'association de cette configuration avec la technique de mesure en courant-température permet d'identifier avec précision la valeur d'une hauteur de barrière Schottky.

1 / La configuration en tête-bêche

Lorsqu'un courant est envoyé dans la configuration en tête-bêche, celui-ci traverse dans un premier temps une diode Schottky en inverse, puis la résistance du matériau semi-conducteur et enfin une diode Schottky en direct (voir le schéma électrique équivalent en **Figure V-12**). Cette configuration est symétrique.

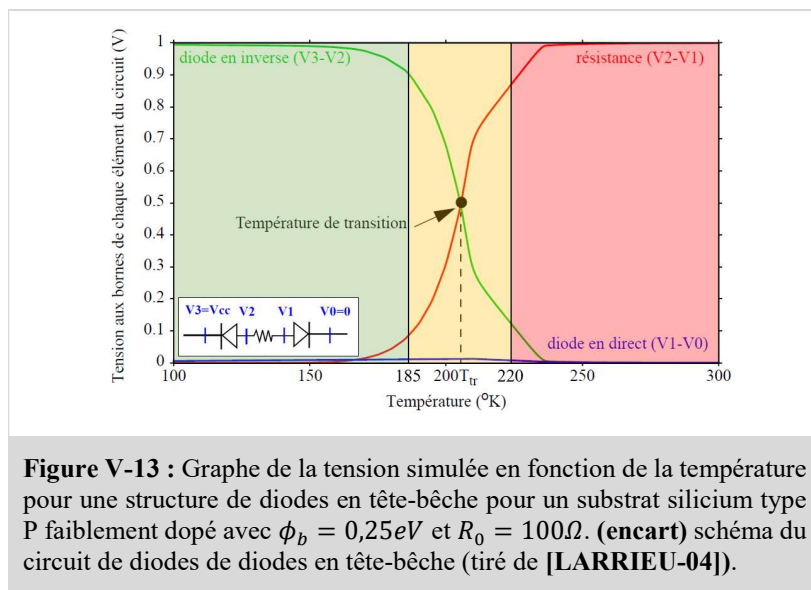


2 / Simulation de la structure tête-bêche

En se basant sur la théorie des mécanismes d'émission décrits par Crowell et Rideout, des simulations en température ont été réalisées par [LARRIEU-04] pour comprendre le fonctionnement de la configuration de diodes en tête-bêche. Les conditions de cette simulation sont : un substrat silicium type P faiblement dopé ($2,0 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$) dont la résistance varie avec la température selon l'Équation V-16 (avec $T_0 = 300\text{K}$) et deux contacts Schottky avec une hauteur de barrière de 0,25 eV. Les coefficients R_0 et α ont été évalué expérimentalement à $R_0 = 100\Omega$ et $\alpha = 1,55$. La température de référence T_0 est prise à 300 K.

$$R = R_0(T/T_0)^\alpha \quad \text{Équation V-16}$$

Les tensions aux bornes de chacun des éléments du circuit sont tracées en fonction de la température en **Figure V-13**. Cette courbe fait apparaître deux modes de fonctionnement principaux. Pour des températures entre 100 K et 200 K, la diode en inverse domine la configuration de diodes en tête-bêche. Entre 200 K et 300 K, le fonctionnement change et la résistance prédomine la diode en inverse. La température relative au point d'intersection des courbes $V - T$ de la diode Schottky en inverse et de la résistance est appelée la température de transition et est notée T_{trans} . Celle-ci délimite les intervalles de températures des deux modes de fonctionnement.



C . Courbes d'Arrhenius

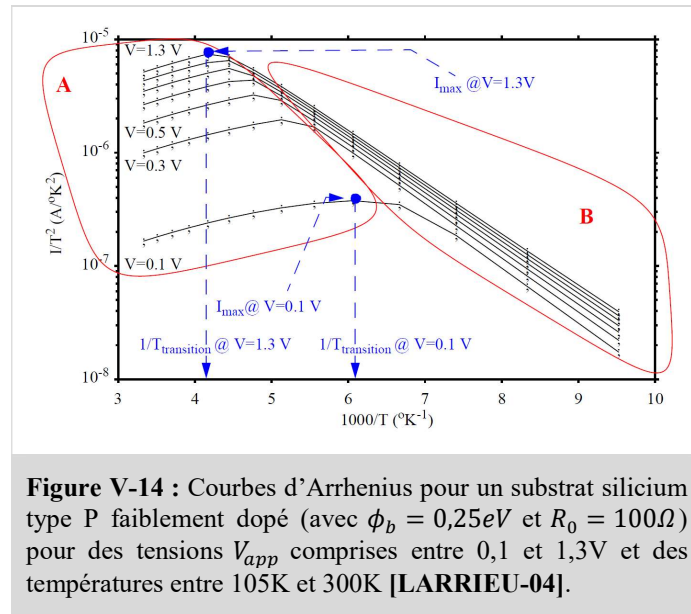
1 / Généralités

Les courbes d'Arrhenius permettent de représenter avec précision les variations du courant total I_T traversant la structure de mesure pour une tension appliquée V_{app} en fonction de la température. Ces paramètres sont liés par la relation suivante :

$$f(I_T, T) = \ln\left(\frac{I_T}{T^2}\right) = \frac{g(V_{app})}{kT}$$

avec : g , une fonction qui traduit la variation de la courbure de bande du semi-conducteur

En **Figure V-14** sont tracées des courbes d'Arrhenius pour plusieurs valeurs de tensions V_{app} . La région notée A correspond à la région $T > T_{trans}$ dans laquelle la résistance est l'élément prédominant du circuit. Puis la région B où $T < T_{trans}$, dominée par la diode Schottky en inverse. Dans cette région, le mécanisme de passage de barrière dépend de l'énergie du porteur s'approchant de l'interface (voir **partie 1**). Pour une énergie supérieure à la hauteur de barrière, le porteur passera avec une probabilité de 100% par TE et pour une énergie inférieure, il aura une probabilité $\tau(E)$ de traverser la barrière par TFE. De ce fait, le courant résultant pour $T < T_{trans}$ est une combinaison d'émission FE et TFE. La température de transition est décalée en température en fonction de la valeur de la hauteur de barrière Schottky. Pour des hauteurs de barrière très faibles, T_{trans} est translatée vers des températures plus basses et inversement pour des hauteurs de barrière élevées. Dans le premier cas, la configuration de diodes en tête-bêche sera équivalente à la résistance R_0 , dans le second cas, à la diode Schottky en inverse.



2 / Détermination de ϕ_b par la simulation

Afin de déterminer la hauteur de barrière d'un contact, les courbes d'Arrhenius obtenues expérimentalement sont comparées avec des courbes d'Arrhenius simulées à partir du formalisme de Crowel et Rideout [CROWELL-69]. Pour générer les courbes simulées, il est nécessaire de fournir plusieurs paramètres au logiciel de calcul (MatLab) :

- La hauteur de barrière ϕ_b
- La longueur de transition L_T des lignes de courant du métal au semi-conducteur
- Le dopage N_{SC} proche de la surface du semi-conducteur
- La résistance R_0 , proportionnel à l'espacement entre les deux contacts métalliques

Il existe plusieurs cas de figure pour l'estimation de ϕ_b :

- La température de transition se situe dans la gamme de température étudiée :

Ce cas est idéal car la valeur exacte de ϕ_b est déterminée par une correspondance précise entre les courbes d'Arrhenius simulées et expérimentales.

- La température de transition se situe en dehors de la gamme de température étudiée :

On note l'intervalle de température de étudié $\Theta = [T_{min} ; T_{max}]$ et la température de transition T_{trans} . Pour $T_{trans} < T_{min}$, la résistance du semi-conducteur domine et le changement de comportement n'est pas visible dans les courbes d'Arrhenius : ϕ_b est majorée. Pour $T_{trans} > T_{max}$, la diode en inverse domine et seule la pente correspondant à une décroissance exponentielle avec la température est visible : ϕ_b est minorée.

Ainsi, pour de très faibles hauteurs de barrière, la détermination de ϕ_b est facilitée en étendant Θ de telle sorte que $T_{trans} \in \Theta$.

III - Procédé de fabrication et de caractérisation des diodes Schottky

A . Fabrication des structures Schottky

1 / Conception du masque de photolithographie

Pour notre étude, nous avons fabriqué des diodes tête-bêche de différentes tailles séparées de distances variables (voir **Figure V-15**).

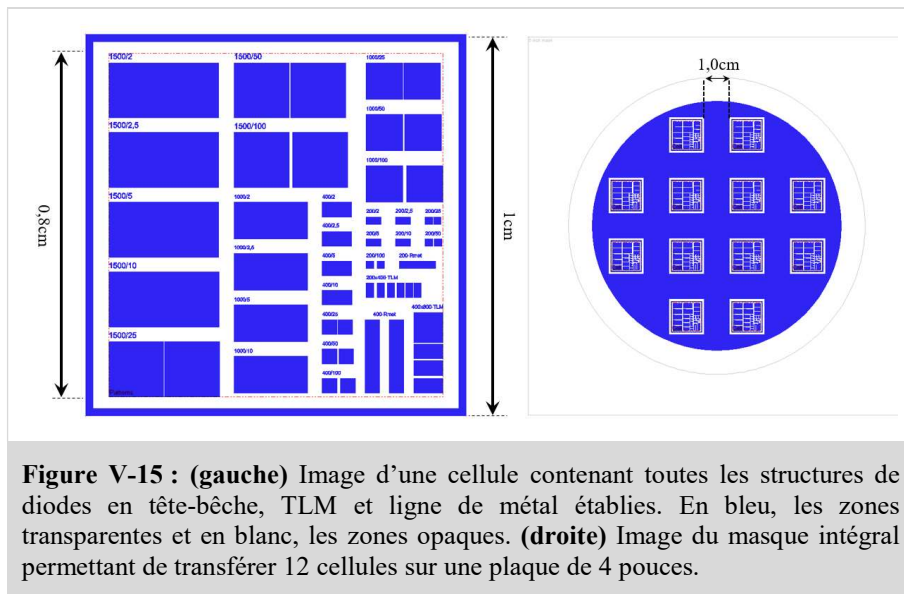


Figure V-15 : (gauche) Image d'une cellule contenant toutes les structures de diodes en tête-bêche, TLM et ligne de métal établies. En bleu, les zones transparentes et en blanc, les zones opaques. **(droite)** Image du masque intégral permettant de transférer 12 cellules sur une plaque de 4 pouces.

Tous les contacts métalliques sont carrés et ont des tailles de 200/400/1000/1500 μm . Les espaces entre ces contacts sont de : 2/2,5/5/10/25/50/100 μm . Nous avons ajouté des structures TLM (Transition Line Measurement) ainsi que des lignes métalliques permettant de mesurer respectivement la résistance de contact et la résistance du métal. Toutes ces structures sont agencées de façon à être contenues dans une cellule de 1cm par 1cm. Le masque contient douze cellules, transférables sur une plaque de quatre pouces.

2 / Etapes de fabrication

La **Figure V-16** présente un résumé schématique des étapes nécessaires à la fabrication des diodes tête-bêche. Chaque étape possède un numéro qui sera rappelé dans les descriptions données ci-après. Avant de procéder à la fabrication, une mesure de résistance quatre points (4PP) est réalisée pour vérifier la conformité du substrat de départ (pour un substrat silicium de type P faiblement dopé au bore

($\sim 5,0 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$), la résistance est comprise entre 2 et 10 $\Omega \cdot \text{cm}$) et un nettoyage piranha est effectué pour retirer toute contamination organique.

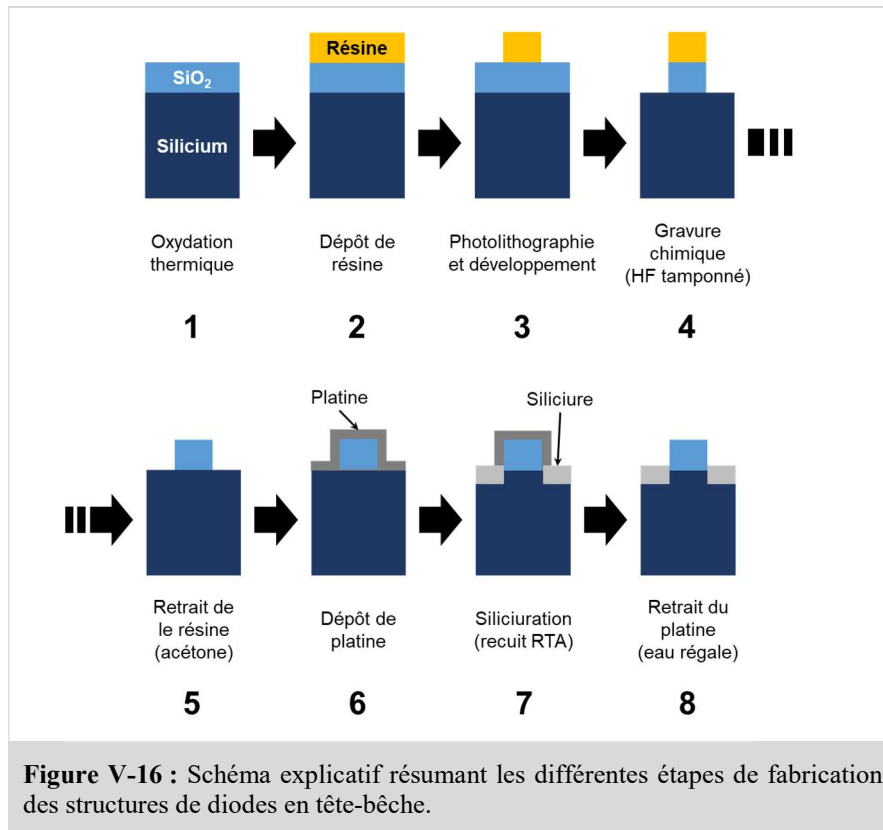


Figure V-16 : Schéma explicatif résumant les différentes étapes de fabrication des structures de diodes en tête-bêche.

a) Oxydation thermique (étape 1)

L'oxyde est formé à haute température ($\sim 1000^\circ\text{C}$) sous ambiance oxygénée. Les montées et descentes en température sont réalisées sous N_2 pour empêcher toute oxydation supplémentaire. Pour les conditions présentées en **Figure V-17**, l'épaisseur d'oxyde de surface obtenue est de 100 nm. Cette valeur est contrôlée par ellipsométrie.

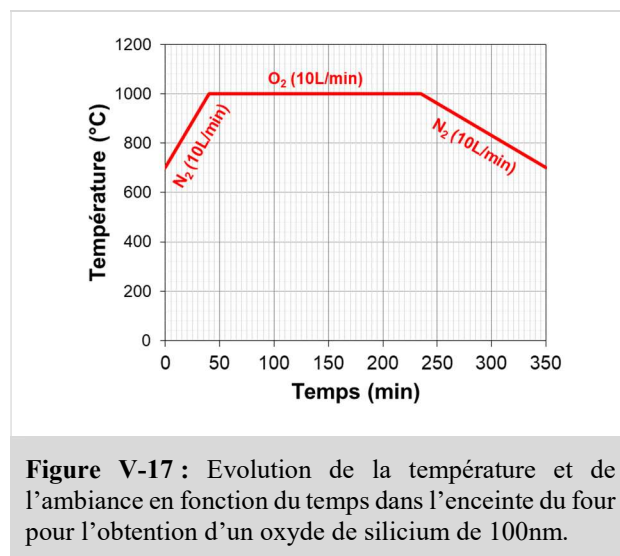


Figure V-17 : Evolution de la température et de l'ambiance en fonction du temps dans l'enceinte du four pour l'obtention d'un oxyde de silicium de 100nm.

b) Photolithographie (étape 2 et 3)

La deuxième étape consiste à transférer les motifs du masque décrit en section précédente. Pour ce faire, une résine positive ECI 3012 est déposée par induction sur la surface de la plaque suivie d'une insolation UV puis d'un développement. La résine ECI 3012 étant positive, les zones exposées sont révélées lors du développement (zones bleues en **Figure V-15**).

c) Gravure chimique de l'oxyde de silicium (étape 4 et 5)

Après l'étape de photolithographie, l'oxyde dans les zones ouvertes du masque de résine est gravé par voie chimique humide. Cette étape permet de former les micro-murets d'oxyde de silicium entre les contacts métalliques et les régions isolantes entre les structures et les cellules (zones blanches en **Figure V-15**). La gravure est effectuée par immersion dans un bain de fluorure d'hydrogène tamponné (appelé aussi buffer HF) pendant une minute et 20 secondes (la vitesse de gravure du SiO₂ par le BHF étant d'environ 80nm/min). Le temps d'immersion doit être contrôlé précisément pour limiter la surgravure latérale de l'oxyde. Une fois le procédé chimique terminé, la résine restante est retirée grâce à un bain d'acétone ou par plasma O₂.

d) Dépôt et recuit du platine (étape 6 et 7)

Avant l'étape de déposition du métal, un bain de 30 secondes dans une solution de fluorure d'hydrogène diluée (**HF(5%):H₂O (1:3)**) est réalisé afin de retirer l'oxyde natif dans les régions de silicium exposées à l'air. Puis, 15 nm de platine sont déposés sur la surface par évaporation sous vide. La plaque est ensuite recuite par RTA (voir **chapitre 1**) pour faire inter-diffuser le platine et le silicium dans les zones sans oxyde (entre 300°C et 700°C sous H₂/N₂ pendant 3 minutes). Après recuit, les zones ouvertes contiennent du siliciure de platine (PtSi) et les zones masquées par du SiO₂ du platine pur.

e) Gravure chimique sélective du platine (étape 8)

Pour terminer le procédé de fabrication, l'excédent de platine pur est retiré grâce à une solution d'eau régale (**HCl(37%):HNO₃(97%):H₂O (3:1:4)**) chauffée à 50°C. Grâce à une sélectivité PtSi/Pt supérieure à 1/10, cette solution permet de dissoudre le platine pur tout en laissant le PtSi intact.

B . Instrumentation pour la mesure des structures Schottky

1 / Station cryogénique de test sous pointes

La méthode de mesure nécessaire à la caractérisation de hauteurs de barrière Schottky doit permettre de réaliser des mesures électriques en température. L'équipement utilisé est une station cryogénique sous pointes (SUSS Microtech) permettant d'atteindre un vide secondaire de 10⁻⁶ mBar et une température de 80K par refroidissement sous azote liquide. Le contact est effectué par l'intermédiaire de pointes en tungstène.

2 / Testeur paramétrique

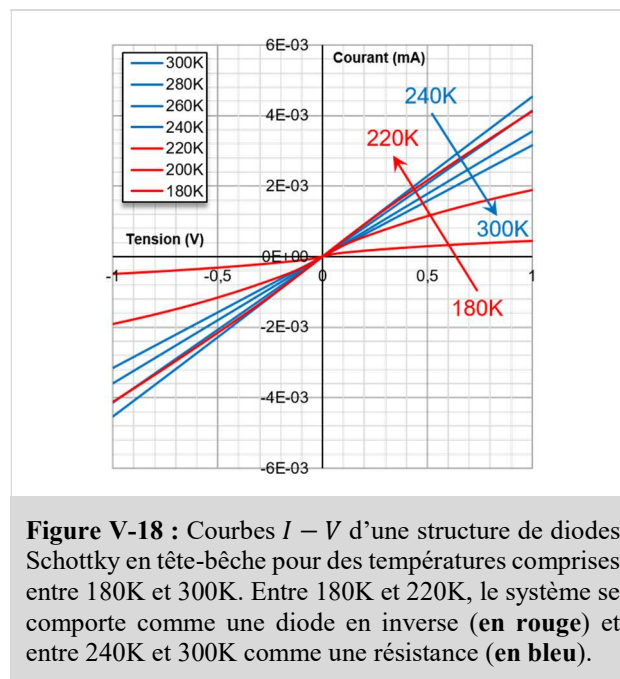
Les mesures électriques sont effectuées grâce au testeur paramétrique AGILENT 4156C grâce auquel il est possible de visualiser et enregistrer les courbes mesurées en temps réel. Les structures de diodes en tête-bêche sont composées de deux contacts. Le 4156C permet, par l'intermédiaire de deux pointes, d'appliquer une tension et de mesurer un courant simultanément.

IV - Résultats et interprétations

Dans cette partie, nous allons analyser l'impact de la ségrégation de différentes espèces dopantes sur la hauteur de barrière d'un contact PtSi/p-Si. Avant de débiter cette étude, nous mettrons en avant la sensibilité et la fiabilité de notre technique de caractérisation de hauteur de barrière Schottky en examinant le contact PtSi/p-Si non implanté (témoin). Dans une deuxième section, nous expliciterons les différentes variantes de procédé de ségrégation et le plan d'expérience mis en place. Puis, dans une troisième section, nous discuterons et interpréterons les résultats de nos mesures.

A . Précision et fiabilité de la technique d'extraction

Le procédé de fabrication détaillé précédemment a été appliqué à un substrat par défaut (p-Si 10^{15} at.cm⁻³ d'une résistivité d'environ 10 Ω .cm) puis des mesures électriques en température ont été effectuées entre 180K et 300K (voir **Figure V-18**).



Pour le contact PtSi/p-Si témoin, la barrière est suffisamment haute pour que la température de transition soit comprise dans la gamme de température de mesure (entre 220K et 240K). Pour une tension donnée, le courant augmente exponentiellement avec la température entre 180K et 220K (courbes **en rouge**) et diminue linéairement entre 240K et 300K (courbes **en bleu**). Le premier intervalle traduit le comportement de la diode Schottky en inverse et le second, de la résistance du semi-conducteur. Les courbes d'Arrhenius expérimentales correspondantes sont tracées en **Figure V-19** pour des tensions entre 0,2 V et 1V. Pour ces mêmes tensions, les courbes théoriques sont calculées et superposées aux courbes expérimentales pour trois valeurs de ϕ_b : 0,212 eV, 0,222 eV et 0,232 eV (avec $R_0 = 300\Omega$, pour $N_{SC} = 2 \cdot 10^{16}$ at.cm⁻³). La correspondance entre les courbes expérimentales et simulées est optimale pour une hauteur de barrière de 0,222 eV. La moyenne des hauteurs de barrière extraites pour différentes tailles de contact et de gap intermétalliques donne $\phi_{b_{témoin}} = 0,222 \text{ eV} \pm 0,7\%$. Les courbes simulées pour des hauteurs de barrière de 0,212 eV et de 0,232 eV s'éloignent significativement des courbes expérimentales. Ceci met en lumière la grande précision de la méthode d'extraction

(inférieure à 10 meV). La hauteur de barrière extraite pour le PtSi/p-Si témoin correspond aux valeurs présentes dans la littérature [WEI-81] [SILVERMAN-85] [LARRIEU-09].

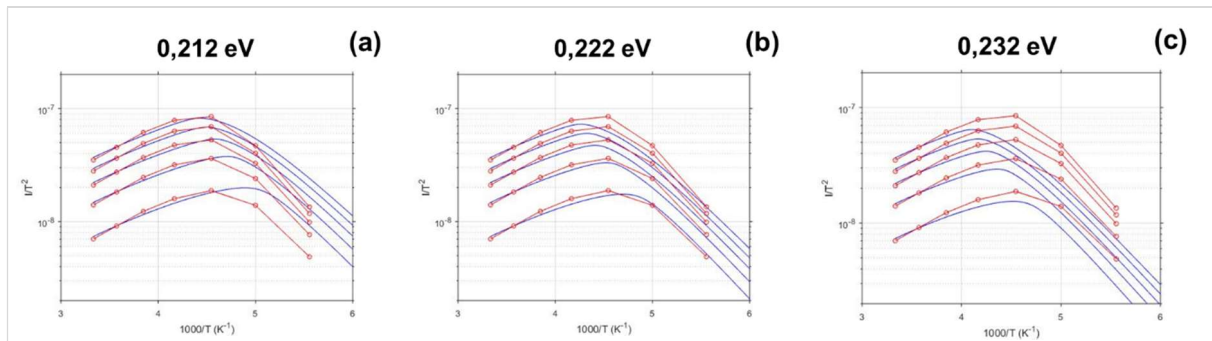


Figure V-19 : Courbes d'Arrhenius pour un substrat silicium type P faiblement dopé pour des températures entre 180K et 300K et des valeurs de tensions de 0,2 V à 1 V. **En rouge**, les courbes expérimentales et **en bleu** les courbes simulées. Toutes les courbes simulées ont été tracées pour $R_0 = 300\Omega$ et $N_{SC} = 10^{16} \text{at.cm}^{-3}$ et pour les hauteurs de barrière ϕ_b suivantes : 0,212 eV (a), 0,222 eV (b) et 0,232 eV (c).

B . Ségrégation de dopants à l'interface métal/semi-conducteur

1 / Les différentes techniques de ségrégation de dopants

Pour notre étude, deux stratégies de ségrégation de dopants seront évaluées (voir **Figure V-20**) : l'implantation avant siliciuration (ou **IBS** pour « *Implant Before Silicidation* ») et l'implantation dans le siliciure (ou **ITS** pour « *Implant Through Silicide* »). Le procédé IBS fait intervenir l'implantation des dopants avant le dépôt de métal (à l'étape 5 du protocole décrit en **Figure V-16 (page 176)**) et le procédé ITS après la formation du siliciure (à l'étape 8 du protocole décrit en **Figure V-16 (page 176)**). Ce dernier procédé requiert une étape supplémentaire de recuit d'activation tandis que le procédé IBS utilise le recuit de siliciuration pour ségréger les dopants. Ces deux procédés permettent de ségréger les espèces implantées par deux mécanismes différents. Lors de la siliciuration pendant le procédé IBS, le front de réaction accumule les dopants par « effet chasse-neige » à l'interface entre le siliciure formé et le silicium [THORNTON-81]. Pour ITS, les conditions d'implantation sont choisies pour que les espèces implantées soient majoritairement confinées dans la couche de siliciure préalablement formée. Grâce à un recuit post-implantation, les dopants diffusent très rapidement dans le siliciure. Leur vitesse de diffusion dans le métal étant bien plus importante que dans le silicium. Une fois l'interface PtSi/Pt atteinte, ils sont fortement freinés et s'accumulent [LARRIEU-07].

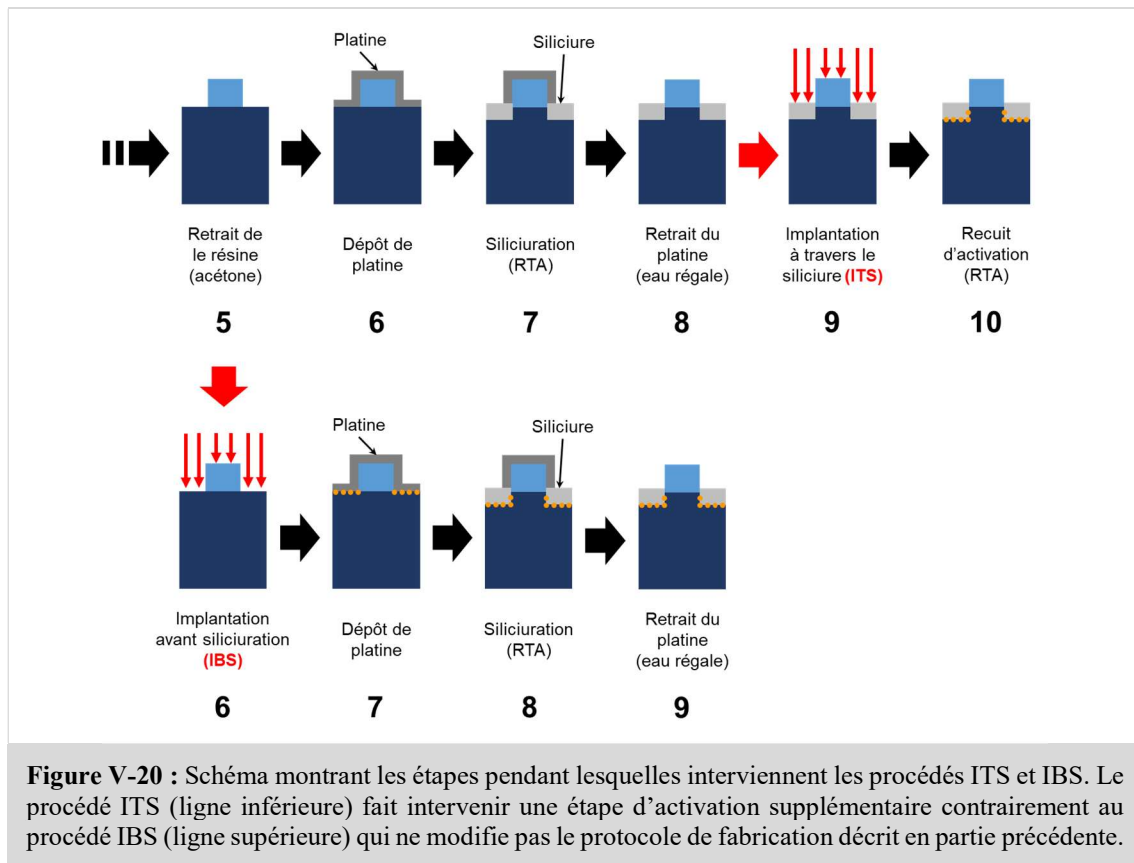


Figure V-20 : Schéma montrant les étapes pendant lesquelles interviennent les procédés ITS et IBS. Le procédé ITS (ligne inférieure) fait intervenir une étape d'activation supplémentaire contrairement au procédé IBS (ligne supérieure) qui ne modifie pas le protocole de fabrication décrit en partie précédente.

2 / Plan d'expérience

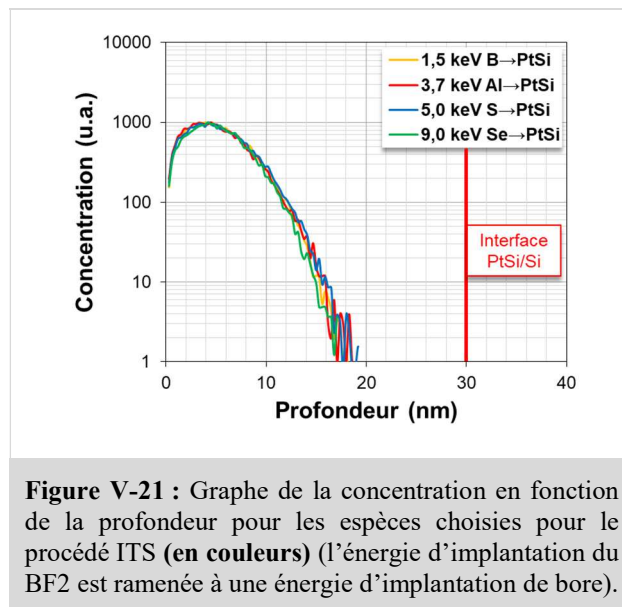
Le **Tableau V-1** reprend les différentes conditions d'implantation réalisées au cours de cette étude. Les espèces implantées ont été sélectionnées à partir d'une liste d'espèces proposées par Applied Materials.

Procédé	Espèce	Energie (keV)	Dose (at/cm²)	Recuit
IBS	BF ₂	3	2,0.10 ¹⁵	RTA 500°C 3 minutes (étape 8)
	Ge / B	4,5 / 1	3,0.10 ¹⁴ / 10 ¹⁵	
	Ge	1	5,0.10 ¹⁵	
		3		
		5		
P	2	2,0.10 ¹⁵		
ITS	BF ₂	7	1,0.10 ¹⁵	RTA 300°C/500°C/700°C 3 minutes (étape 10)
	B	1,5	1,0.10 ¹⁵	
	Al	3,7	1,0.10 ¹⁵	
	Se	5	1,0.10 ¹⁵	
	S	9	1,0.10 ¹⁵	

Tableau V-1 : Tableau résumant les conditions d'implantation et de recuit choisies pour les procédés IBS et ITS.

Pour le procédé ITS, nous avons choisi d'appliquer trois conditions de recuit post-implantation suivantes : 300°C, 500°C et 700°C pendant 3 minutes. D'après les caractéristiques de la réaction de siliciuration du système platine-siliciure [FABER-11], 1,97nm de PtSi est formé pour 1nm de platine

déposé. Par conséquent, un siliciure PtSi d'environ 30nm d'épaisseur sera créé pour 15nm de Pt déposé. Les conditions d'implantations du procédé ITS ont été déterminées à l'aide du logiciel de simulation SRIM [ZIEGLER-85] pour que toutes les espèces implantées soient confinées dans le siliciure (voir **Figure V-21**). Le profil donné par la condition d'implantation de bore dans le PtSi à une énergie de 1,5 keV correspond aussi au profil implanté de bore (BF_2) dans le PtSi à une énergie de 7 keV.



Pour le procédé IBS, nous avons opté pour les mêmes conditions de recuit que le protocole de fabrication exposé en **section III (page 177)**, c'est-à-dire 500°C pendant 3 minutes. Pendant la réaction de siliciuration, 1 nm de platine consomme 1,32 nm de silicium [HAN-11]. Ainsi, pour une épaisseur initiale de 15 nm de platine, 19,8 nm de silicium sont nécessaires à la création du siliciure final. Les conditions d'énergie et de dose ont été ajustées grâce à des simulations SRIM pour que les espèces implantées soient contenues dans l'épaisseur de silicium qui réagira avec le platine. Ces conditions permettent aussi d'empêcher l'implantation de la région sub-oxyde.

C . Discussion et interprétations des résultats

Nous allons tout d'abord montrer la validité de notre méthode de fabrication et d'extraction des hauteurs de barrière Schottky en comparant nos résultats à ceux obtenus dans la littérature pour les implantations BF_2 par IBS et ITS. Puis, pour chaque espèce implantée, nous analyserons les valeurs de hauteur de barrière. Finalement nous comparerons les résultats obtenus pour IBS et ITS et dresserons un bilan des procédés les plus prometteurs.

1 / Validation de la méthode de fabrication et de la méthode d'analyse

a) Barrière Schottky de diodes implantées BF_2 par IBS et ITS

La première étape a été de confronter nos résultats avec des résultats similaires déjà publiés afin de valider nos protocoles de fabrication et de ségrégation. Dans l'étude menée par Larrieu et al. [LARRIEU-07], deux procédés d'implantation ont été utilisés (voir **Figure V-22**) : l'implantation à travers le siliciure (ITS), identique à notre procédé, et l'implantation à travers le métal (ou ITM pour « Implant Through Metal »), qui consiste à implanter les dopants dans le métal (non siliciuré) puis d'effectuer un recuit de siliciuration. Les conditions d'implantation ont été calculées grâce à SRIM pour que le BF_2 soit confiné dans le métal pour ITM et dans le siliciure pour ITS ($10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$ à 20 keV). Pour

ces deux procédés, la siliciuration est activée par un recuit de 300°C pendant 4 minutes. Les conditions de recuit post-implantation du procédé ITS sont de 400°C, 500°C, 600°C ou 700°C pendant 5 minutes.

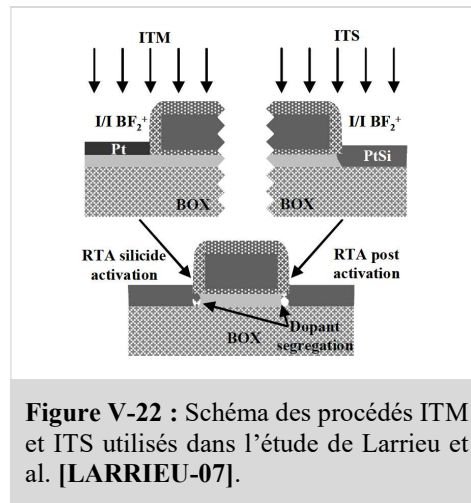


Figure V-22 : Schéma des procédés ITM et ITS utilisés dans l'étude de Larrieu et al. [LARRIEU-07].

En **Figure V-23** sont résumés nos résultats et ceux de [LARRIEU-07]. Les hauteurs de barrière des contacts témoins (sans implantation) sont de 0,23 eV (notre étude) et de 0,15 eV (Larrieu et al.). Les hauteurs barrière obtenues par ségrégation seront comparées aux hauteurs de barrière de leurs témoins respectifs. Les valeurs reportées sont des valeurs moyennes calculées pour plusieurs extractions sur différentes structures de mesure et les barres d'erreurs correspondantes représentent l'écart type sur l'ensemble de ces extractions. Pour le procédé ITS, les résultats montrent une réduction modérée (~1% à ~19%) de la hauteur de barrière pour des températures de recuit comprises entre 300°C et 400°C et importante (au moins 44% à 62%) pour des températures allant de 500°C à 700°C. Les mêmes tendances sont observées pour les deux études ce qui permet de valider notre procédé de ségrégation et notre méthode d'extraction de ϕ_B . Une réduction minimale (~12%) est observée par procédé ITM tandis que le procédé IBS permet une diminution considérable (au moins 62%) de la hauteur de barrière témoin.

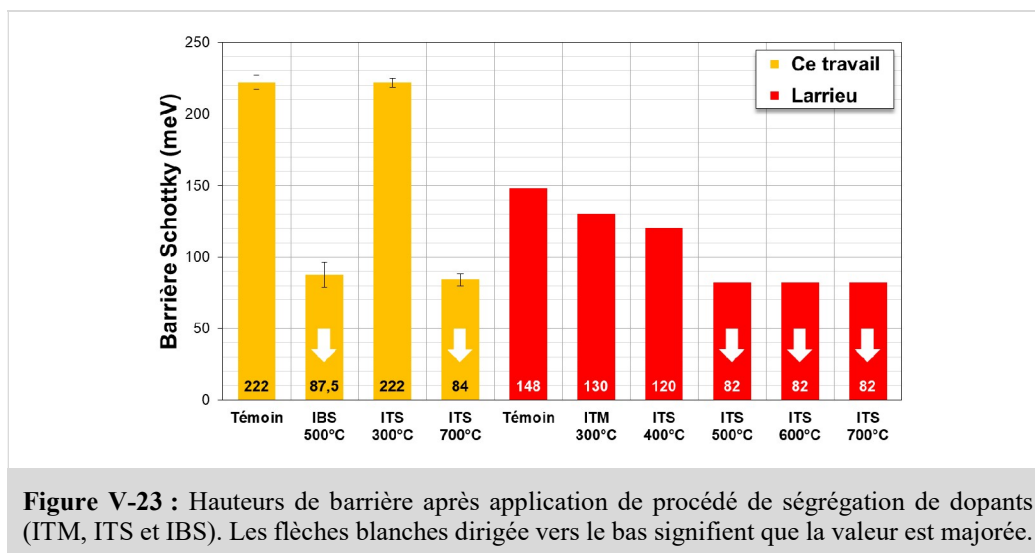


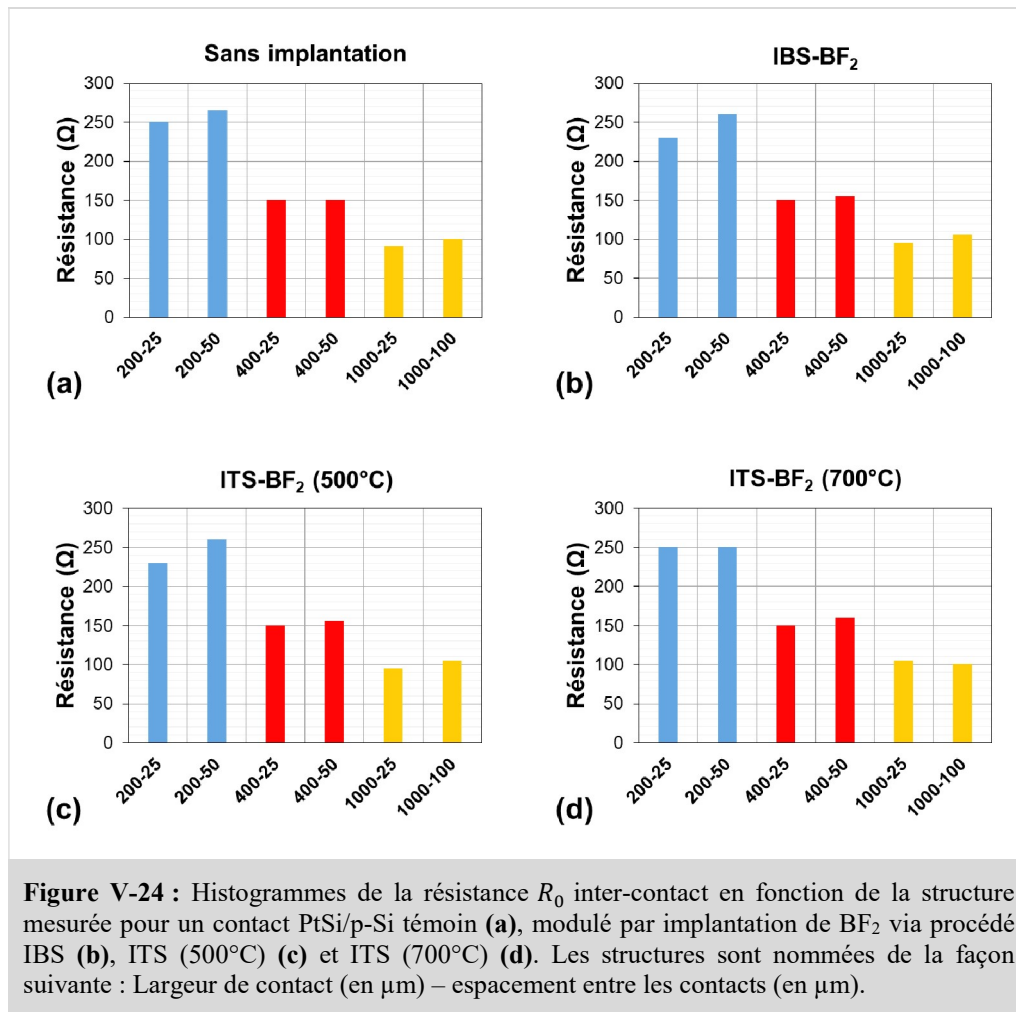
Figure V-23 : Hauteurs de barrière après application de procédé de ségrégation de dopants (ITM, ITS et IBS). Les flèches blanches dirigée vers le bas signifient que la valeur est majorée.

Il est difficile de conclure sur le mécanisme le plus efficace pour la ségrégation de dopants à l'interface métal/semi-conducteur entre ITM et IBS. Des conditions de doses différentes entre notre étude et celle de Larrieu et des températures de recuit supplémentaires pourraient être étudiées pour les procédés ITM et IBS (supérieures à 300°C pour ITM et inférieures à 500°C pour IBS). Toutefois, nous avons montré que le procédé IBS permet une forte modulation de hauteur de barrière sans recuit post-implantation.

supplémentaire et pour une température de 500°C. Cette méthode de ségrégation apparaît donc comme la plus avantageuse et efficace des trois méthodes étudiées.

b) Fiabilité de la technique de ségrégation

Comme décrit précédemment, notre système de mesure est électriquement équivalente à deux diodes en tête-bêche séparées par une résistance, celle du substrat massif. Dans cette section, nous allons comparer les valeurs de résistance R_0 extraites pour des contacts non implantés et des contacts modulés par ségrégation de dopants. En **Figure V-24**, plusieurs valeurs de résistances pour différentes largeurs de contact et gaps inter-contacts sont tracées. Pour chaque configuration de contact choisie, la résistance R_0 ne varie pas par application d'un procédé de ségrégation. Ceci montre que l'implantation et le recuit d'activation ne viennent impacter que le contact siliciure/semi-conducteur sans modifier la résistance du substrat de silicium sous l'oxyde.



2 / Modulation de barrière Schottky par procédé IBS

Dans cette section, nous allons discuter des valeurs de hauteur de barrière obtenues grâce au procédé de ségrégation par IBS. Ces valeurs ont été extraites des courbes d'Arrhenius calculées à partir des courbes $I - V$ mesurées entre 100K et 300K pour des tensions de -1V à +1V. Excepté les résultats par ségrégation de BF₂ que nous avons déjà présentés, les résultats de chaque espèce seront analysés séparément.

a) Ségrégation de Germanium

L'atome de germanium est un atome du groupe IV et n'est donc ni donneur ni accepteur. Pour une même dose de $5,0 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$, des implantations avec trois différentes conditions énergies sont réalisées : 1 keV, 2 keV et 5 keV. Après extraction, les hauteurs de barrières Schottky sont évaluées à $256 \pm 1,7\% \text{ meV}$ (1 keV), $291 \pm 12,9\% \text{ meV}$ (2 keV) et $350 \pm 2,1\% \text{ meV}$ (5 keV). L'augmentation de la barrière s'observe dans les courbes d'Arrhenius par un décalage de la température de transition vers les températures plus élevées (voir **Figure V-25**).

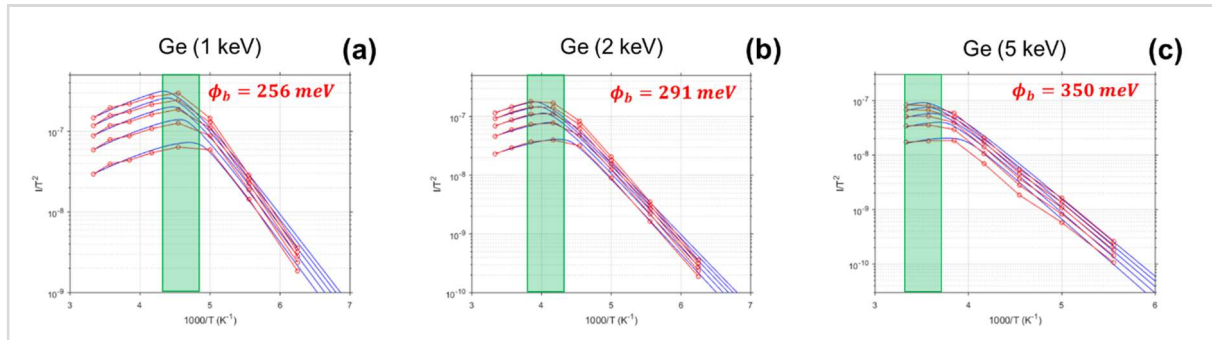


Figure V-25 : Courbes d'Arrhenius pour un contact PtSi/p-Si modulé par procédé IBS-Ge à des énergies de 1keV (a), 3keV (b) et 5keV (c) pour des températures entre 100K et 300K et des tensions de 0,2 V à 1 V. **En rouge**, les courbes expérimentales et **en bleu** les courbes simulées. La **zone verte** représente la région de transition entre les deux comportements du système de diode en tête-bêche.

A l'aide de SRIM, les épaisseurs de silicium amorphe pour chaque condition d'énergie sont évaluées à 5 nm pour 1 keV et à 10 nm pour 5 keV. Nous savons que le siliciure de platine pénètre jusqu'à environ 20 nm à l'intérieur du silicium lors de la siliciuration. Par conséquent, l'interface PtSi/Si balaye l'intégralité des régions amorphes. L'augmentation de ϕ_B ne peut donc pas être attribuée à la présence de silicium amorphe à l'interface siliciure/silicium.

Les atomes de germanium étant neutres, aucun échange de charge n'est attendu avec le siliciure à l'interface PtSi/Si. Ceci suggère que l'augmentation de la hauteur de barrière avec l'énergie d'implantation n'est pas liée à l'augmentation du nombre de dipôles d'interface. Pour des doses implantées de $5,0 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$, un confinement des atomes de germanium sur une faible épaisseur (<10 nm) peut mener à des concentrations supérieures à $5,0 \cdot 10^{21} \text{ at.cm}^{-3}$. Ces concentrations représentent plus de 10% de la densité atomique du silicium ($5,0 \cdot 10^{22} \text{ at.cm}^{-3}$) [FUKAMI-90].

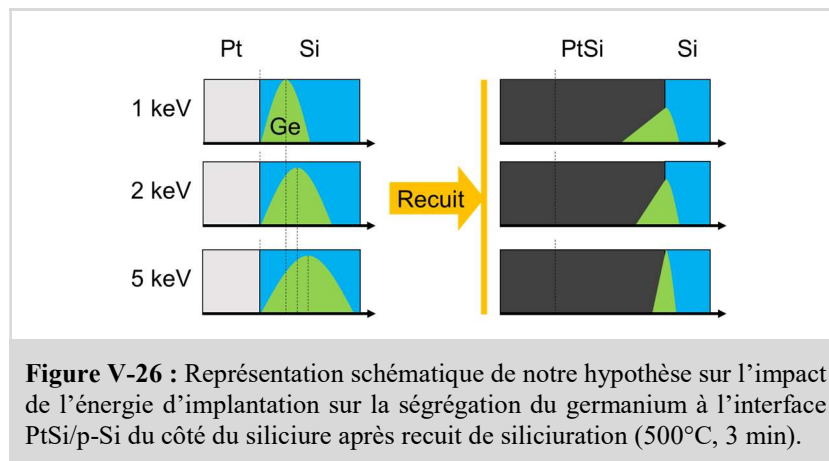


Figure V-26 : Représentation schématique de notre hypothèse sur l'impact de l'énergie d'implantation sur la ségrégation du germanium à l'interface PtSi/p-Si du côté du siliciure après recuit de siliciuration (500°C, 3 min).

Lorsque l'énergie d'implantation est augmentée, la position du maximum de concentration de germanium est décalée en profondeur (voir **Figure V-26**). Le gradient de concentration entre les atomes capturés par l'interface et ceux toujours présents dans le métal augmente plus rapidement pour l'implantation à 1 keV qu'à 5 keV. Ainsi, lors de la siliciuration, l'interface PtSi/Si accumulera plus d'atome de germanium pour des implantations à énergies plus élevées. Ce gradient entraîne une rétrodiffusion du germanium vers le métal plus marquée pour 1 keV. En conséquence, la concentration maximale atteinte à l'interface augmente avec l'énergie d'implantation. Ainsi, pour une énergie de 5 keV, une importante accumulation de Ge modifierait significativement la hauteur de barrière témoin contrairement à une implantation à 1 keV.

Dans l'étude de Kanaya et al. [**KANAYA-90**], il a été montré que l'alliage PtSiGe était un alliage stable. Ainsi, lors de la ségrégation de germanium, le système tendrait vers un contact PtSiGe/p-Si dont la hauteur de barrière pour les trous est supérieure à celle du contact PtSi/p-Si. La fraction de germanium à l'interface dépendrait de l'énergie d'implantation. Afin de confirmer cette hypothèse, il est nécessaire de mener des expériences supplémentaires.

b) Ségrégation de Bore par implantation de Germanium/Bore

Le germanium est implanté en premier pour amorphiser le silicium cristallin et permettre une meilleure incorporation du bore. La région amorphisée est évaluée à environ 10 nm d'épaisseur. L'épaisseur de silicium consommée par la siliciuration (~20 nm) est supérieure à l'épaisseur amorphisée. De ce fait, aucune phase amorphe résiduelle ne sera présente en fin de réaction. Cette condition d'implantation permet d'obtenir une hauteur de barrière inférieure à $92,5 \pm 9,4\%$ meV (voir **Figure V-27**). Ce résultat est très proche du résultat obtenu pour l'implantation BF₂ ($87,5 \pm 9,9\%$ meV) et permet de réduire fortement la barrière PtSi/p-Si témoin (au moins 58%). La légère augmentation de la hauteur de barrière peut s'expliquer par le fait que la majeure partie du germanium utilisé pour la pré-amorphisation soit repoussé par effet chasse-neige menant à un contact PtSiGe/p-Si (avec une faible fraction de germanium). Cette hypothèse peut être confirmée en évaluant la concentration de germanium par analyse SIMS ou bien en comparant notre résultat au même procédé sans pré-amorphisation.

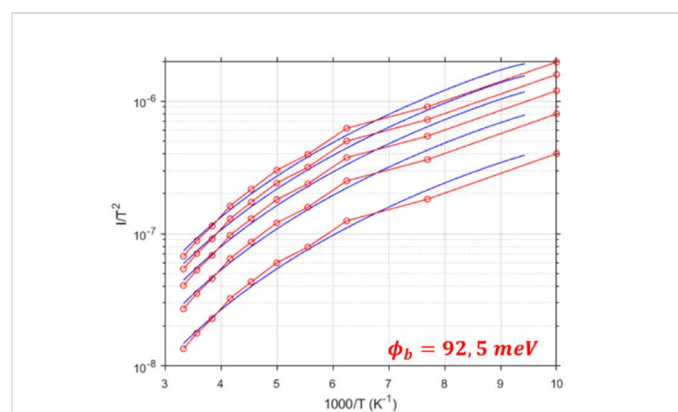
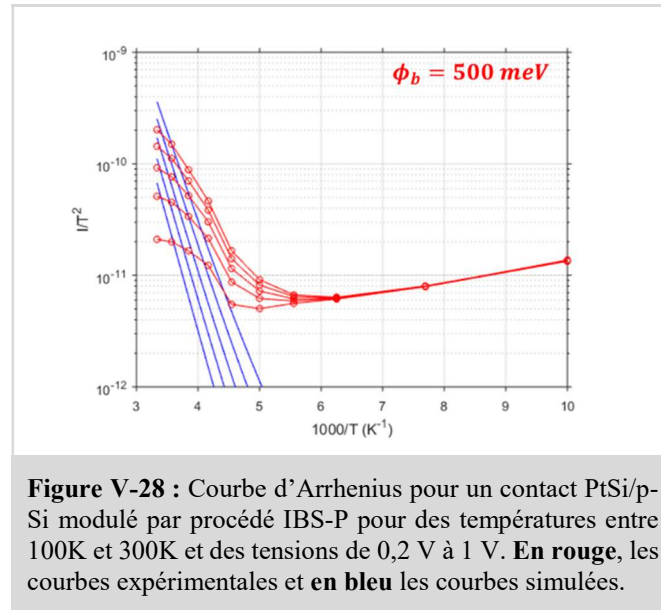


Figure V-27 : Courbes d'Arrhenius pour un contact PtSi/p-Si modulé par procédé IBS-BF₂ pour des températures entre 160K et 300K et des tensions de 0,2 V à 1 V. **En rouge**, les courbes expérimentales et **en bleu** les courbes simulées.

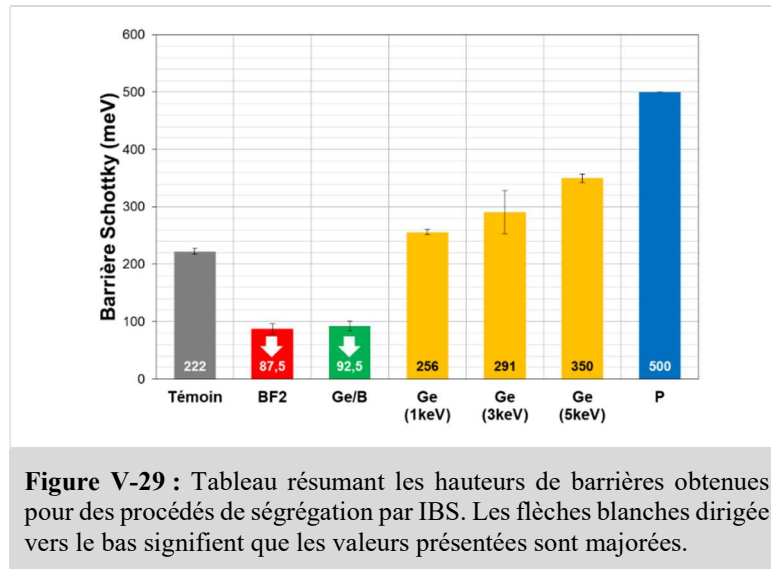
c) Ségrégation de Phosphore

Lors des caractérisations $I - V$, les courants mesurés à température ambiante sont de l'ordre du nanoampère. Par ces faibles niveaux de courant, l'extraction précise de la hauteur de barrière s'avère délicate (voir **Figure V-28**). Malgré cela, la hauteur de barrière est évaluée à 0,5 eV, ce qui est plus du double de la hauteur de barrière du contact témoin. Jusqu'ici, nous avons étudié la modulation de la hauteur de barrière d'un contact PtSi/p-Si par ségrégation de dopants accepteurs (BF_2 et B). Le phosphore est un élément V donc de type donneur. Les résultats obtenus sont donc en accord avec la théorie des dipôles d'interface selon laquelle la ségrégation de dopants de type donneur dans un substrat de type accepteur entraîne une augmentation de la hauteur de barrière (système PtSi/ $\text{n}^+\text{-Si/p-Si}$).



d) Bilan des résultats obtenus grâce au procédé IBS

La **Figure V-29** résume toutes les valeurs de hauteurs de barrière Schottky extraites après ségrégation par procédé IBS en comparaison à la hauteur de barrière témoin. Notre étude sur la ségrégation de germanium suggère que la concentration maximum de germanium à l'interface augmente lorsque le R_p d'implantation se rapproche de la position finale de l'interface siliciure/silicium (c'est à dire pour des énergies d'implantation plus importantes). Nous supposons que l'augmentation de la hauteur de barrière résultante est due à la formation d'un siliciure PtSiGe à l'interface avec le substrat de silicium. Les meilleurs résultats sont obtenus par ségrégation des dopants accepteurs BF_2 et Ge/B. Ces conditions permettent de réduire la hauteur de barrière témoin (0,22 eV) d'au moins 60% (BF_2 : 87,5 meV et Ge/B : 92,5 meV). La hauteur de barrière pour la ségrégation de Ge/B est supérieure à celle observée pour la ségrégation de BF_2 en raison d'un légère augmentation de la concentration de germanium à l'interface PtSi/p-Si par effet chasse-neige. Parmi les autres espèces implantées, le phosphore permet de doubler la hauteur de barrière initiale (P : 0,5 eV). Ainsi, excepté pour le cas du germanium, la ségrégation des autres espèces dopantes confirment la théorie des dipôles pour un substrat p-Si. Pour dopants de type donneur (P), la hauteur de barrière est augmentée tandis qu'elle est réduite pour des dopants de type accepteur (BF_2 et Ge/B).

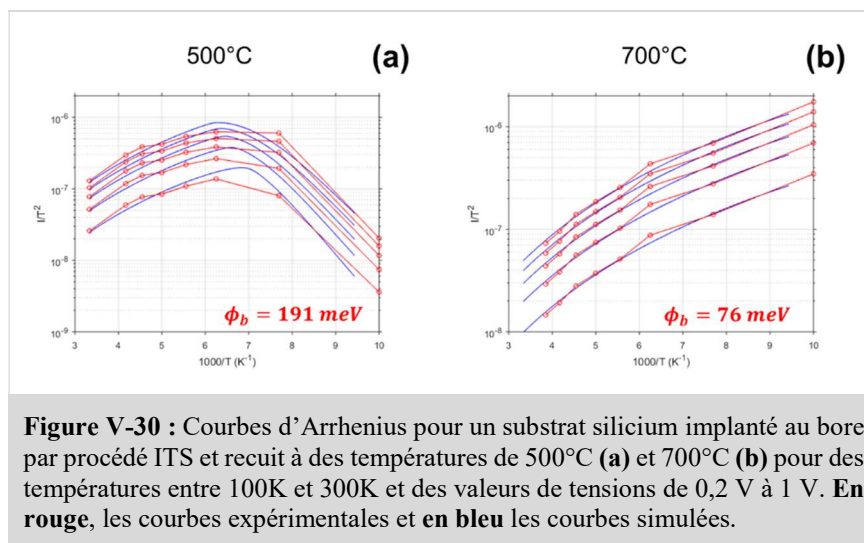


3 / Modulation de barrière Schottky par procédé ITS

De la même façon que pour la ségrégation par procédé IBS, nous aborderons séparément le cas de chaque espèce à l'exception du sélénium et du soufre.

a) Ségrégation de Bore

Excepté pour la condition de recuit à 300°C, les mesures électriques pour les recuits à 500°C et 700°C sont très reproductibles. Les hauteurs de barrière extraites sont respectivement de $191 \pm 5,2\%$ meV (réduction de 4,3% par rapport au témoin) et de $76 \pm 2,3\%$ meV (réduction d'au moins 62% par rapport au témoin) (voir **Figure V-30**). Ceci montre qu'une température supérieure à 500°C est nécessaire pour faire diffuser suffisamment de dopants jusqu'à l'interface siliciure/silicium pour réduire la hauteur de barrière (contrairement au procédé IBS qui nécessitait une température inférieure ou égale à 500°C). Le résultat obtenu pour un recuit de 700°C est en accord avec la théorie des dipôles et montre que les atomes de bore sont efficaces pour réduire la hauteur de barrière d'un contact sur semi-conducteur de type P.



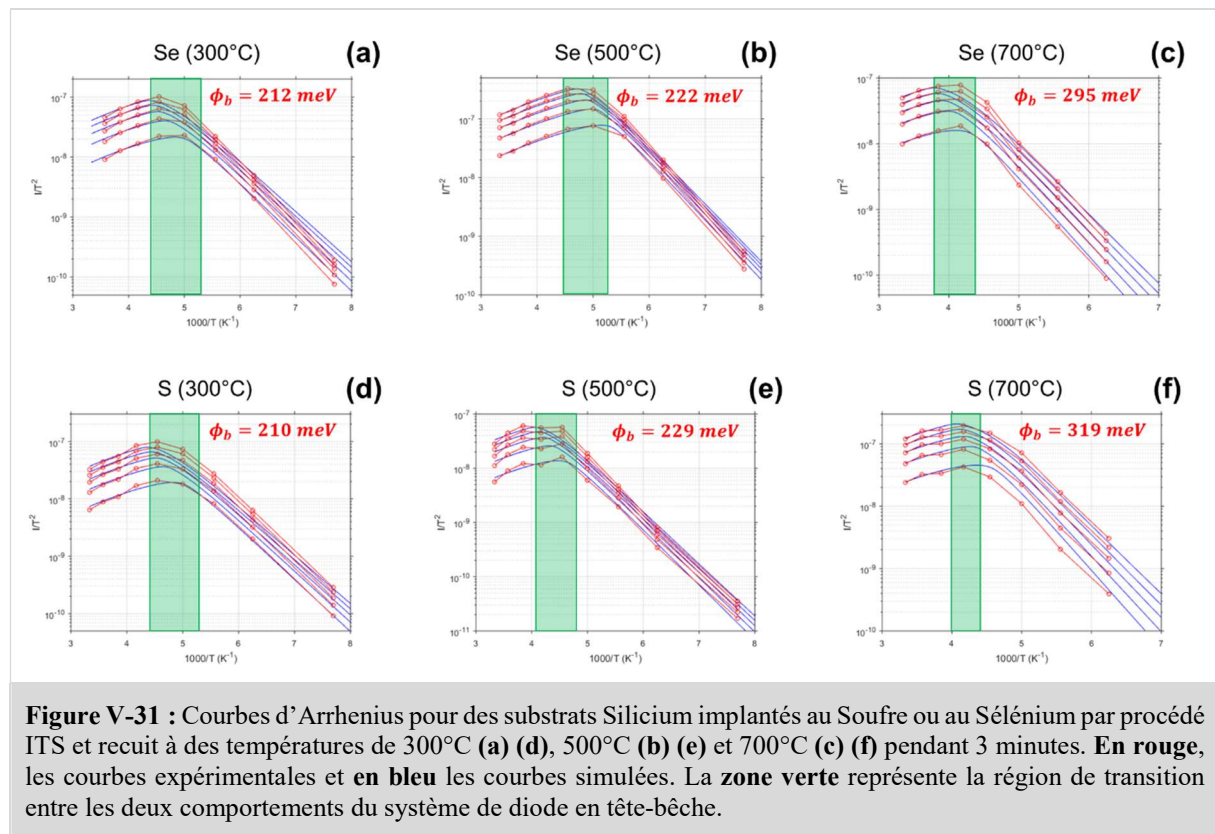
b) Ségrégation de Soufre et de Sélénium

Les atomes de sélénium et de soufre sont tous les deux des éléments du groupe VI, c'est-à-dire des donneurs d'électrons (double donneurs). L'implantation et la ségrégation de chacun de ces atomes ont montré des modulations de barrière semblables (voir **Tableau V-2**).

	300°C	500°C	700°C
Sélénium	$212 \pm 1,4\% \text{ meV}$	$222 \pm 0,3\% \text{ meV}$	$295 \pm 0,9\% \text{ meV}$
Soufre	$210 \pm 1,4\% \text{ meV}$	$229 \pm 2,8\% \text{ meV}$	$319 \pm 2,1\% \text{ meV}$

Tableau V-2 : Tableau résumé des hauteurs de barrière extraites pour un procédé ITS avec les espèces Soufre et Sélénium.

Par l'augmentation de la température de recuit, la diffusion de dopants de type N vers l'interface siliciure/silicium est favorisée. Il se forme alors une région riche en sélénium ou soufre en surface du silicium (n^+ -Si). Ceci a pour effet d'élever la hauteur de barrière ce que l'on observe dans les courbes d'Arrhenius par un décalage de la température de transition vers les plus hautes températures (voir **Figure V-31**). L'effet de la ségrégation de sélénium a aussi été étudié sur des contacts PtSi/n-Si et NiPtSi/n-Si. Les résultats exposés par [WONG-08] et [NI-14] montrent une réduction de la hauteur de barrière. De même, l'étude de [ZHAO-05] a mis en lumière le même impact pour l'accumulation de Soufre à l'interface d'un contact NiSi/n-Si. Ces résultats confirment la théorie des dipôles pour les dopants de type N.



c) Ségrégation d'Aluminium

Pour la ségrégation d'aluminium, les hauteurs de barrières extraites pour chaque température de recuit sont de : $209 \pm 1,1\%$ meV (300°C), $229 \pm 0,8\%$ meV (500°C) et $272 \pm 0,9\%$ meV (700°C). Après un recuit de 300°C , la barrière extraite est légèrement inférieure (de 6%) à la hauteur de barrière témoin. En revanche, pour des recuits de 500°C et 700°C , ϕ_B augmente respectivement de 3% et de 22%. Cette tendance est nettement observable sur les courbes d'Arrhenius avec une translation de la température de transition vers les hautes températures (voir **Figure V-32**).

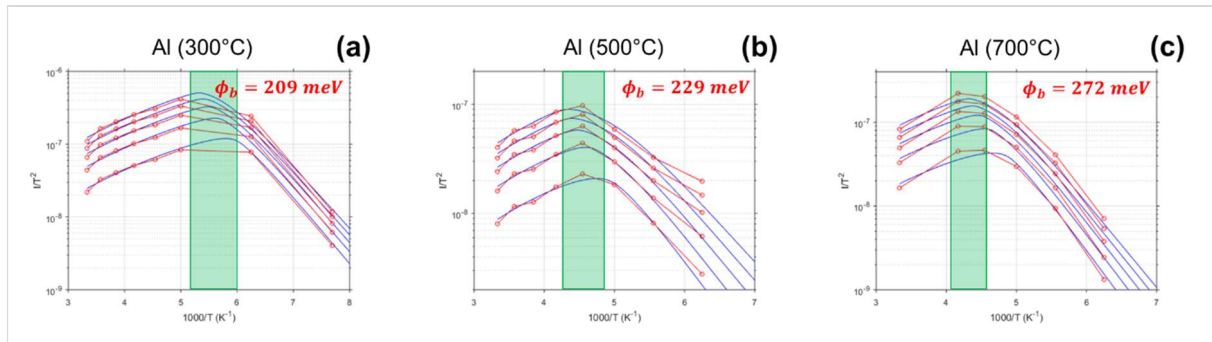
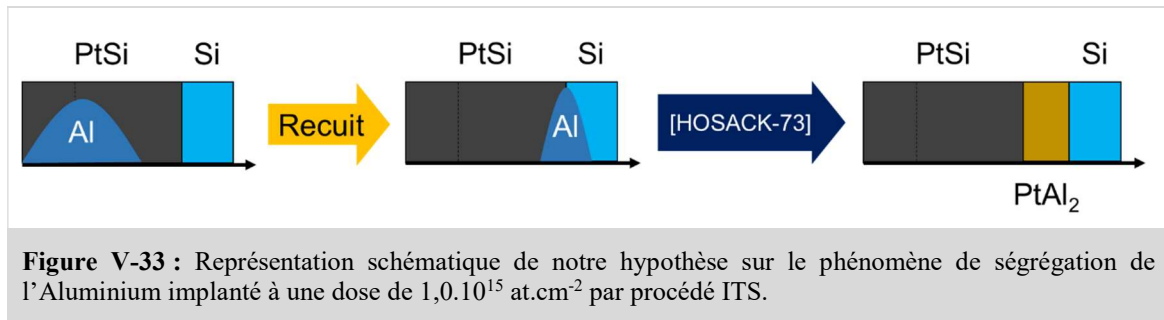


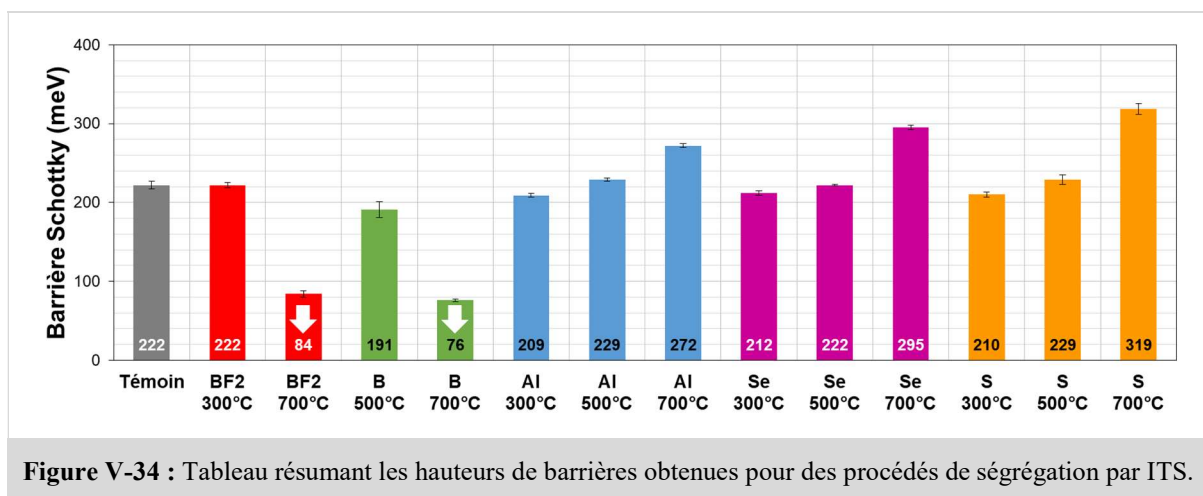
Figure V-32 : Courbes d'Arrhenius pour des substrats Silicium implantés à l'Aluminium par procédé ITS et recuit à des températures de 300°C (a), 500°C (b) et 700°C (c) pendant 3 minutes. **En rouge**, les courbes expérimentales et **en bleu** les courbes simulées. La **zone verte** représente la région de transition entre les deux comportements du système de diode en tête-bêche.

L'aluminium est un dopant accepteur (colonne III du tableau périodique des éléments). L'impact de la ségrégation d'aluminium observée au niveau de l'interface siliciure/silicium démontre l'effet opposé de celui prédit par la théorie des dipôles d'interface. Nos résultats sont aussi en désaccord avec l'étude de [SINHA-08] qui a permis de démontrer l'amélioration du contact siliciure/p-Si par accumulation d'aluminium (réduction de ϕ_B de 0,4 eV à 0,12 eV). La différence de résultats entre l'étude menée par Sinha et notre étude peut s'expliquer par la différence de dose implantée. En effet, Sinha et al. ont implanté une dose 10 fois inférieure à la nôtre (de $1,0 \cdot 10^{13}$ at.cm $^{-2}$ à $2,0 \cdot 10^{14}$ at.cm $^{-2}$ dans leur cas contre $1,0 \cdot 10^{15}$ at.cm $^{-2}$ dans notre cas). A notre niveau de dose implantée, la possibilité de formation d'un alliage est à considérer. Entre 1972-1973, Hosack étudie l'évolution des propriétés électrostatiques et électriques d'un système Al/PtSi/n-Si recuit pendant plusieurs heures [HOSACK-72] [HOSACK-73]. Suite à ces expérimentations, les résultats montrent que l'aluminium diffuse rapidement à l'intérieur du siliciure de platine et une partie de celui-ci vient former une couche intermétallique de PtAl $_2$. Dans le cas d'un substrat de silicium de type N, les propriétés électriques sont modifiées et se rapprochent de celles d'un contact Al/n-Si. En supposant que l'effet puisse être identique dans le cas d'un contact PtSi/p-Si, le système final serait : PtSi/PtAl $_2$ /p-Si (voir **Figure V-33**). D'après [JIANG-95], la hauteur de barrière Schottky d'un contact Al/p-Si est d'environ 0,69 eV, qui est bien supérieure à notre contact témoin PtSi/p-Si (0,23 eV). Ainsi, pour nos conditions de ségrégation, l'agglomération d'aluminium pourrait, dans un premier temps réduire légèrement la hauteur de barrière par formation de dipôle puis dans un second temps, former une très fine couche de PtAl $_2$, élevant la barrière PtSi/p-Si. Une analyse SIMS permettrait de confirmer la position des espèces à l'interface.



d) Bilan des résultats obtenus grâce au procédé ITS

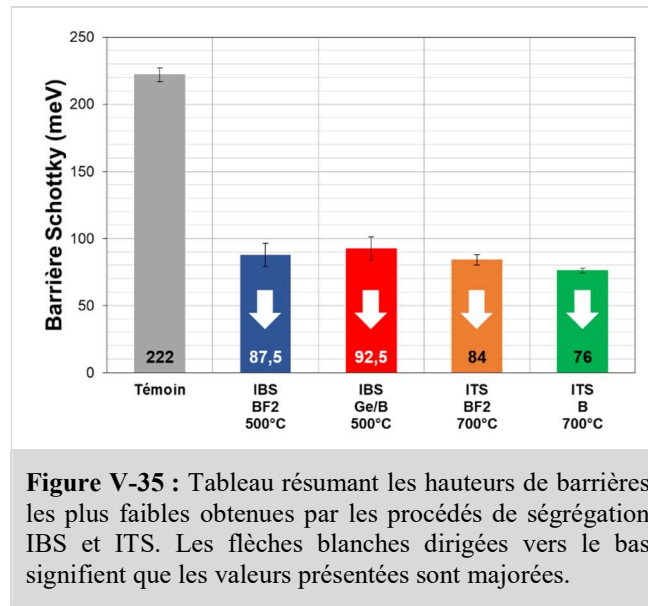
Les hauteurs de barrière extraites pour chaque espèces implantées et ségrégées par ITS sont résumées en **Figure V-34**. La ségrégation de bore a fourni les meilleurs résultats dans l'optique de réduction de la résistance de contact. Ces conditions permettent de réduire la hauteur de barrière témoin (0,222 meV) d'au moins 62% (0,075 meV). D'autre part, le sélénium et le soufre (donneurs) font augmenter la hauteur de barrière témoin (de 32% à 43% pour un recuit à 700°C) conformément à la théorie des dipôles. Enfin, nous avons étudié l'agglomération d'aluminium dont l'impact a été d'augmenter la hauteur de barrière du contact PtSi/p-Si. Ce résultat est en contradiction avec la théorie des dipôles et avec l'étude conduite par Sinha [SINHA-08]. Nous expliquons cette augmentation par la formation d'une couche intermétallique de PtAl₂ [HOSACK-72] [HOSACK-73].



4 / Intégration de la ségrégation de dopants dans les lignes de fabrication

Pour notre application visant à réduire la résistance de contact, la ségrégation d'accepteurs grâce à l'implantation de BF₂ ou de bore (avec ou sans pré-amorphisation) sont des candidats très prometteurs aussi bien par procédé ITS qu'IBS. Cependant, le procédé IBS nécessite un budget thermique moindre pour fournir des résultats identiques aux procédés ITS (voir **Figure V-35**). De plus, l'implantation à travers le siliciure peut entraîner un risque de pulvérisation du métal et donc une contamination de la chambre d'implantation. Ce phénomène pourrait être contourné par déposition d'un masque isolant (oxyde ou nitrure) sur les zones métalliques. En faisant ainsi, de nouveaux effets néfastes liés à la contamination des contacts métalliques seraient à prendre en compte. Par l'utilisation du procédé IBS,

toute contamination métallique est exclue. Pour ces raisons, l'implantation avant siliciuration (IBS) constitue un procédé plus attractif que l'implantation à travers le siliciure (ITS).



V - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord exposé la théorie de la barrière Schottky en décrivant d'une part, les différents modes d'émissions et leurs équations associées (énoncés par Crowell et Rideout en 1969) et d'autre part, la notion de force image qu'il est important de prendre en compte lors de l'étude de faibles hauteurs de barrière. Par la suite, nous avons explicité les principales techniques de mesure de hauteur de barrière et les raisons pour lesquelles ces techniques n'étaient pas adaptées à la mesure de faibles hauteurs de barrière. Afin de répondre aux exigences de mesure requises, nous avons reproduit un système de diodes en tête-bêche introduit par Larrieu et al. en 2004. En mesurant les caractéristiques électriques de ce système en fonction de la température (courbes d'Arrhenius), il est possible d'en extraire la hauteur de barrière ϕ_B par simulations basées sur les modes d'émission définis par Crowell et Rideout avec une précision de 10meV.

Cette technique de mesure a été utilisée pour extraire les hauteurs de barrière de contacts modulées par ségrégation de différentes espèces dopantes à l'interface siliciure/semi-conducteur. Le principe de cette méthode repose sur la création de dipôles d'interface qui modifient l'électrostatique locale et abaissent ou élèvent la hauteur de barrière du contact suivant le type de l'espèce dopante et du matériau semi-conducteur. Pour obtenir un abaissement, l'espèce dopante doit être du même type que les dopants du substrat. Pour réaliser cette ségrégation, nous avons opté pour deux procédés différents : l'implantation avant siliciuration (IBS) et l'implantation à travers le siliciure (ITS). Avant d'étudier différentes conditions de ségrégation, nous avons validé ces techniques de ségrégation et notre méthode d'extraction de hauteur de barrière par comparaison avec des résultats obtenus dans la littérature.

Pour le contact PtSi/p-Si étudié, des barrières plus hautes que la barrière témoin ont été extraites pour des dopants de type N (phosphore, sélénium et soufre) et des barrières plus basses pour des dopants de type P (BF_2 , Ge/B, B). Certains cas montrent l'apparition éventuelle d'alliages métalliques tels que le PtSiGe ou le PtAl_2 donnant des contacts métal/semi-conducteurs différents des contacts connus. Toutefois, dans la grande majorité des cas étudiés par la suite, les mesures électriques en température sont reproductibles et les modulations de hauteur de barrière observées suivent la théorie des dipôles. L'implantation de BF_2 par le procédé IBS constitue le meilleur résultat avec une réduction de hauteur de barrière de plus de 60% (87,5 meV). En effet, même si le procédé ITS permet d'obtenir des résultats équivalents, nos expériences ont montré que le budget thermique minimal requis pour le procédé IBS était plus faible (500°C) que pour le procédé ITS (700°C). Finalement, pour l'optimisation de la résistance d'accès des régions source-drain de transistors p-MOS, la ségrégation de bore à l'interface siliciure/silicium par IBS constitue une solution technologique très encourageante.

VI - Références

- [BATUDE-15]** P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, L. Pasini, V. Lu1, F. Deprat, L. Brunet, B. Sklenard, F. Piegas-Luce, M. Cassé, B. Mathieu, O. Billoint, G. Cibrario, O. Turkyilmaz, H. Sarhan, S. Thuries, L. Hutin, S. Sollier, J. Widiez, L. Hortemel, C. Tabone, M-P Samson, B. Previtali, N. Rambal, F. Ponthenier, J. Mazurier, R. Beneyton, M. Bidaud, E. Josse, E. Petitprez, O. Rozeau, M. Rivoire, C. Euvard-Colnat, A. Seignard, F. Fournel, L. Benaissa, P. Coudrain, P. Leduc, J-M. Hartmann, P. Besson, S. Kerdiles, C. Bout, F. Nemouchi, A. Royer, C. Agraffeil G. Ghibaudo, T. Signamarcheix, M. Haond, F. Clermidy, O. Faynot and M. Vinet, *3DVLSI with CoolCube process: An alternative path to scaling*, 2015 Symposium on VLSI Technology (VLSI Technology), Kyoto, Japan, June 16-18, 2015.
- [BRUNET-16]** L. Brunet, P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, P. Besombes, L. Hortemel, F. Ponthenier, B. Previtali, C. Tabone, A. Royer, C. Agraffeil, C. Euvard-Colnat, A. Seignard, C. Morales, F. Fournel, L. Benaissa, T. Signamarcheix, P. Besson, M. Jourdan, R. Kachtouli, V. Benevent, J.-M. Hartmann, C. Comboroure, N. Allouti, N. Posseme, C. Vizioz, C. Arvet, S. Barnola, S. Kerdiles, L. Baud, L. Pasini,, C.-M. V. Lu,, F. Deprat, A. Toffoli, G. Romano, C. Guedj, V. Delaye, F. Boeuf, O. Faynot and M. Vinet, *First demonstration of a CMOS over CMOS 3D VLSI CoolCube™ integration on 300mm wafers*, 2016 Symposium on VLSI Technology (VLSI Technology), Honolulu, Hawaii, USA, June 14-16, 2016.
- [CLERMIDY-15]** F. Clermidy, O. Billouint, H. Sarhan, S. Thuries, *Technology scaling: the CoolCube™ paradigm*, 2015 IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S), Rohnert Park, USA, October 5-8, 2015.
- [COLOMBEAU-13]** B. Colombeau, B. Guo, H.-J. Gossman, F. Khaja, N. Pradhan, A. Waite, K. V. Rao, C. Thomidis, K.-H. Shim, T. Henry, N. Variam, *Advanced CMOS Devices: Challenges and Implant Solutions*, Phys. Status Solidi A 211, n°1, pp. 101-108, 2014.
- [CROWELL-69]** C. R. Crowell and V. L. Rideout, *Normalized Thermoionic-Field (T-F) emission in Metal-Semiconductor (Schottky) Barriers*, Solid-State Electronics, Vol. 12, pp. 89-105, 1969.
- [DUBOIS-04]** E. Dubois, G. Larrieu, *Measurement of low Schottky barrier heights applied to metallic source/drain metal–oxide–semiconductor field effect transistors*, Journal of Applied Physics, Vol. 96, n°1, pp. 729-737, July 2004.
- [FABER-11]** E. J. Faber, R. A. M. Wolters, J. Schmitz, *On the kinetics of platinum silicide formation*, Applied Physics Letters, Vol. 98, 082102, 2011.
- [FOWLER-31]** R. H. Fowler, *The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures*, Physical Review, Vol. 38, Issue 1, pp. 45-56, 1931.
- [FUKAMI-90]** A. Fukami, K. Shoji, T. Nagano, C. Y. Yang, *Characterization of SiGe/Si heterostructures formed by Ge+ and C+ implantation*, Applied Physics Letters, Vol. 57, pp. 2345-2347, 1990.
- [GHOLAMI-11]** S. Gholami, M. Khakbaz, *Measurement of I-V Characteristics of a PtSi/p-Si Schottky Barrier Diode at low Temperatures*, World Academy of Science, Engineering and Technology, Vol. 57, pp. 1001-1004, 2011.
- [HAN-11]** X.-L. Han, *Réalisation et caractérisation de dispositifs MOSFET nanométriques à base de réseaux denses de nanofils verticaux en Silicium*, Thèse de doctorat, Université de Lille, 2011.
- [HOSACK-72]** H. H. Hosack, *Platinum silicidealuminum Schottky diode characteristics*, Applied Physics Letters, Vol. 21, pp. 256-257, 1972.
- [HOSACK-73]** H. H. Hosack, *Electrical and mechanical features of the platinum silicidealuminum reaction*, Journal of Applied Physics, Vol. 44, pp. 3476-3485, 1973.

- [IKEDA-02] K. Ikeda, Y. Yamashita, A. Endoh, T. Fukano, K. Hikosaka, T. Mimura, *50-nm Gate Schottky Source/Drain p-MOSFETs with a SiGe channel*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 23, No. 11, pp. 670-672, 2002.
- [JIANG-95] R. L. Jiang, J. L. Liu, J. Li, Y. Shi, Y. D. Zheng, *Properties of Schottky contact of Al on SiGe alloys*, Applied Physics Letters, Vol. 68, No. 8, pp. 1123-1125, 1996.
- [KANAYA-90] H. Kanaya, Y. Cho, F. Hasegawa, E. Yamaka, *Preferential PtSi formation in Thermal Reaction between Pt and Si_{0.8}Ge_{0.2} MBE layers*, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 6, pp. L850-L852, 1990.
- [LARRIEU-04] G. Larrieu, *Elaboration et caractérisation de transistors MOS Schottky en régime nanométrique*, Ph. D. Thesis, Chapter 2, Section 1-2.
- [LARRIEU-07] G. Larrieu, E. Dubois, R. Valentin, N. Breil, F. Danneville, G. Dambrine, J. P. Raskin, J. C. Pesant, *Low Temperature Implementation of Dopant-Segregated Band-edge Metallic SD junctions in Thin-Body SOI p-MOSFETs*, IEDM 2007.
- [LARRIEU-09] G. Larrieu, D. A. Yarekha, E. Dubois, N. Breil, O. Faynot, *Arsenic-Segregated Rare-Earth Silicide Junctions: Reduction of Schottky Barrier and Integration in Metallic n-MOSFETs on SOI*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 30, n°12, pp. 1266-1268, December 2009.
- [LARRIEU-11] G. Larrieu and E. Dubois, *CMOS Inverter Based on Schottky Source–Drain MOS Technology With Low-Temperature Dopant Segregation*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 32, n°6, pp. 728-730, June 2011.
- [NI-14] C.-N. Ni, K.V. Rao, F. Khaja, S. Sharma, B. Zheng, J. Ramalingam, J. Gelatos, J. Lei, C.-P. Chang, A. Mayur, N. Variam, R. Hung, A. Brand, *Selenium Segregation Optimization for 10nm Node Contact Resistivity*, IEEE 2014.
- [PAUL-04] S. Paul, W. Lerch, X. Hebras, N. Cherkashin, F. Cristiano, *Activation, Diffusion and Defect Analysis of a Spike Anneal Thermal Cycle*, MRS Proceedings, 2004.
- [QIU-08] Z. Qiu, Z. Zhang, M. Östling, S.-L. Zhang, *A Comparative Study of Two Different Schemes to Dopant Segregation at NiSi/Si and PtSi/Si Interfaces for Schottky Barrier Height Lowering*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 55, No. 1, pp. 396-403, 2008.
- [RAO-12] K. V. Rao, F. A. Khaja, C. N. Ni, S. Muthukrishnan, A. Darlark, J. Lei, I. Peidous, A. Brand, T. Henry, N. Variam and Y. Erokhin, *NMOS Contact Resistance Reduction with Selenium Implant into NiPt Silicide*, Ion Implantation Technology 2012, 1496, pp. 46-49, 2012.
- [SILVERMAN-85] J. Silverman, P. Pellegrini, J. Comer, A. Golvbovic, M. Weeks, J. Mooney, J. Fitzgerald, *Characterization of thin PtSi/p-Si Schottky diodes*, Materials Research Society Symposium Proceedings, Vol. 54, pp. 515-520, 1986.
- [SINHA-08] M. Sinha, E. F. Chor, Y.-C. Yeo, *Tuning the Schottky barrier height of nickel silicide on p-silicon by aluminum segregation*, Applied Physics Letters, Vol. 92, 222114, 2008.
- [SZE-81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, New York : John Willey & Sons, 1981.
- [THORNTON-81] R. L. Thornton, *Schottky Barrier elevation by ion implantation and implant segregation*, Electronics Letters, Vol. 17, No. 14, pp. 485-486, 1981.
- [VINET-16] M. Vinet, P. Batude, C. Fenouillet-Beranger, L. Brunet, V. Mazzochi, C.-M. V. Lu, F. Deprat, J. Micout, B. Previtali, P. Besombes, N. Rambal, F. Andrieu, O. Billoint, M. Brocard, S. Thuries, G. Berhault, C. L. Dos Santos, G. Cibrario, F. Clermidy, D. Gitlin, O. Faynot, *Opportunities brought by*

sequential 3D CoolCube™ integration, 46th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), Lausanne, Switzerland, September 12-15, 2016.

[WEI-81] C.-Y. Wei, W. Tantraporn, W. Katz, G. Smith, *Reduction in the effective barrier height in PtSi/p-Si Schottky diodes by using low energy ion implantation*, Thin Solid Films, Vol. 93, Issues 3-4, pp. 407-412, 1982.

[ZHAO-05] Q. T. Zhao, U. Breuer, E. Rije, St. Lenk, S. Mantl, *Tuning of NiSi Si Schottky barrier heights by sulfur segregation during Ni silicidation*, Applied Physics Letters, Vol. 86, 062108, 2005.

[ZIEGLER-85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack et U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids* (1st edition), New York: Pergamon Press, 1985.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

L'objectif principal de cette thèse était de mettre au point des méthodes de caractérisation fiables et précises permettant d'extraire les paramètres servant de levier à la réduction de la résistance de contact, c'est-à-dire la concentration de dopants actifs à la surface d'un matériau semi-conducteur n_{surf} et la hauteur de barrière Schottky d'un contact siliciure/semi-conducteur ϕ_b . En effet, l'évaluation de ces deux paramètres est primordiale pour l'optimisation des procédés de fabrication des contacts source-drain pour les prochains nœuds technologiques ainsi que pour les modèles physiques utilisés dans les logiciels de simulation (TCAD).

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons vu que la miniaturisation du MOS avait accentué la chute de potentiel induite par la résistance de contact pourtant maintenue à des valeurs acceptables par l'introduction des siliciures. Nous avons présenté les techniques les plus prometteuses visant à réduire cette résistance, notamment, la ségrégation de dopants grâce à laquelle il est possible de moduler la hauteur de barrière Schottky selon la théorie des dipôles, mais aussi, des techniques comme la recristallisation par épitaxie en phase solide ou liquide ou encore le dopage *in situ* qui permettent d'atteindre des concentrations de dopants actifs supérieures à la solubilité limite (dans le solide). En combinant ces techniques, des contacts dont la résistivité spécifique satisfaisait les objectifs planifiés par l'ITRS ($\leq 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$) ont pu être réalisés. Cependant, aucune étude ne propose de données précises pour distinguer ou comprendre l'impact de ces procédés avancés sur chacun des leviers de R_C .

Le deuxième chapitre est dédié dans un premier temps à l'établissement de l'état de l'art des techniques de profilométrie de dopants actifs. En confrontant le contexte de notre étude à ces techniques, nous avons déduit que l'effet Hall différentiel (DHE) était la technique la plus adaptée pour l'étude de l'activation proche de la surface de couches fines. Reposant sur la succession de gravures chimiques et de mesures d'effet Hall, une bonne calibration du protocole de gravure chimique permet d'atteindre des résolutions de profils nanométriques. Aussi, elle a l'avantage de permettre une mesure directe des paramètres électriques d'intérêt (résistance par carré, dose active et mobilité) sans besoin d'utiliser des courbes de calibration ou d'établir des hypothèses sur les propriétés de transport. De plus, l'usage de structures Van der Pauw évite la pénétration des pointes métalliques utilisées pour les mesures électriques et améliore considérablement la reproductibilité de ces dernières. Enfin, la description du formalisme théorique de l'effet Hall différentiel permet de mettre en avant les limites de la technique. D'une part, le calcul et le placement en profondeur des valeurs différentielles doit prendre en compte la largeur de déplétion en surface et d'autre part, l'incertitude sur les valeurs différentielles est très sensible à la reproductibilité des mesures. Si ces limites sont prises en compte de façon rigoureuse, les erreurs de calcul peuvent être largement réduites.

Comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre, l'introduction de nouveaux matériaux, en particulier du SiGe, a été nécessaire pour pouvoir poursuivre la miniaturisation du transistor MOS. Jusqu'à maintenant, la technique d'effet Hall différentiel n'a été appliquée qu'à des matériaux purs tels le silicium ou le germanium. Les procédés de gravure normalement utilisés pour ces matériaux sont inadaptés à l'alliage SiGe en raison d'une différence de vitesse d'oxydation entre le silicium et le germanium pouvant mener à une modification de la stœchiométrie de surface. Dans ce chapitre, nous avons comparé les différentes solutions chimiques utilisées pour la gravure humide du SiGe et nous avons opté pour l'utilisation de la solution SC1 (ou $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$) qui permet de graver

simultanément le silicium et le germanium à une vitesse de gravure faible sans modifier la stoechiométrie et les propriétés de contrainte et avec une sélectivité Si/SiGe importante. Afin de pouvoir réaliser à la fois des mesures électriques et des gravures chimiques sur le même échantillon, nous avons conçu une cellule d'encapsulation pour protéger les contacts métalliques des structures Van der Pauw. Après plusieurs ajustements et optimisations de notre protocole de gravure chimique, nous avons pu démontrer la fiabilité de plusieurs procédures complètes de DHE sur des couches $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ dopées uniformément au bore et complètement activées. Ces études nous ont permis de mettre en lumière l'importance de calculer le profil différentiel à partir de mesures effectuées sur des échantillons présentant les mêmes états de surface afin d'éviter une mauvaise estimation du profil de concentration. Concernant la gravure du silicium, nous avons choisi d'utiliser un protocole d'amincissement combinant oxydation à l'air ambiant et gravure de l'oxyde en surface par chimie fluorée (HF). Nous avons étudié l'impact de plusieurs solvants de rinçage après application de la chimie HF et nous avons montré que l'éthanol diminuait la rugosité de surface de l'oxyde en reformation. Finalement, afin d'aboutir à des profils différentiels les plus précis possibles, nous avons conclu qu'il était indispensable de mesurer l'épaisseur gravée après chaque étape de gravure chimique (pour Si et SiGe).

Le quatrième chapitre résume les résultats obtenus par l'application de la technique DHE pour l'étude de l'activation en surface de couches ultrafines de SiGe (~5 nm) et de Si (de 8 à 11 nm) fabriquées à l'aide de techniques avancées d'implantation et d'activation. **Dans un premier temps**, nous avons validé la fiabilité de notre protocole de mesure d'effet Hall conventionnel sur une couche ultrafine de SiGeOI (~5 nm) activée par SPER grâce à un recuit RTA et confirmé que cette technique permettait d'obtenir des niveaux de concentration de dopants actifs supérieurs $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$. Puis, nous avons étudié de manière approfondie des couches ultrafines de SiGeOI (~5 nm) activées par recuit laser LTA à différentes densités d'énergie. Nous avons tout d'abord montré qu'en raison de la fine épaisseur des couches, les intervalles en densité d'énergie séparant les différents types d'activation (sans fusion et avec fusion) devenaient de plus en plus étroits. Nous avons ensuite montré par effet Hall différentiel sur un échantillon activé sans fusion qu'il était possible d'atteindre des concentrations actives supérieures à $2,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ près de la surface. **Dans un second temps**, nous avons comparé le niveau d'activation de surface résultant des recuits RTA et DSA pour des couches SOI de 8 à 11 nm dopées à l'arsenic et au bore. Grâce à l'étude sur l'activation de l'arsenic, nous avons démontré que le recuit DSA donnait des concentrations actives en surface plus élevées (de $1,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ à $2,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$) que le recuit RTA ($\leq 1,0 \cdot 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$). Ce cas d'étude nous a permis de mettre en évidence les limites de notre méthode d'analyse qualitative basée sur les mesures d'effet Hall conventionnel et l'analyse des profils SIMS. De plus, à l'aide de mesures de mobilité en fonction de la température, nous avons observé que la réduction de l'épaisseur des couches provoquait une amplification du mécanisme de scattering de surface, devenant alors prépondérant sur le mécanisme de scattering de phonon. Dans le cas du dopage au bore, nous avons montré que l'activation par recuit RTA permettait d'obtenir une activation totale pour des couches de 11 nm et 8 nm. L'effet Hall différentiel nous a permis de confirmer cette activation et de mesurer une concentration en surface d'environ $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$. Toutefois, l'indépendance en température de la mobilité bien qu'explicable pour une couche de 8 nm, reste inconnue pour une couche de 11 nm. Grâce à ces résultats, nous pouvons conclure que les recuits laser (LTA et DSA) ainsi que la recristallisation par épitaxie en phase solide (SPER) constituent des techniques avancées de dopage très encourageantes pour la réduction de la résistance de contact.

Dans le dernier chapitre, nous avons abordé la mise au point de la technique de mesure de faibles hauteurs de barrière en exposant dans un premier temps la théorie de la barrière Schottky et les différents modes d'émissions pour la franchir. Nous avons ensuite vu que les principales techniques de mesure de ϕ_b n'étaient pas applicables pour des très faibles hauteurs de barrière ($< 0,1\text{eV}$). Pour répondre aux exigences de mesure attendues, nous avons reproduit une technique basée sur un système de diodes en tête-bêche introduite par Larrieu et al. en 2004. En mesurant les caractéristiques électriques de ce système en fonction de la température, il est possible d'extraire la hauteur de barrière Schottky à partir de simulations (théorie de Crowell et Rideout) avec une précision inférieure à 10 meV. Nous avons utilisé cette technique pour caractériser des contacts dont les hauteurs de barrière Schottky ont été modulées par ségrégation de dopants. La quasi-totalité des résultats obtenus sont en accord avec la théorie des dipôles. Seuls quelques cas particuliers montrent des variations de hauteurs de barrière explicables par la formation d'un alliage métallique à l'interface siliciure/semi-conducteur. Des investigations supplémentaires sont nécessaires pour valider ces suppositions. Dans le cadre d'un contact PtSi/p-Si, nous avons montré que l'implantation de bore (B ou BF₂) combinée au procédé d'implantation avant siliciuration (**IBS** pour « *Implant Before Silicidation* ») donnait des résultats très prometteurs pour l'amélioration de contact p-MOS ($\phi_b \leq 87,5\text{ meV}$). Le procédé IBS est doublement avantageux car il permet d'une part d'accumuler les dopants de façon optimale grâce à l'effet chasse neige se produisant lors de l'avancée du front de siliciuration (et ce, à basse température) et d'autre part, d'éviter toute contamination si celui-ci est inséré dans une ligne de fabrication à grande échelle de transistors MOS.

La grande majorité de nos travaux ont permis d'établir des bases théoriques et expérimentales fiables pour l'élaboration d'une technique d'effet Hall différentiel applicable à la mesure de la concentration de dopants actifs dans les 5 à 10 premiers nanomètres de la surface de couches ultrafines de Si et SiGe avec une résolution nanométrique. Bien que de nombreux développements soient encore nécessaires pour contrôler de façon optimale la gravure et améliorer l'interprétation des mesures, cette technique semble prometteuse pour l'optimisation des procédés visant à réduire la résistance de contact. De même, la méthode de mesure basée sur un système de diode Schottky en tête bêche est une méthode robuste reposant sur un modèle théorique fiable qui nous a permis de mesurer des hauteurs de barrières inférieures à 100meV avec une précision inférieure à 10%. Toutefois, les siliciures utilisés étant du plus en plus fins, il pourrait être intéressant de développer une technique permettant de réduire l'impact de la pénétration des pointes.

Nous espérons que ce manuscrit sera d'une aide précieuse pour les futurs travaux de recherche sur l'optimisation des contacts siliciure/semi-conducteur dans les régions source-drain de transistors MOS.

ANNEXE I

Compléments théorique sur l'effet Hall

ANNEXE I : Compléments théoriques sur l'effet Hall

I - Courbes analytiques de mobilité en fonction de la concentration

A . Dans le silicium

A partir de mesures par effet Hall sur plusieurs couches dopées uniformément à différentes concentrations (activées avec de longs recuits afin d'éviter la présence de défauts), les études menées par Masetti et Reggianni ont permis de quantifier l'impact de la concentration sur la mobilité des porteurs et de déterminer les mobilités analytiques des trous μ_t et des électrons μ_e respectivement en fonction de la concentration de trous n_t et d'électrons n_e [MASETTI-83] [REGGIANNI-02]. Les expressions de ces fonctions analytiques sont données dans le **Tableau ANNEXE I-1**.

$T = 300K$	Mobilité des électrons μ_e	Mobilité des trous μ_t
[MASETTI-83]	$\mu_0 + \frac{\mu_{max} - \mu_0}{1 + \left(\frac{n_e}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{n_e}\right)^\beta}$	$\mu_0 \cdot e^{-\frac{p_c}{n_t}} + \frac{\mu_{max}}{1 + \left(\frac{n_t}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{n_t}\right)^\beta}$
[REGGIANNI-02]	$\mu_0 + \frac{\mu_{max} - \mu_0}{1 + \left(\frac{n_{e,t}}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{n_{e,t}}\right)^\beta}$	

Tableau ANNEXE I-1 : Tableau résumant les mobilités analytiques des trous μ_t et des électrons μ_e dans le silicium (à 300K) déterminées par mesures par effet Hall sur des couches activées avec de longs recuits afin d'éviter la présence de défauts.

Les différents coefficients présents dans ces fonctions varient en fonction de l'espèce dopante et sont résumés en **Tableau ANNEXE I-2**.

Paramètres	[MASETTI-83]			[REGGIANNI-02]		
	Phosphore	Arsenic	Bore	Phosphore	Arsenic	Bore
μ_{max}	1414	1417	470,5	1441	1441	470,5
μ_0	68,5	52,2	44,9	62,2	55,0	44,0
μ_1	43,4	56,1	29,0	48,6	42,4	28,2
α	0,711	0,68	0,719	0,68	0,68	0,719
β	2	1,98	2	2	2	2
C_r	$9,68 \cdot 10^{16}$	$9,20 \cdot 10^{16}$	$2,23 \cdot 10^{17}$	$8,50 \cdot 10^{16}$	$8,90 \cdot 10^{16}$	$2,45 \cdot 10^{17}$
C_s	$3,43 \cdot 10^{20}$	$3,41 \cdot 10^{20}$	$6,1 \cdot 10^{20}$	$4,00 \cdot 10^{20}$	$2,90 \cdot 10^{20}$	$6,1 \cdot 10^{20}$
p_c	-	-	$9,23 \cdot 10^{16}$	-	-	-

Tableau ANNEXE I-2 : Tableau résumant les valeurs des différentes constantes présentes dans les mobilités analytiques des trous μ_t (**bore**) et des électrons μ_e (**phosphore et arsenic**).

B . Dans le SiGe

De la même façon que pour le silicium, la mobilité analytique des trous (bore) dans le SiGe s'écrit [SYNOPSIS-13] :

$$\mu_t = \mu_0 e^{-\frac{p_c}{n_t}} + \frac{\mu_{max}}{1 + \left(\frac{n_t}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{n_t}\right)^\beta}$$

Les différents coefficients présents dans cette fonction varient en fonction de la teneur en germanium et sont résumés en **Tableau ANNEXE I-3**.

x_{Ge}	μ_{max}	μ_0	μ_1	α	β	δ	C_r	C_s	p_c
0,23	543,7	53,4	29	0,719	2	1	$2,23 \cdot 10^{17}$	$6,1 \cdot 10^{20}$	$9,23 \cdot 10^{16}$
0,25	568,2	55,3							
0,30	630,9	60							

Tableau ANNEXE I-3 : Tableau résumant les valeurs des différentes constantes présentes dans les mobilités analytiques des trous μ_t (bore) en fonction de la teneur en germanium.

II - Compléments de calculs théoriques

A . Facteur de scattering r_H

1 / Expression de E_x en fonction de E_y

Les composantes du vecteur densité de courant $\overrightarrow{\langle J_d \rangle}$ selon les axes x et y dépendent de la vitesse moyenne de dérive :

$$\begin{cases} \langle J_d \rangle_x = q n_t \langle v_d \rangle_{t_x} - q n_e \langle v_d \rangle_{e_x} & (1) \\ \langle J_d \rangle_y = q n_t \langle v_d \rangle_{t_y} - q n_e \langle v_d \rangle_{e_y} & (2) \end{cases}$$

Équation I-1

avec :

$$\begin{cases} \langle v_d \rangle_{e_x} = -\frac{\mu_e E_x - \mu_e^2 B_z E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} \\ \langle v_d \rangle_{e_y} = -\frac{\mu_e E_y + \mu_e^2 B_z E_x}{1 + (\mu_e B_z)^2} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \langle v_d \rangle_{t_x} = \frac{\mu_t E_x + \mu_t^2 B_z E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} \\ \langle v_d \rangle_{t_y} = \frac{\mu_t E_y - \mu_t^2 B_z E_x}{1 + (\mu_t B_z)^2} \end{cases}$$

En régime permanent, les vitesses de dérive des électrons et des trous selon l'axe y deviennent nulles, par conséquent, la composante de la densité de courant $\langle J_d \rangle_y$ devient nulle. L'**Équation I-1 (2)** devient :

$$n_t \langle v_d \rangle_{t_y} = n_e \langle v_d \rangle_{e_y}$$

A l'aide des expressions des vitesses de dérive des électrons $\langle v_d \rangle_{e_y}$ et des trous $\langle v_d \rangle_{t_y}$ selon l'axe y , l'équation précédente devient :

$$n_t \frac{\mu_t E_y - \mu_t^2 B_z E_x}{1 + (\mu_t B_z)^2} = -n_e \frac{\mu_e E_y + \mu_e^2 B_z E_x}{1 + (\mu_e B_z)^2}$$

Afin d'obtenir E_x en fonction de E_y , chaque membre de l'égalité est développé puis les termes dépendant de E_x et de E_y sont séparément rassemblés :

$$\begin{aligned} \frac{n_t \mu_t E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_t \mu_t^2 B_z E_x}{1 + (\mu_t B_z)^2} &= -\frac{n_e \mu_e E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2 B_z E_x}{1 + (\mu_e B_z)^2} \\ \Leftrightarrow \frac{n_t \mu_t^2 B_z E_x}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2 B_z E_x}{1 + (\mu_e B_z)^2} &= \frac{n_t \mu_t E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e \mu_e E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} \end{aligned}$$

Par factorisation, nous obtenons :

$$E_x = \frac{\left(\frac{n_t \mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e \mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t \mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e \mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{E_y}{B_z} \quad \text{Équation I-2}$$

2 / Expression générale de R_H

Nous rappelons l'expression de $\langle J_d \rangle_x$:

$$\langle J_d \rangle_x = q n_t \langle v_d \rangle_{t_x} - q n_e \langle v_d \rangle_{e_x}$$

avec :

$$\begin{cases} \langle v_d \rangle_{t_x} = \frac{\mu_t E_x + \mu_t^2 B_z E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} \\ \langle v_d \rangle_{e_x} = -\frac{\mu_e E_x - \mu_e^2 B_z E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2} \end{cases}$$

ainsi,

$$\langle J_d \rangle_x = q n_t \frac{\mu_t E_x + \mu_t^2 B_z E_y}{1 + (\mu_t B_z)^2} + q n_e \frac{\mu_e E_x - \mu_e^2 B_z E_y}{1 + (\mu_e B_z)^2}$$

Cette expression peut se décomposer en quatre termes :

$$\langle J_d \rangle_x = \underbrace{\frac{q n_t \mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_x}_{(1)} + \underbrace{\frac{q n_e \mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_x}_{(2)} + \underbrace{\frac{q n_t \mu_t^2 B_z}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_y}_{(3)} - \underbrace{\frac{q n_e \mu_e^2 B_z}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_y}_{(4)}$$

Dans les prochaines sections, nous allons chercher à exprimer chacun des termes en fonction de E_y .

a) Développement des termes (1) et (2) de $\langle \mathbf{J}_d \rangle_x$

Grâce à **Équation I-2**, les termes (1) et (2) peuvent se réécrire :

$$(1) : \frac{qn_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_x = \frac{qn_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} \times \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{E_y}{B_z}$$

Ainsi :

$$\frac{qn_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_x = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} \right)^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{qE_y}{B_z} + \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} \right) \left(\frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{qE_y}{B_z}$$

et :

$$(2) : \frac{qn_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_x = \frac{qn_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \times \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{E_y}{B_z}$$

Finalement :

$$\frac{qn_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_x = \frac{\left(\frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{qE_y}{B_z} + \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} \right) \left(\frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{qE_y}{B_z}$$

La somme des formes développées des termes (1) et (2) peut être simplifiée par la forme factorisée :

$\frac{qn_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_x + \frac{qn_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_x = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \times \frac{qE_y}{B_z}$
(1) (2)

b) Développement des termes (3) et (4) de $\langle \mathbf{J}_d \rangle_x$

L'expression (3) + (4) est directement exprimable en fonction de E_y :

$$\frac{qn_t\mu_t^2 B_z}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_y - \frac{qn_e\mu_e^2 B_z}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_y = \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right) \times qB_z E_y$$

Afin de faciliter la suite des calculs, nous allons mettre (3) + (4) au même dénominateur que l'expression de (1) + (2) :

$$\frac{qn_t\mu_t^2 B_z}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_y - \frac{qn_e\mu_e^2 B_z}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_y = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right)} \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2} \right) \times \frac{qB_z^2 E_y}{B_z}$$

Nous obtenons :

$$\frac{qn_t\mu_t^2 B_z}{1 + (\mu_t B_z)^2} E_y + \frac{qn_e\mu_e^2 B_z}{1 + (\mu_e B_z)^2} E_y = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)} \times \frac{qB_z^2 E_y}{B_z}$$

(3) (4)

c) Expression finale de $\langle J_d \rangle_x$

L'expression finale de $\langle J_d \rangle_x$ (c'est-à-dire la somme des termes (1), (2), (3) et (4)) est :

$$\langle J_d \rangle_x = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 + \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 B_z^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)} \times \frac{qE_y}{B_z}$$

Or, nous savons que le coefficient de Hall s'écrit :

$$R_H = \frac{E_y}{\langle J_d \rangle_x B_z}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\langle J_d \rangle_x}{E_y} = \frac{1}{R_H B_z}$$

Ainsi :

$$\frac{\langle J_d \rangle_x}{E_y} = \frac{1}{R_H B_z} = \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 + \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 B_z^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)} \times \frac{q}{B_z}$$

Ce qui donne :

$$\frac{1}{R_H} = q \times \frac{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 + \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 B_z^2}{\left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)}$$

Et enfin :

$$R_H = \frac{1}{q} \times \frac{\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}}{\left(\frac{n_t\mu_t}{1 + (\mu_t B_z)^2} + \frac{n_e\mu_e}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2 + B_z^2 \left(\frac{n_t\mu_t^2}{1 + (\mu_t B_z)^2} - \frac{n_e\mu_e^2}{1 + (\mu_e B_z)^2}\right)^2}$$

d) Passage aux limites

Dans cette section nous allons expliciter les étapes de calcul du passage aux limites de R_H pour des champs magnétiques forts ($B_z \gg 1$) et un faibles ($B_z \ll 1$). Afin de faciliter les calculs, nous allons transformer l'expression finale de R_H donnée précédemment en mettant chacun des trois principaux termes au même dénominateur :

$$R_H = \frac{1}{q} \times \frac{\frac{n_t \mu_t^2 (1 + (\mu_e B_z)^2) - n_e \mu_e^2 (1 + (\mu_t B_z)^2)}{(1 + (\mu_t B_z)^2)(1 + (\mu_e B_z)^2)}}{\left(\frac{n_t \mu_t (1 + (\mu_e B_z)^2) + n_e \mu_e (1 + (\mu_t B_z)^2)}{(1 + (\mu_t B_z)^2)(1 + (\mu_e B_z)^2)} \right)^2 + B_z^2 \left(\frac{n_t \mu_t^2 (1 + (\mu_e B_z)^2) - n_e \mu_e^2 (1 + (\mu_t B_z)^2)}{(1 + (\mu_t B_z)^2)(1 + (\mu_e B_z)^2)} \right)^2}$$

Par multiplication du numérateur et du dénominateur par $[(1 + (\mu_t B_z)^2)(1 + (\mu_e B_z)^2)]^2$, nous obtenons finalement :

$$R_H = \frac{1}{q} \times \frac{(1 + (\mu_t B_z)^2) \times (1 + (\mu_e B_z)^2) \times [n_t \mu_t^2 (1 + (\mu_e B_z)^2) - n_t \mu_t^2 (1 + (\mu_t B_z)^2)]}{[n_t \mu_t (1 + (\mu_e B_z)^2) + n_e \mu_e (1 + (\mu_t B_z)^2)]^2 + B_z^2 [n_t \mu_t^2 (1 + (\mu_e B_z)^2) - n_e \mu_e^2 (1 + (\mu_t B_z)^2)]^2}$$

(i) Fort champ magnétique ($B_z \gg 1$)

Pour un fort champ magnétique, l'expression précédente de R_H est équivalente au rapport de ses termes de plus hauts degrés en B_z , c'est-à-dire :

$$R_H \sim \frac{1}{q} \times \frac{(n_t - n_e) \mu_t^4 \mu_e^4 B_z^6}{(n_t - n_e)^2 \mu_t^4 \mu_e^4 B_z^6} = \frac{1}{q(n_t - n_e)}$$

Ainsi par passage à la limite :

$$R_H \xrightarrow{B_z \gg 1} \frac{1}{q(n_t - n_e)}$$

(i) Faible champ magnétique ($B_z \ll 1$)

Pour un fort champ magnétique, l'expression de R_H est équivalente au rapport de ses termes de plus bas degrés en B_z , c'est-à-dire :

$$R_H \sim \frac{1}{q} \times \frac{n_t \mu_t^2 - n_t \mu_t^2}{(n_t \mu_t + n_e \mu_e)^2}$$

Par passage à la limite :

$$R_H \xrightarrow{B_z \ll 1} \frac{n_t \mu_t^2 - n_t \mu_t^2}{q(n_t \mu_t + n_e \mu_e)^2}$$

B . Paramètres différentiels

Les expressions théoriques de la conductivité surfacique σ_S et du coefficient de Hall surfacique R_{HS} , nécessaires aux calculs des formules différentielles, sont rappelées ci-dessous :

$$\sigma_S(z) = \frac{1}{R_S(z)} = q \int_z^d f(y) dy \quad \text{Équation I-3}$$

et :

$$R_{HS}(z) = \frac{r_H \int_z^d g(y) dy}{q \left[\int_z^d f(y) dy \right]^2} \quad \text{Équation I-4}$$

avec f et g , les fonctions suivantes :

$$f(y) = n(y) \times \langle \mu_n(y) \rangle + p(y) \times \langle \mu_p(y) \rangle$$

$$g(y) = n(y) \times \langle \mu_n^2(y) \rangle + p(y) \times \langle \mu_p^2(y) \rangle$$

1 / Concentration différentielle n_{DHE}

Nous formons l'expression :

$$R_{HS} \sigma_S^2(z) = \frac{r_H \int_z^t g(y) \cdot dy}{q \left[\int_z^t f(y) dy \right]^2} \times \left[q \int_z^t f(y) dy \right]^2 = r_H q \int_z^t g(y) dy$$

Rappel mathématique :

D'après le **théorème fondamental de l'analyse et la dérivée d'une composée**,

Si I et J sont deux intervalles réels non dégénérés,

si a et b deux fonction dérivables sur I à valeurs dans J ,

si g est une fonction continue sur J à valeurs réelles ou complexes,

et si pour tout $x \in I$, on a :

$$F(x) = \int_{a(x)}^{b(x)} g(t) dt$$

Alors la fonction F est dérivable sur et pour tout $x \in I$, on a :

$$F'(x) = b'(x) \times g(b(x)) - a'(x) \times g(a(x))$$

D'après le théorème fondamental de l'analyse et la dérivée d'une composée, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \frac{d(R_H \sigma_S^2(z))}{dz} &= r_H q [(t)' \times g(z + \Delta z) - (z)' \times g(z)] \\ &= -r_H q \times g(z) \end{aligned} \quad \text{Équation I-5}$$

Ce théorème peut aussi être appliqué à l'expression de $\sigma_S(z)$:

$$\begin{aligned} \frac{d(\sigma_S(z))}{dz} &= q \cdot [(t)' \times f(z + \Delta z) - (z)' \times f(z)] \\ &= -q \times f(z) \end{aligned} \quad \text{Équation I-6}$$

Les équations **Équation I-5** et **Équation I-6** permettent de former le rapport :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d(\sigma_S(z))}{dz} \right)^2 / \left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(z))}{dz} \right) &= \frac{(-q \times f(z))^2}{-r_H q \times g(z)} = \frac{-q \times f(z)^2}{r_H \times g(z)} \\ &= \frac{-q}{r_H} \times \frac{(n(z)\mu_n(z) + p(z)\mu_p(z))^2}{n(z)\mu_n(z)^2 + p(z)\mu_p(z)^2} \end{aligned}$$

Pour un semi-conducteur fortement dopé, l'expression précédente peut être simplifiée :

$$\xrightarrow{P\text{-}typ} \quad p(z) = -\frac{r_H}{q} \times \left(\frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz} \right)^2 / \left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz} \right) \quad \text{Équation I-8}$$

$$\xrightarrow{N\text{-}ty} \quad n(z) = -\frac{r_H}{q} \times \left(\frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz} \right)^2 / \left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz} \right) \quad \text{Équation I-7}$$

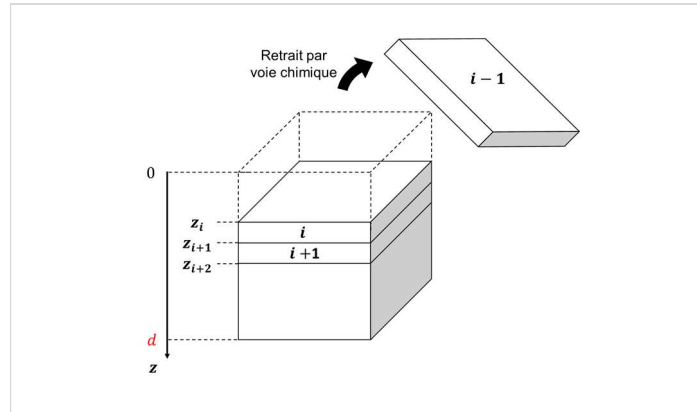


Figure ANNEXE I-1 : Représentation schématique du système de couches mesurées par effet Hall différentiel et des conventions utilisées pour définir le formalisme de cette technique.

Considérons d'un matériau semi-conducteur d'épaisseur d dont la i -ème couche est prête à être gravée (voir **Figure ANNEXE I-1**). L'épaisseur $(\Delta z)_i$ de cette couche est définie par :

$$(\Delta z)_i = z_{i+1} - z_i \quad \text{Équation I-9}$$

Les valeurs différentielles entre la profondeur z_i et z_{i+1} sont définies par :

$$(\Delta \sigma_S)_i = \sigma_S(z_{i+1}) - \sigma_S(z_i) \quad \text{Équation I-11}$$

$$(\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)_i = R_{H_S} \sigma_S^2(z_{i+1}) - R_{H_S} \sigma_S^2(z_i) \quad \text{Équation I-10}$$

Rappel mathématique :

Si I et J sont deux intervalles réels non dégénérés,
 si $a \in I$,
 si f est une fonction dérivable en a ,
 et si pour tout $x \in I$, on a :

$$f(x) - f(a) = \frac{(x - a)}{1!} \times f'(a) + o(x - a)$$

En appliquant la formule de Taylor à l'ordre 1 à l'Équation I-11 et à l'Équation I-10, nous obtenons :

$$(\Delta\sigma_S)_i = \frac{(\Delta z)_i}{1!} \times \frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz} + o((\Delta z)_i) \approx (\Delta z)_i \times \frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz}$$

$$(\Delta R_H \sigma_S^2)_i = \frac{(\Delta z)_i}{1!} \times \frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz} + o((\Delta z)_i) \approx (\Delta z)_i \times \frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz}$$

Ce qui donne finalement :

$$\frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz} \approx \frac{(\Delta\sigma_S)_i}{(\Delta z)_i}$$

$$\frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz} \approx \frac{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}{(\Delta z)_i}$$

En associant la valeur différentielle au centre de la couche gravée, on obtient :

$$\xrightarrow{P\text{-type}} p(z) = -\frac{r_H}{q(\Delta z)_i} \times \frac{((\Delta\sigma_S)_i)^2}{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}$$

$$\xrightarrow{N\text{-type}} n(z) = -\frac{r_H}{q(\Delta z)_i} \times \frac{((\Delta\sigma_S)_i)^2}{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}$$

En admettant le signe de n_{DHE} toujours positif suivant le type de dopage, nous pouvons donner une expression générale de la concentration différentielle de la i -ème couche gravée :

$$n_{DHE} \left(x_i + \frac{\Delta x_i}{2} \right) = \frac{r_H}{q(\Delta x)_i} \times \frac{(\Delta\sigma_S)_i}{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}$$

2 / Mobilité différentielle μ_{DHE}

Dans la section précédente, nous avons démontré les relations suivantes :

$$\frac{d(R_H \sigma_S^2(z))}{dx} = -r_H q \times g(z)$$

$$\frac{d(\sigma_S(x))}{dx} = -q \times f(z)$$

Grâce à ces expressions, nous pouvons former le rapport :

$$\left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(x))}{dx} \right) / \left(\frac{d(\sigma_S(x))}{dx} \right) = \frac{-r_H q \times g(z)}{-q \times f(z)} = r_H \times \frac{g(z)}{f(z)} = r_H \times \frac{n(z)\mu_n(z)^2 + p(z)\mu_p(z)^2}{n(z)\mu_n(z) + p(z)\mu_p(z)}$$

Pour un semi-conducteur fortement dopé, l'expression précédente peut être simplifiée :

$$\xrightarrow{P-type} \mu_p(x) = \frac{1}{r_H} \times \left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(x))}{dx} \right) / \left(\frac{d(\sigma_S(x))}{dx} \right) \quad \text{Équation I-12}$$

$$\xrightarrow{N-type} \mu_n(x) = \frac{1}{r_H} \times \left(\frac{d(R_H \sigma_S^2(x))}{dx} \right) / \left(\frac{d(\sigma_S(x))}{dx} \right) \quad \text{Équation I-13}$$

D'après la section précédente :

$$\frac{d(\sigma_S(z_i))}{dz} \approx \frac{(\Delta \sigma_S)_i}{(\Delta z)_i} \quad \text{et} \quad \frac{d(R_H \sigma_S^2(z_i))}{dz} \approx \frac{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}{(\Delta z)_i}$$

Ainsi, nous obtenons finalement :

$$\xrightarrow{P-type} \mu_p(x) = \frac{1}{r_H} \times \frac{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}{(\Delta \sigma_S)_i}$$

$$\xrightarrow{N-type} \mu_n(x) = \frac{1}{r_H} \times \frac{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}{(\Delta \sigma_S)_i}$$

L'expression générale de μ_{DHE} est donnée par :

$$\mu_{DHE} \left(x_i + \frac{\Delta x}{2} \right) = \frac{1}{r_H} \times \frac{(\Delta R_H \sigma_S^2)_i}{(\Delta \sigma_S)_i}$$

C . Incertitudes sur les valeurs différentielles

Nous souhaitons exprimer les incertitudes relatives sur les concentrations et les mobilités différentielles $S_{n_{DHE}}$ et $S_{\mu_{DHE}}$ en fonction des incertitudes relatives sur les mesures de conductivité surfacique S_{σ_s} et sur le coefficient de Hall surfacique $S_{R_{H_S}}$.

Rappel théorique :

Soient f une fonction de variable x et $x_1, x_2, \dots, x_n$ n variables aléatoires indépendantes. S_{x_i} est l'écart-type relatif des x_i ($i \in \mathbb{N}$). L'incertitude S_f sur f s'écrit :

$$S_f = \frac{\delta f}{f} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 S_{x_i}^2} \quad \text{Équation I-14}$$

$$\text{avec : } S_{x_i} = \frac{\delta x_i}{x_i} = \frac{1}{|\bar{x}_i|} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\bar{x}_i - x_i)^2} \quad \text{Équation I-15}$$

1 / Incertitude sur la concentration $S_{n_{DHE}}$

Nous savons que n_{DHE} est lié à σ_s et R_{H_S} par :

$$n_{DHE} \left(z_i + \frac{(\Delta z)_i}{2} \right) \propto \frac{((\Delta \sigma_s)_i)^2}{(\Delta R_{H_S} \sigma_s^2)_i}$$

Afin de simplifier les calculs, nous allons procéder en plusieurs temps grâce à la décomposition suivante :

$$Z = X^2 = ((\Delta \sigma_s)_i)^2 = (\sigma_{s_{i+1}} - \sigma_{s_i})^2 = (A - B)^2$$

$$Y = (\Delta R_{H_S} \sigma_s^2)_i = (R_{H_S} \sigma_s^2)_{i+1} - (R_{H_S} \sigma_s^2)_i = C - D$$

L'incertitude sur n_{DHE} s'écrit :

$$S_{n_{DHE}} = \left[\left(\frac{\delta Z}{Z} \right)^2 + \left(\frac{\delta Y}{Y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Nous allons tout d'abord établir l'expression de l'incertitude δX , puis celle des incertitudes relatives $\delta Z/Z$ et $\delta Y/Y$.

a) Incertitude δX

$$X = A - B = \sigma_{s_{i+1}} - \sigma_{s_i}$$

L'incertitude δX s'écrit :

$$(\delta X)^2 = (\delta A)^2 + (\delta B)^2$$

Nous faisons l'hypothèse que $(\delta A)^2 = (\delta B)^2$ et que $(\delta \sigma_{S_{i+1}})^2 = (\delta \sigma_{S_i})^2 = (\delta \sigma_S)^2$. Il est alors possible d'écrire :

$$(\delta X)^2 = 2 \times (\delta A)^2 = 2 \times (\delta B)^2$$

Soit :

$$(\delta X)^2 = 2 \times (\delta \sigma_S)^2$$

Ou bien :

$\delta X = \sqrt{2} \times \delta \sigma_S$	<i>Équation I-16</i>
--	----------------------

b) Incertitude δZ

Par développement de la différentielle de Z :

$$\delta Z = \delta(X^2) = 2X\delta X$$

Or $Z = X^2$, donc :

$$\delta Z = \frac{2Z\delta X}{X} \Leftrightarrow \frac{\delta Z}{Z} = \frac{2\delta X}{X}$$

Grâce à l'Équation I-16 et à l'expression de $X = \Delta \sigma_S$:

$$\left(\frac{\delta Z}{Z}\right)^2 = \left(\frac{2\sqrt{2} \times \delta \sigma_S}{\Delta \sigma_S}\right)^2 = 8 \times \left(\frac{\delta \sigma_S}{\Delta \sigma_S}\right)^2$$

C'est-à-dire :

$\left(\frac{\delta Z}{Z}\right)^2 = 8 \times \left(\frac{\delta \sigma_S}{\Delta \sigma_S}\right)^2$	<i>Équation I-17</i>
---	----------------------

c) Incertitude δY

$$Y = C - D = (R_{H_S} \sigma_S^2)_{i+1} - (R_{H_S} \sigma_S^2)_i$$

La différentielle dC s'écrit :

$$\begin{aligned} C &= (R_{H_S} \sigma_S^2)_{i+1} \approx R_{H_S} \sigma_S^2 \\ dC &= \sigma_S^2 \times dR_S + 2R_S \sigma_S \times d\sigma_S \\ &= \frac{C}{R_S} \times dR_S + \frac{2C}{\sigma_S} \times d\sigma_S \end{aligned}$$

D'après l'Équation I-14, l'expression générale de l'incertitude δC est :

$$\delta C = \left[\left(\frac{\partial C}{\partial R_S} \times \delta R_S \right)^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial \sigma_S} \times \delta \sigma_S \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\delta C = \left[\left(\frac{C}{R_s} \times \delta R_s \right)^2 + \left(\frac{2C}{\sigma_s} \times \delta \sigma_s \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Soit :

$$\begin{aligned} (\delta C)^2 &= C^2 \left[\left(\frac{\delta R_s}{R_s} \right)^2 + 4 \times \left(\frac{\delta \sigma_s}{\sigma_s} \right)^2 \right] \\ &= C^2 \left[(S_{R_s})^2 + 4 \times (S_{\sigma_s})^2 \right] \end{aligned}$$

Le résultat est identique pour $(\delta D)^2$. Finalement, l'incertitude δY est :

$$(\delta Y)^2 = (\delta C)^2 + (\delta D)^2$$

Or $(\delta C)^2 = (\delta D)^2$. Par conséquent,

$(\delta Y)^2 = 2 \times (R_{H_s} \sigma_s^2)^2 \left[(S_{R_s})^2 + 4 \times (S_{\sigma_s})^2 \right]$	Équation I-18
---	----------------------

d) Expression finale $S_{n_{DHE}}$

Nous rappelons l'expression formulée en début de section :

$$S_{n_{DHE}} = \left[\left(\frac{\delta Z}{Z} \right)^2 + \left(\frac{\delta Y}{Y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

En utilisant l'Équation I-16, l'Équation I-17 et l'Équation I-18 ainsi que l'expressions de Y :

$$S_{n_{DHE}} = \left[8 \times \left(\frac{\delta \sigma_s}{\Delta \sigma_s} \right)^2 + \frac{2 \times (R_{H_s} \sigma_s^2)^2 \left[(S_{R_s})^2 + 4 \times (S_{\sigma_s})^2 \right]}{(\Delta R_{H_s} \sigma_s^2)^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Le premier terme sous la racine peut être décomposé en :

$$\frac{\delta \sigma_s}{\Delta \sigma_s} = \frac{\delta \sigma_s}{\sigma_s} \times \frac{\sigma_s}{\Delta \sigma_s} = S_{\sigma_s} \times \frac{\sigma_s}{\Delta \sigma_s}$$

Ainsi,

$$S_{n_{DHE}} = \left[8 \times (S_{\sigma_s})^2 \times \left(\frac{\sigma_s}{\Delta \sigma_s} \right)^2 + 2 \times \left(\frac{R_{H_s} \sigma_s^2}{\Delta R_{H_s} \sigma_s^2} \right)^2 \times \left[(S_{R_s})^2 + 4 \times (S_{\sigma_s})^2 \right] \right]^{\frac{1}{2}}$$

On pose :

$$\alpha_1 = \frac{\sigma_s}{\Delta \sigma_s} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{R_{H_s} \sigma_s^2}{\Delta R_{H_s} \sigma_s^2}$$

Nous obtenons finalement :

$S_{n_{DHE}} = \left[8 \times (\alpha_1)^2 (S_{\sigma_s})^2 + 2 \times (\alpha_2)^2 \left[(S_{R_s})^2 + 4 \times (S_{\sigma_s})^2 \right] \right]^{\frac{1}{2}}$
--

2 / Incertitude sur la mobilité $S_{\mu_{DHE}}$

Nous savons que μ_{DHE} est lié à σ_S et R_{H_S} par :

$$\mu_{DHE} \left(x + \frac{\Delta x_i}{2} \right) \propto \frac{(\Delta R_S \sigma_S^2)_i}{(\Delta \sigma_S)_i}$$

Afin de simplifier les calculs, nous allons procéder en plusieurs temps grâce à la décomposition suivante :

$$X = (\Delta \sigma_S)_i = \sigma_{S_{i+1}} - \sigma_{S_i} = A - B$$

$$Y = (\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)_i = (R_{H_S} \sigma_S^2)_{i+1} - (R_{H_S} \sigma_S^2)_i = C - D$$

L'incertitude sur n_{DHE} s'écrit :

$$S_{\mu_{DHE}} = \left[\left(\frac{\delta X}{X} \right)^2 + \left(\frac{\delta Y}{Y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Nous avons déjà démontré la méthode d'obtention de δY dans la section précédente et :

$$(\delta Y)^2 = 2 \times (R_{H_S} \sigma_S^2)^2 \left[(S_{R_S})^2 + 4 \times (S_{\sigma_S})^2 \right]$$

De même pour l'expression de δX , ce qui donnait :

$$(\delta X)^2 = 2 \times (\delta \sigma_S)^2$$

Finalement, $S_{\mu_{DHE}}$ s'écrit :

$$S_{\mu_{DHE}} = \left[\frac{2 \times (\delta \sigma_S)^2}{(\Delta \sigma_S)^2} + \frac{2 \times (R_{H_S} \sigma_S^2)^2 \left[(S_{R_S})^2 + 4 \times (S_{\sigma_S})^2 \right]}{(\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$S_{\mu_{DHE}} = \left[2 \times \frac{(\delta \sigma_S)^2}{(\sigma_S)^2} \times \frac{(\sigma_S)^2}{(\Delta \sigma_S)^2} + 2 \times \frac{(R_{H_S} \sigma_S^2)^2}{(\Delta R_{H_S} \sigma_S^2)^2} \times \left[(S_{R_S})^2 + 4 \times (S_{\sigma_S})^2 \right] \right]^{\frac{1}{2}}$$

C'est-à-dire :

$$S_{\mu_{DHE}} = \left[2 \times (\alpha_1)^2 (S_{\sigma_S})^2 + 2 \times (\alpha_2)^2 \left[(S_{R_S})^2 + 4 \times (S_{\sigma_S})^2 \right] \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{avec :} \quad \alpha_1 = \frac{\sigma_S}{\Delta \sigma_S} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{R_{H_S} \sigma_S^2}{\Delta R_{H_S} \sigma_S^2}$$

III - Phénomènes présents lors de la mesure du coefficient de Hall

Lors de l'application d'un champ électrique et d'un champ magnétique en configuration de Hall, plusieurs en plus de la tension de Hall V_H (voir **Figure ANNEXE I-2 (a)**) apparaissent [**GOLDSMID-16**] :

- **La tension de Nernst V_N** : l'effet de Nernst s'observe par une tension transverse due à un gradient de température longitudinal (voir **Figure ANNEXE I-2 (b)**). Cet effet est quantifié par le coefficient N suivant :

$$|N| = \frac{dV/dy}{B_z \times dT/dx}.$$

- **La tension d'Ettinghausen V_E** : Lorsque l'effet Hall atteint son régime permanent, des porteurs de signe différent sont accumulés d'un côté ou de l'autre du matériau. La température de la paroi accumulant les électrons augmente en raison des collisions électron-électron. Le gradient de température résultant (dans la direction de la tension de Hall) est appelé l'effet Ettinghausen et fait apparaître une tension supplémentaire, la tension d'Ettinghausen (voir **Figure ANNEXE I-2 (c)**). Cet effet peut s'exprimer à travers le coefficient P [**PARANJAPÉ-60**] :

$$|P| = \frac{dT/dy}{B_z J_x}$$

- **La tension de Righi-Leduc V_R** : Cette tension résulte d'un gradient de température transversal du à un gradient de température longitudinal (voir **Figure ANNEXE I-2 (d)**). Il se définit grâce au coefficient S :

$$|S| = \frac{dT/dy}{B_z \cdot dT/dx}.$$

- **La tension de désalignement V_M** : Le mauvais alignement ou la dissymétrie entre deux contacts opposés génère une tension de désalignement. Celle-ci est mesurée avant application du champ magnétique par comparaison des courants obtenus après application d'une même tension entre contacts opposés.

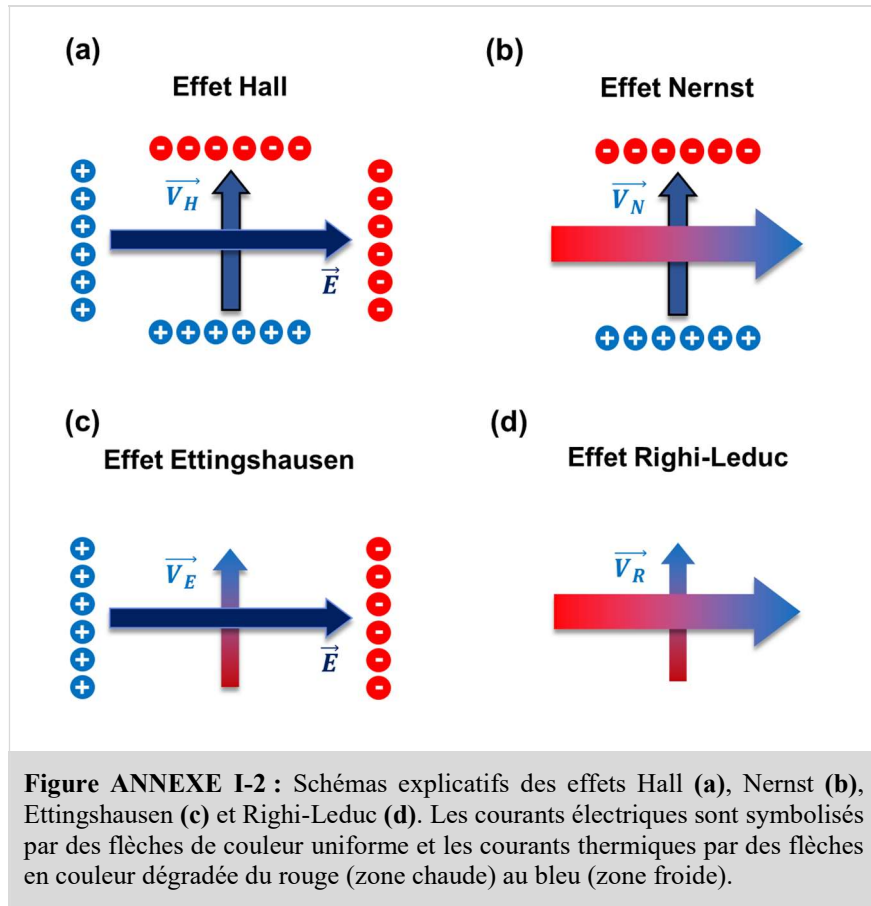
Chacune de ces tensions contribue à la tension transversale lors de la mesure en configuration de Hall et en régime permanent. Ainsi, les tensions transversales V_{mesBD}^{+B+i} , V_{mesBD}^{+B-i} , V_{mesBD}^{-B+i} et V_{mesBD}^{-B-i} (entre les contact B et D, voir **Figure ANNEXE I-3**) obtenues avec toutes les permutations en courant et en champ magnétique s'écrivent :

$$V_{mesBD}^{+B+i} = V_{HBD} + V_M + V_E + V_N + V_R$$

$$V_{mesBD}^{+B-i} = -V_{HBD} - V_M - V_E + V_N + V_R$$

$$V_{mesBD}^{-B+i} = -V_{HBD} + V_M - V_E - V_N - V_R$$

$$V_{mesBD}^{-B-i} = V_{HBD} - V_M + V_E - V_N - V_R$$

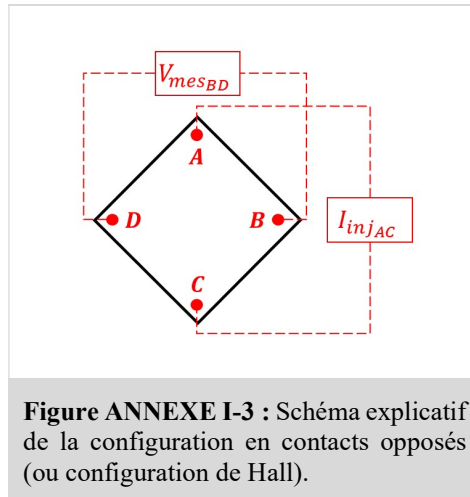


En combinant ces tensions judicieusement, il est possible de supprimer la grande majorité des effets parasites :

$$V_{H_{BD}} + V_E = \frac{(V_{mes_{BD}}^{+B+i} - V_{mes_{BD}}^{+B-i}) - (V_{mes_{BD}}^{-B+i} - V_{mes_{BD}}^{-B-i})}{4}$$

Par l'injection d'un courant alternatif à une fréquence de 200Hz, la tension d'Ettingshausen V_E peut être supprimée. La moyenne entre les tensions $V_{H_{BD}}$ et $V_{H_{AC}}$ obtenues entre les contacts B/D et A/C donne la tension de Hall finale V_H :

$$V_H = \frac{V_{H_{13}} + V_{H_{24}}}{2}$$



IV - Références

[GOLDSMID-16] H.J. Goldsmid, *Introduction to Thermoelectricity*, Springer Series in Materials Science, Series Volume 121, 2010.

[MASETTI-83] G. Masetti, S. Solmi, *Relationship between carrier mobility and electron concentration in silicon heavily doped with phosphorus*, Solid-State and Electron Devices, Vol. 3, No. 3, pp. 65-68, 1979.

[PARANJAPE-60] B. V. Paranjape, J. S. Levinger, *Theory of the Ettingshausen Effect in Semiconductors*, Physical Review, Vol. 120, No. 2, 1960.

[REGGIANNI-02] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Baccarani, A. D. Stricker, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, L. Zullino, *Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures—Part I: Bulk Mobility*, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 49, No. 3, pp. 490-499, 2002.

[SYNOPSIS-13] TCAD Sentaurus Process User Guide, I-2013.12 version, Synopsis, Inc.: Mountain View, California, USA, 2013.

ANNEXE II

Description des différentes techniques de caractérisation utilisées

ANNEXE II : Description des différentes techniques de caractérisation utilisées

Cette partie annexe est dédiée à la description des cinq techniques de caractérisation suivantes : la spectrométrie de masse à ionisation secondaire (**page 220**), la diffractométrie à rayons X (**page 221**), la microscopie à force atomique (**page 224**), la microscopie en transmission (**page 226**), et la mesure quatre pointes (**page 229**).

I - Spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS)

La spectroscopie de masse à ionisation secondaire (SIMS) est une technique d'analyse chimique destructive consistant à bombarder la surface de la couche à caractériser (cible) à l'aide d'un faisceau d'ions primaires, l'ensemble étant placé dans un vide très poussé (quelques 10^{-9} Torr). L'énergie du faisceau d'ions primaires est suffisante (quelques keV) pour pulvériser la surface (régime de cascades linéaires [LAMRANI -05]) émettant ainsi des particules secondaires : électrons, photons, atomes et molécules neutres, ions mono et polyatomiques (voir **Figure ANNEXE II-1**). L'information intéressante pour l'analyse SIMS est contenue dans les ions secondaires. Une fois éjectés, ces derniers sont ensuite accélérés grâce à une différence de potentiel (appelée tension d'extraction) jusqu'à un spectromètre de masse permettant de les trier en masse (par un champ électrostatique) et en énergie (par un champ magnétique). En maintenant le bombardement, l'échantillon est érodé progressivement et lentement générant une émission continue d'ions secondaires. Les ions secondaires extraits de la cible dépendent du type d'ions primaires utilisés. Par exemple, l'utilisation d'un faisceau d'ions primaires d'oxygène augmente significativement les rendements d'ions positifs (comme le bore) alors que sous l'effet d'un bombardement d'ions césium, c'est le rendement des ions négatifs qui est favorisé (halogènes, phosphore, carbone, oxygène...). En sortie du spectromètre, les ions secondaires sont acheminés vers un système de détection qui permet de transformer le courant ionique en signal électrique. Ainsi, chaque ion peut être comptabilisé et la courbe finale traduit l'intensité du signal (en coups par seconde) en fonction du temps d'érosion.

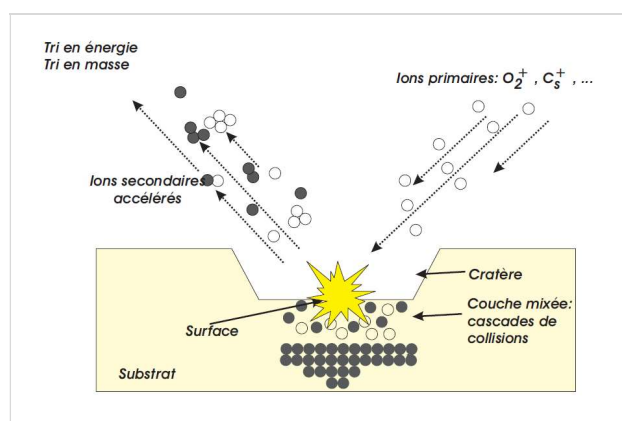


Figure ANNEXE II-1 : Représentation schématique de la pulvérisation de la surface et des émissions secondaires résultantes d'un échantillon soumis à un bombardement d'ions primaires incidents [HERNANDEZ-05].

Grâce à une minimisation des fluctuations du faisceau d'ions primaires, la vitesse d'érosion peut être considérée comme constante. Ainsi, la mesure de la profondeur du cratère final ramenée au temps d'érosion total permet de calculer la vitesse d'érosion et de convertir l'échelle temporelle du profil mentionnée précédemment en profondeur. De même, à partir de la caractérisation SIMS d'un échantillon de référence implanté avec le même dopant que l'échantillon étudié et dont le profil de concentration est connu, il est possible de convertir le nombre de coups par seconde en concentration via un coefficient appelé RSF (pour Relative Sensitivity Factor).

De par sa grande sensibilité et sa haute résolution, le SIMS est la méthode la plus précise pour l'analyse chimique des matériaux utilisés en microélectronique. Dans nos études, nous l'utilisons pour établir le profil de concentration chimique des dopants en fonction de la profondeur.

II - Diffractométrie à rayons X (XRD)

A . Principe et intérêt

La diffractométrie de rayons X (ou **XRD** pour « *X-Ray Diffraction* ») est une technique d'analyse physico-chimique non destructive. Cette technique utilise un faisceau de rayons X qui est dirigé vers un échantillon cristallin puis diffracté par ce dernier dans des directions spécifiques déterminées par la longueur d'onde des rayons X, les dimensions et l'orientation du réseau cristallin (**Loi de Bragg**) ainsi que la densité électronique des atomes du cristal. Par mesure de l'intensité du rayon diffracté en fonction de l'angle d'incidence, il est possible de déterminer la position moyenne et la nature des atomes du cristal et donc d'identifier le matériau étudié.

Nous utilisons cette technique pour mesurer la composition (stœchiométrie), l'épaisseur et l'état de contrainte de couches semi-conductrices. Ceci est réalisable grâce à différents modes de la XRD que nous allons détailler dans les prochaines sections.

B . Diffraction de rayons X par un réseau cristallin

1 / Angle de diffraction (Loi de Bragg)

Un cristal peut être vu comme la répétition périodique tridimensionnelle d'atomes appelés nœuds. Tout plan traversant plusieurs nœuds est appelé plan réticulaire. En **Figure ANNEXE II-2** est représentée une vue en coupe d'un empilement de plans réticulaires espacés d'une distance d nommée distance inter-réticulaire. L'angle θ , dit angle de Bragg, détermine l'incidence d'un faisceau de rayons X sur les plans réticulaires. La différence de chemin optique entre deux rayons X incidents de longueur d'onde λ (représentés par des segments verts en **Figure ANNEXE II-2**) vaut :

$$AC + CB = 2d \sin \theta$$

Le phénomène de diffraction s'effectue sans perte d'énergie des photons diffractés (diffusion élastique), ce qui signifie que leur longueur d'onde reste inchangée. Ainsi, ces rayons interfèrent de manière constructive lorsque la différence de marche entre eux est égale à un multiple entier de leur longueur d'onde (**loi de Bragg**) :

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

Équation II-1

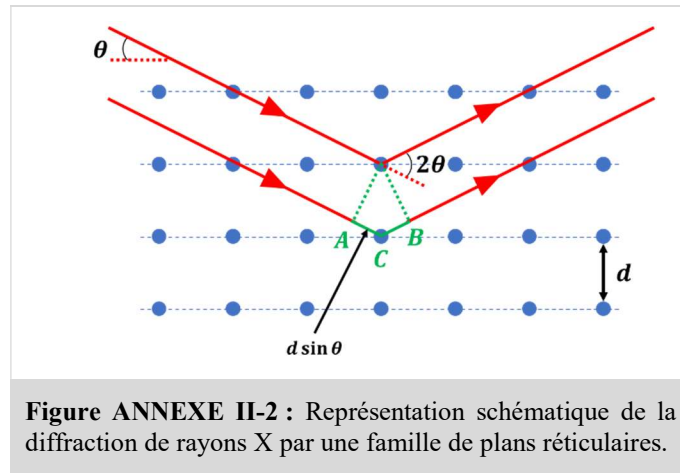


Figure ANNEXE II-2 : Représentation schématique de la diffraction de rayons X par une famille de plans réticulaires.

2 / Intensité de l'onde diffractée

L'intensité du signal lumineux diffracté dépend de la longueur d'onde des rayons X incidents et du facteur de structure $F_{h,k,l}$:

$$I \propto \lambda^3 \times |F_{h,k,l}|^2 \quad \text{Équation II-2}$$

avec : h, k et l , les indices de Miller des vecteurs définissant la maille cristalline dans le réseau réciproque

Le facteur de structure $F_{h,k,l}$ est caractéristique du cristal étudié et dépend de la longueur λ et l'angle de Bragg θ :

$$F_{h,k,l} = \sum_{\text{atomes } j} f_j \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) \times e^{-B_j \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2} \times e^{2\pi (hx_j + ky_j + lz_j)} \quad \text{Équation II-3}$$

avec : x_j, y_j et z_j , les coordonnées de l'atome j dans la maille
 $f_j(\sin \theta / \lambda)$, le facteur de forme de l'atome j
 B_j , le facteur de Debye-Waller associé au désordre structural

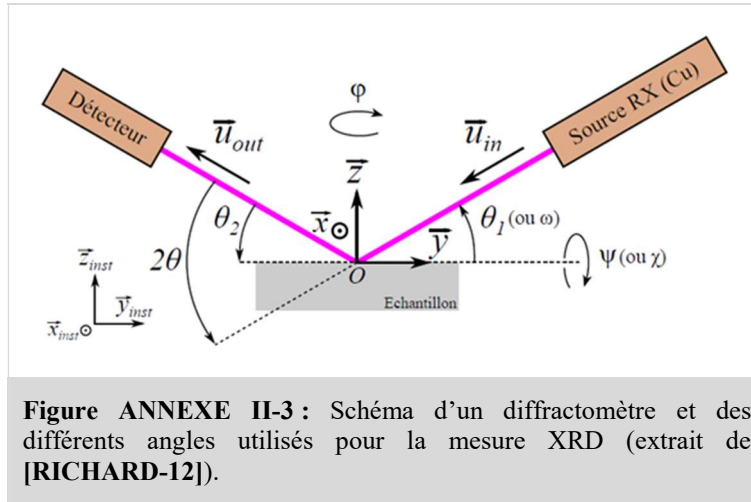
La mesure de l'intensité des rayons diffractés I permet de déterminer le facteur de structure $F_{h,k,l}$ (voir **Équation II-2**). L'angle de Bragg étant connu, il est ensuite possible d'identifier la structure complète du cristal étudié grâce à l'**Équation II-3** (avec les f_j).

C . Appareillage

Les rayons X sont produits par un tube composé d'une cathode et d'une anode, entre lesquelles une haute tension est appliquée (généralement de 40 kV). Un courant d'électron entre ces électrodes excite les atomes de l'anode (le plus souvent en cuivre) et leur désexcitation produit des rayons X de différentes longueurs d'ondes. Après filtrage, seuls les rayons avec les deux longueurs d'ondes suivantes sortent de la source : $\lambda_{K_{\alpha,1}}$ (1,5405 angströms) et $\lambda_{K_{\alpha,2}}$ (1,5444 angströms). Le ratio de leur intensité ($K_{\alpha,2}/K_{\alpha,1}$) est de 51/100.

Le faisceau composé des deux raies $K_{\alpha,1}$ et $K_{\alpha,2}$ est focalisé en un faisceau d'un diamètre de 0,5 à 1 cm qui est ensuite dirigé vers l'échantillon à étudier. Le point d'intersection entre le faisceau et l'échantillon est noté O et permet de définir le repère orthonormé (O, x, y, z) (voir **Figure ANNEXE II-3**). La direction du faisceau incident est donnée par le vecteur $\vec{u}_{in}$ et la direction du faisceau diffracté par $\vec{u}_{out}$.

Le diffractomètre est composé de quatre moteurs permettant de contrôler séparément les quatre angles θ_1 , θ_2 , φ et ψ .



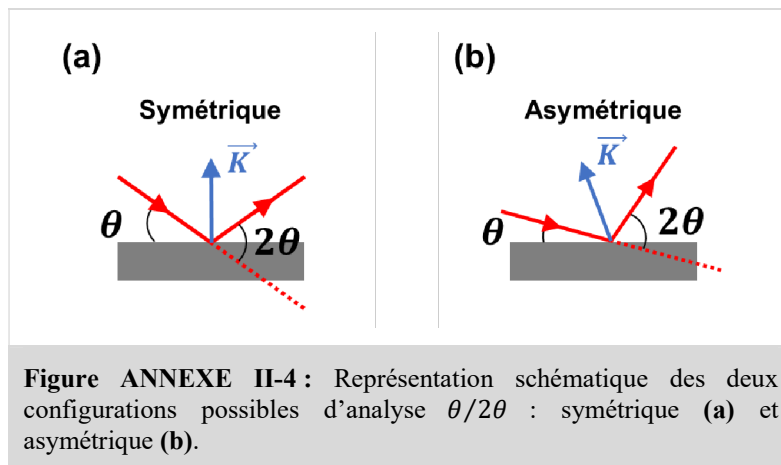
L'intensité du rayonnement X diffracté est mesurée à l'aide d'un détecteur (Geiger-Müller ou compteur à scintillation). Un diaphragme à couteau permet d'éliminer l'effet parasite du faisceau incident pour des petits angles ($2\theta < 10^\circ$). Le traitement des spectres de diffraction s'effectue à l'aide d'un logiciel basé sur les données des fiches ASTM (pour « *American Society for Testing and Materials* »), faisant correspondre les distances inter-réticulaires d aux angles 2θ enregistrés.

D . Analyse $\theta/2\theta$ (ou mode Bragg-Brentano)

Dans ce mode d'analyse, les rotations de la source et du détecteur autour de l'axe x sont liées de façon à maintenir l'égalité $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ (géométrie Bragg-Brentano). Pour cette raison, ce type d'analyse est appelé « analyse $\theta/2\theta$ ». La mesure de l'intensité du rayon diffracté en fonction de l'angle 2θ donne un diagramme de diffraction. On définit le vecteur de diffraction $\vec{K}$ à partir des vecteurs d'onde des rayons incidents $\vec{k}_{in} = k_{in}\vec{u}_{in}$ et diffractés $\vec{k}_{out} = k_{out}\vec{u}_{out}$ par :

$$\vec{K} = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}$$

L'analyse $\theta/2\theta$ sera dite symétrique lorsque $\vec{K}$ est orthogonal à la surface de l'échantillon et asymétrique dans le cas contraire (voir respectivement **Figure ANNEXE II-4 (a) et (b)**).



Grâce à la configuration symétrique, il est possible d'extraire l'épaisseur et la composition d'une couche semi-conductrice grâce à l'évaluation de la distance inter-réticulaire d entre les plans parallèles à la surface. Quant à la configuration asymétrique, elle permet d'obtenir des informations sur la contrainte par identification de la distance inter-réticulaire entre des plans non-parallèles à la surface.

III - Microscopie à force atomique (AFM)

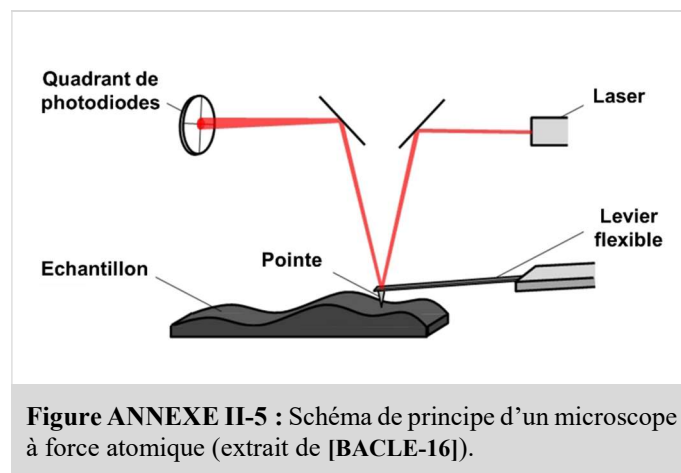
A . Principe

La microscopie à force atomique (ou **AFM** pour « *Atomic Force Microscopy* ») permet d'analyser une surface point par point grâce au balayage d'une pointe très fine positionnée à l'extrémité d'un microlevier flexible (voir **Figure ANNEXE II-5**). Ce type de microscopie fonctionne en mesurant la déviation du levier due aux forces d'interactions (répulsives et attractives) entre la pointe nanométrique et les atomes en surface de l'échantillon. La déviation du levier suit la loi de Hooke suivante :

$$F = -ks$$

avec : k , la constante de raideur du bras de levier
 s , la déflexion du bras de levier

La mesure de la déviation du levier est réalisée à l'aide d'un faisceau laser dont le signal lumineux est capté par un quadrant de quatre photodiodes. Quand le faisceau n'est pas dévié, il frappe au centre du détecteur et illumine les quatre photodiodes de manière égale. Si le faisceau laser est dévié, certaines photodiodes reçoivent plus de lumière que d'autres et il apparaît une différence de tension. Cette tension est directement liée aux forces d'interaction et à la hauteur de l'échantillon. Pour éviter tout endommagement de la pointe, il existe donc un système de rétroaction qui permet de maintenir une distance constante entre la pointe et l'échantillon (via des tubes piézoélectriques).



L'AFM permet d'observer des objets nanométriques. Nous utilisons cette technique de caractérisation pour évaluer la rugosité de surface de nos échantillons.

B . Appareillage

Les microscopes à force atomique sont composés de trois principales parties : l'ensemble levier/pointe, les tubes piézoélectriques et le détecteur photodiode.

Le levier de l'AFM est une pièce flexible sur laquelle est fixée la pointe d'analyse et dont la face supérieure permet de réfléchir le faisceau laser vers le détecteur.

Les céramiques piézoélectriques sont des matériaux qui se contractent ou s'étirent en présence d'un gradient de tension électrique. Le déplacement précis du support de l'échantillon est réalisé à l'aide d'un tube piézoélectrique (à la verticale). En appliquant une tension sur le tube grâce à une ou plusieurs électrodes, le tube piézoélectrique est contracté ou étiré, ce qui met en mouvement le support de l'échantillon. Le déplacement dans les directions xy est contrôlé à l'aide de quatre électrodes réparties sur la paroi extérieures et le déplacement en z par une électrode à l'intérieur du tube. Un dispositif identique est utilisé pour déplacer précisément le levier.

Enfin, la déviation du levier est traduite en signal électrique à l'aide de photodiodes sur lesquelles va se refléter le rayon laser.

C . Les modes de fonctionnement

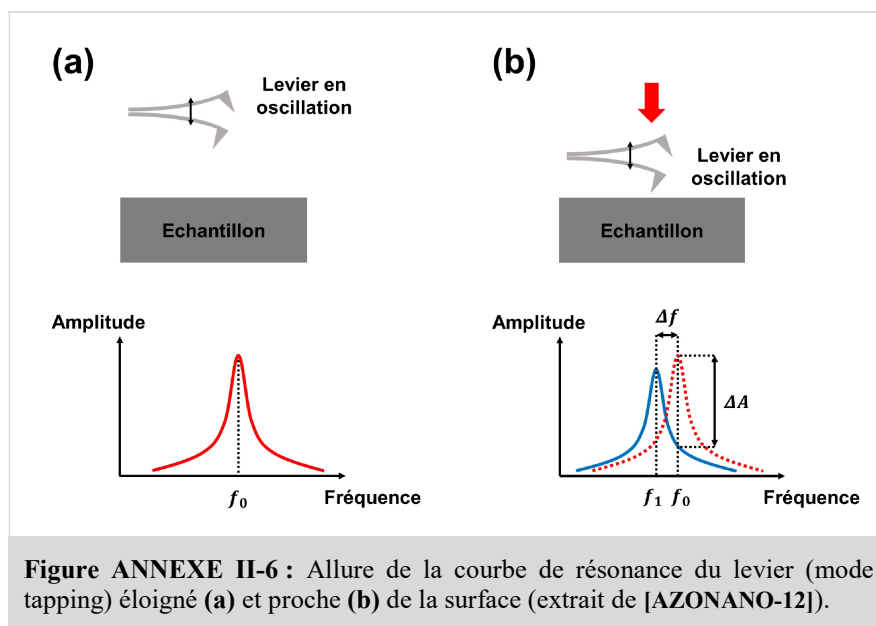
Depuis la création de l'AFM, différents modes d'utilisation de l'appareil ont été développés. Les deux plus courants sont le **mode contact** et le **mode tapping**.

1 / Mode contact

Le mode contact utilise les forces répulsives. La pointe appuie légèrement sur la surface et est donc repoussée (principe de Pauli), ce qui infléchit le levier. L'appareil mesure alors la déviation à partir de laquelle la hauteur de l'échantillon peut être calculée. Cette valeur permet aussi de maintenir la distance pointe-échantillon constante par rétroaction.

2 / Mode tapping

Le mode tapping consiste à faire vibrer le levier à sa fréquence propre de résonance (de l'ordre de 50-100 kHz) avec une certaine amplitude (voir **Figure ANNEXE II-6 (a)**). Lorsque la pointe interagit avec la surface, l'amplitude d'oscillation du levier diminue (voir **Figure ANNEXE II-6 (b)**). L'appareil mesure cette différence d'amplitude et ensuite calcule la hauteur locale.



IV - Microscopie électronique en transmission (TEM)

A . Principe, historique et objectif

La microscopie électronique en transmission (pour **TEM** pour « *Transmission Electron Microscopy* ») est une technique qui consiste à émettre un faisceau d'électrons très énergétique (>100keV) qui va alors traverser un échantillon aminci (~100-200 nm). Grâce aux interactions entre les électrons et les atomes de l'échantillon, il est possible d'obtenir une image dont la résolution peut atteindre 0,08 nm.

Nous utilisons cette technique pour l'étude de la qualité des matériaux et des interfaces (**mode image**) mais aussi l'identification de phases (notamment à l'aide du **mode diffraction**).

B . Accélération des électrons et longueur d'onde électronique

La résolution d'observation proposée par les microscopes optiques n'étant plus suffisante (~200nm pour les photons), il a fallu trouver une autre méthode pour observer des objets avec une résolution nanométrique. En 1925, Louis de Broglie, grâce à la mécanique ondulatoire (Prix Nobel de Physique 1929), montre que la longueur d'onde d'un électron dépend de sa quantité de mouvement [**BROGLIE-24**] [**BROGLIE-25**] :

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{Équation II-4}$$

La vitesse v d'un électron s'écrit en fonction de la tension V qui lui est appliquée :

$$v = \sqrt{\frac{2qV}{m_0}} \quad \text{Équation II-5}$$

avec : m_0 , la masse de l'électron
 q , la charge élémentaire

Ainsi, la longueur de l'électron peut être réécrite en fonction de la tension V :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0qV}} \quad \text{Équation II-6}$$

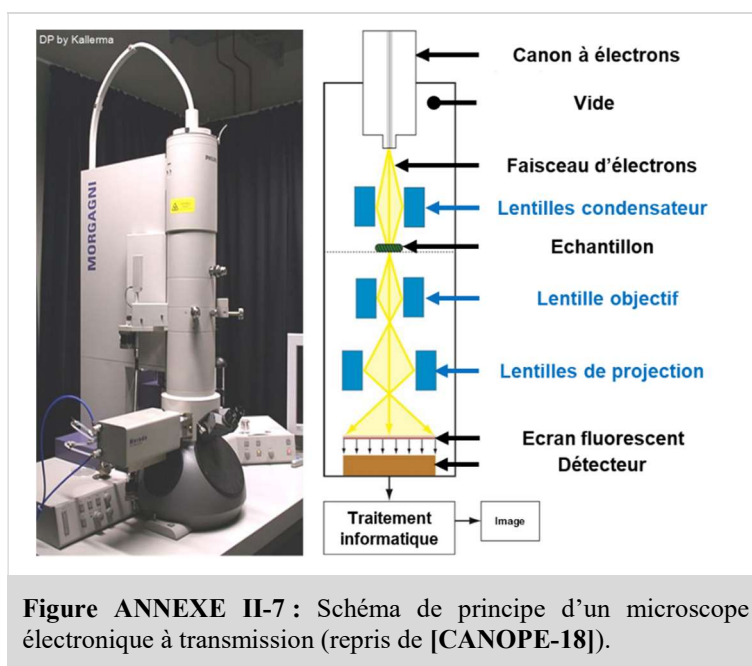
Dans un microscope électronique en transmission (TEM), des tensions de l'ordre de 200kV sont atteintes. Les vitesses résultantes sont telles qu'il est nécessaire de tenir compte des effets relativistes. L'Équation II-6 précédente devient :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0qV \left(1 + \frac{qV}{2m_0c^2}\right)}}$$

En théorie, ce formalisme suggère la possibilité d'atteindre des résolutions de l'ordre du picomètre. Dans la pratique, la résolution est limitée par les phénomènes d'aberration sphérique. Depuis 1998, de nombreux travaux ont été amorcés pour corriger ces aberrations sphériques et ont permis de drastiquement améliorer la résolution du TEM (0,08 nm) [**HAIDER-98**].

C . Description de l'appareillage

Notre description de l'appareillage d'un TEM s'appuiera sur le schéma de principe donné en **Figure ANNEXE II-7**. Les électrons du faisceau électronique sont extraits d'un filament (généralement en tungstène) qui est soit porté à haute température (**canon à émission thermoïonique**) soit soumis à un champ électrique intense (**canon à émission de champ**). Plus le faisceau d'électrons fourni par le canon à électron est cohérent (électrons en phase), meilleure sera la résolution des images. Grâce à un système de lentilles (**lentilles condensateur**), le faisceau est dirigé vers l'échantillon à examiner, placé sur un porte échantillon pouvant être orienté selon différentes directions par rapport au flux d'électrons. Une lentille magnétique, appelée **lentille objectif**, donne une image de l'objet agrandie de 10 à 100 fois. Cette image est reprise par une lentille intermédiaire (non schématisée), puis par une **lentille de projection**, donnant une image agrandie de l'image intermédiaire qui est observable sur un **écran fluorescent**. Le faisceau électronique est aussi récupéré via un **détecteur** et est ensuite traité informatiquement pour aboutir à une image. Pour favoriser le déplacement des électrons à l'intérieur du microscope, des pompes à vide maintiennent dans l'appareil un **vide** très poussé (jusqu'à 10^{-10} Torr). Afin de permettre le faisceau d'électron de traverser l'échantillon à analyser, ce dernier doit être au préalable aminci (jusqu'à 100-200 nm d'épaisseur). Les techniques de préparation sont longues et délicates. En fonction des observations à réaliser, plusieurs préparations existent : en vue en coupe (ou « *cross-section* ») qui correspond à une vue par la tranche et en vue plane qui est une vue de dessus.



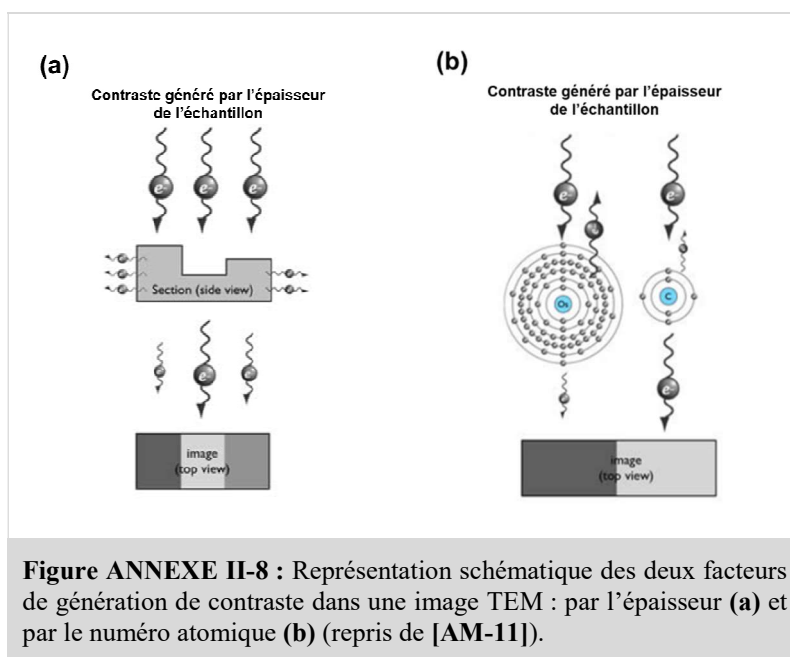
D . Modes de fonctionnement

1 / Le mode diffraction

Ce mode utilise le comportement ondulatoire des électrons et consiste à observer le cliché de diffraction formé dans le plan focal image de la lentille objectif. En effet, lorsque le faisceau traverse un échantillon cristallin, il donne lieu au phénomène de diffraction. L'analyse des diagrammes de diffractions permet de déterminer la structure cristalline du matériau étudié, et dans certains cas, celle des inclusions (précipités) dues à la présence d'impuretés.

2 / Le mode image

En plaçant le détecteur dans le plan image, on peut observer une image par transparence de la zone irradiée. Le contraste de l'image finale résulte des différentes interactions entre les électrons du faisceau et de l'échantillon. Ces interactions entraînent la diffusion des électrons au sein de l'échantillon. Pour les électrons transmis, la diffusion dépend de deux facteurs : l'**épaisseur de l'échantillon** et le **numéro atomique** des atomes constituant le réseau atomique de l'échantillon. Pour le premier facteur, plus une zone de l'échantillon est fine, plus le nombre d'électrons transmis à travers cette zone est important et par conséquent, plus la zone concernée sera lumineuse sur l'image finale (voir **Figure ANNEXE II-8 (a)**). Pour le second facteur, plus les atomes de l'échantillon ont un numéro atomique élevé, plus ceux-ci possèdent d'électrons autour de leur noyau, et plus le nombre d'interactions entre ces électrons et les électrons du faisceau sera grand. De ce fait, la diffusion augmente et moins d'électrons sont transmis (voir **Figure ANNEXE II-8 (b)**).



E . L'analyse dispersive en énergie (EDX)

Comme nous l'avons expliqué précédemment, l'utilisation classique du TEM permet d'analyser le faisceau transmis à travers l'échantillon. Cependant, d'autres interactions entre le faisceau électronique et l'échantillon peuvent être utilisées pour obtenir plus d'informations sur le matériau étudié. L'analyse dispersive en énergie (ou **EDX** pour « *Energy-Dispersive X-ray analysis* ») permet d'effectuer une analyse chimique à partir des rayonnements X issus de l'interaction entre les électrons du faisceau et les électrons présents dans la couche électronique des atomes du cristal. En effet, les électrons du faisceau sont très énergétiques et peuvent entraîner l'éjection (par excitation) d'un électron à l'état fondamental (d'un atome du cristal). Un électron présent à un niveau d'énergie supérieur vient alors combler le niveau d'énergie de l'électron éjecté et génère un rayonnement X (voir **Figure ANNEXE II-9**). L'énergie de ce rayonnement correspond à la différence d'énergie entre le niveau d'énergie initial et final de l'électron recombinant. Chaque atome possédant une configuration électronique spécifique, ils sont identifiables à travers l'énergie du rayonnement émis lors de la recombinaison.

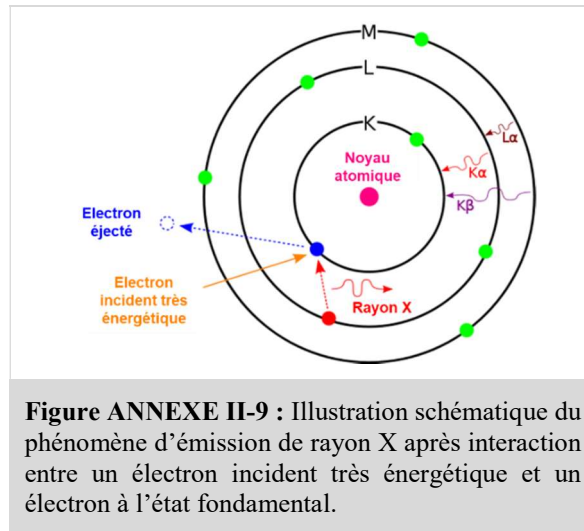


Figure ANNEXE II-9 : Illustration schématique du phénomène d'émission de rayon X après interaction entre un électron incident très énergétique et un électron à l'état fondamental.

Le principe de l'EDX combinée à la résolution du TEM permet de déterminer très localement la composition élémentaire d'un matériau voire d'effectuer des cartographies latérales (quantifiées) de dopants à la surface d'un échantillon.

V - Mesure 4 pointes (4PP)

La mesure quatre pointes (ou **4PP** pour « *Four point probe* ») est la méthode la plus utilisée pour mesurer la résistance par carré R_S . Cette technique utilise quatre pointes alignées et écartées de la même distance L les unes des autres : les deux pointes extérieures pour injecter le courant et les deux pointes intérieures pour mesurer la tension (voir **Figure ANNEXE II-10**). Si l'épaisseur d de la couche (de résistivité ρ) mesurée est négligeable par rapport aux autres dimensions, la résistance carrée R_S s'écrit :

$$R_S = \frac{\rho}{d} = \Gamma \frac{V_{mes}}{I_{inj}} \quad \text{Équation II-7}$$

avec : I_{inj} , le courant injecté
 V_{mes} , la tension mesurée
 Γ , le coefficient lié à l'agencement des pointes

Pour des pointes espacées d'une même distance, le coefficient Γ vaut $\Gamma = \ln 2/\pi$.

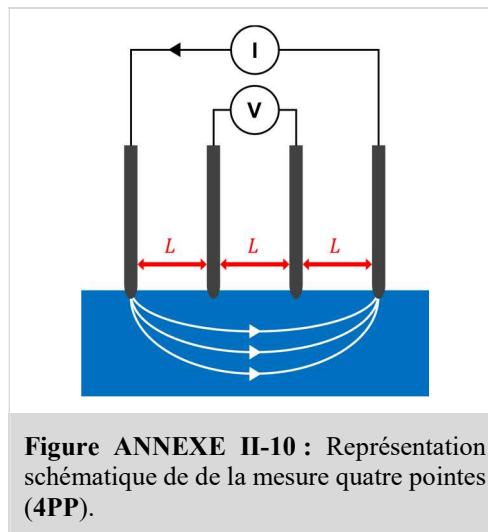


Figure ANNEXE II-10 : Représentation schématique de la mesure quatre pointes (4PP).

VI - Références

[AM-11] Advanced Microscopy, *Electron Microscopy Tutorial* [en ligne], disponible sur : <<https://advanced-microscopy.utah.edu/education/electron-micro/>> (Consulté le 12/10/2018).

[AZONANO-12] Bruker Nano Surfaces, Fundamentals of Contact Mode and TappingMode Atomic Force Microscopy [en ligne], publié le 18/05/2012, disponible sur : <https://www.azonano.com/article.aspx?ArticleID=3010> (consulté le 13/10/2016).

[BACLE-16] P. Bacle, L. Henry, C. Rossi-Gendron, C. Vilain, Culture Sciences Chimie (ENS Eduscol), *La Microscopie à Force Atomique pour l'observation de molécules avec une résolution atomique* [en ligne], publié le 19/10/2016, disponible sur : <http://culturesciences.chimie.ens.fr/la-microscopie-%C3%A0-force-atmique-pour-lobservation-de-mol%C3%A9cules-avec-une-r%C3%A9solution-atmique> (consulté le 13/10/2016).

[BROGLIE-24] L. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, 1924.

[BROGLIE-25] L-V de Broglie, *On the theory of quanta*, Paris, 1925, traduction Krachlauer, 2004.

[CANOPE-18] Le Réseau de Création et d'Accompagnement Pédagogique (CANOPE), CRDP Aquitaine, *MET (Microscope Electronique à Transmission)* [en ligne], disponible sur : <http://sites.crdp-aquitaine.fr/stl/lexique/met-microscope-electronique-a-transmission/> (Consulté le 12/10/2018).

[HAIDER-98] M. Haider, S. Uhlemann, E. Schwan, H. Rose, B. Kabius, K. Urban, *Electron microscopy image enhanced*, Nature, Vol. 392, p. 768-769, 1998.

[HERNANDEZ-05] M. Hernandez, *Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium : étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité*, Thèse de doctorat, Université d'Orsay, 2005.

[LAMRANI-05] Y. Lamrani, *Contribution à l'étude expérimentale et à la simulation de la diffusion anormale du Bore dans le Silicium*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, (2005).

[RICHARD-12] A. Richard, *Étude par diffraction des rayons X des déformations induites par irradiation/implantation d'ions dans le dioxyde d'uranium*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2012.

Production scientifique

Production scientifique

Revue à comité de lecture

R. Daubriac, E. Scheid, H. Rizk, R. Monflier, S. Joblot, R. Beneyton, P. Acosta Alba, S. Kerdilès, F. Cristiano, *A Differential Hall Effect method with sub-nanometre resolution for active dopant concentration profiling in ultrathin doped Si_{1-x}Ge_x and Si layers*, Beilstein Journal of Nanotechnology, Vol. 9, pp. 1926–1939, 2018.

R. Daubriac, F. Cristiano, P.-F. Fazzini, R. Makarem, X.-L. Han, G. Patriarche, G. Larrieu, *Evidence of platinum silicidation kinetic mechanisms reduction in thin Si nanowires (en cours)*.

Actes de colloques à comité de lecture

L. Pasini, P. Batude, J. Lacord, M. Casse, B. Mathieu, B. Sklenard, F. Piegas Luce, J. Micout, A. Payet, F. Mazen, P. Besson, E. Ghegin, J. Borrel, **R. Daubriac**, L. Hutin, D. Blachier, D. Barge, S. Chhun, V. Mazzocchi, A. Cros, J.-P. Barnes, Z. Saghi, V. Delaye, N. Rambal, V. Lapras, J. Mazurier, O. Weber, F. Andrieu, L. Brunet, C. Fenouillet-Beranger, Q. Rafhay, G. Ghibaudo, F. Cristiano, M. Haond, F. Boeuf and M. Vinet, *High Performance CMOS FDSOI Devices activated at Low Temperature*, 2016 IEEE Symposium on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, 14-16 Juin 2016.

Communications à des conférences internationales

R. Daubriac, M. Abou Daher, E. Scheid, S. Joblot, D. Barge, F. Cristiano, *Differential Hall characterisation of shallow strained SiGe layers*, 21st International Conference on Ion Implantation Technology (IIT 2016), Tainan, Taiwan, 26-30 Septembre 2016 (**Communication orale**).

R. Daubriac, M. Abou Daher, E. Scheid, S. Joblot, D. Barge, F. Cristiano, *Differential Hall characterisation of shallow strained SiGe layers*, 11th IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC 2016), Toulouse, France, 9-12 Octobre 2016 (**Communication orale**).

R. Daubriac, E. Scheid, S. Joblot, D. Barge, F. Cristiano, *Differential Hall characterisation of shallow strained SiGe layers*, European Congress and Exhibition on Advanced Materials and Processes (EUROMAT 2017), Thessalonique, Grèce, 17-22 Septembre 2017 (**Communication orale**).

R. Daubriac, E. Scheid, S. Joblot, R. Beneyton, P. Acosta Alba, S. Kerdilès, F. Cristiano, *Dopant Activation in Ultra-thin SiGeOI and SOI layers characterised by Differential Hall Effect*, Joint International EURSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS 2018), Grenade, Espagne, 19-21 Mars 2018 (**Communication orale**).

Séminaires et autres

R. Daubriac, E. Scheid, S. Joblot, D. Barge, F. Cristiano, *Caractérisation par effet Hall différentiel de couches ultrafines de SiGe contraintes*, Séminaire de l'équipe MPN (Matériaux et Procédés pour la Nanoélectronique), LAAS-CNRS, Février 2017.

R. Daubriac, E. Scheid, S. Joblot, D. Barge, F. Cristiano, *Caractérisation par effet Hall différentiel de couches ultrafines de SiGe contraintes*, Congrès de l'Ecole Doctorale Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEET), Toulouse, France, Mars 2017.

R. Daubriac, E. Scheid, S. Joblot, G. Larrieu, F. Cristiano, *Caractérisation de couches ultrafines de Si et SiGe par effet Hall différentiel et de hauteurs de barrière Schottky par structures de diodes « tête-*

bêche », présentation d'activité dans le cadre du projet Nano2017 (CNRS-STMicroelectronics), Crolles, France, Novembre 2017.

R. Daubriac, S. Joblot, F. Cristiano, G. Larrieu, *Caractérisation de hauteurs de barrière Schottky modulées par ségrégation de dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur*, présentation d'activité dans le cadre du projet Nano2017 (CNRS-STMicroelectronics), Crolles, France, Février 2018.

Rapports d'activité dans le cadre du projet Nano2017 (CNRS-STMicroelectronics)

R. Daubriac, F. Cristiano, E. Scheid, G. Larrieu, *Ingénierie de contact*, Délivrable D1, Janvier 2016.

R. Daubriac, E. Scheid, E. Imbernon, G. Larrieu, F. Cristiano, *Ingénierie du dopage par méthode avancées d'implantation dans le Si et SiGe pour la technologie FD-SOI: étude expérimentale*, Délivrable D2, Janvier 2016.

R. Daubriac, E. Scheid, G. Larrieu, F. Cristiano, *Etude expérimentale et mise en place d'un procédé de mesure par effet Hall différentiel sur SiGe*, Délivrable D3, Septembre 2016.

R. Daubriac, E. Scheid, G. Larrieu, F. Cristiano, *Etude de l'activation des dopants dans des couches dopées nanométriques de Si et SiGe dans les procédés actuels*, Délivrable D4, Janvier 2018.

R. Daubriac, A. Rumeau, J. Pézard, F. Cristiano, G. Larrieu, *Mise en place d'un procédé de caractérisation électrique de hauteur de barrière à l'interface siliciure/semi-conducteur*, Délivrable D5, Janvier 2018.

R. Daubriac, A. Rumeau, J. Pézard, F. Cristiano, G. Larrieu, *Modulation de hauteurs de barrière Schottky par ségrégation de dopants à l'interface siliciure/semi-conducteur*, Délivrable D6, Septembre 2018.

Caractérisation de techniques d'implantation ionique alternatives pour l'optimisation du module source-drain de la technologie FDSOI 28 nm

Résumé :

Durant ces dernières années, l'apparition de nouvelles architectures (FDSOI, FinFETs ou NW-FETs) et l'utilisation de nouveaux matériaux (notamment SiGe) ont permis de repousser les limites des performances des dispositifs MOS et de contourner l'effet canal court inhérent à la miniaturisation des composants. Cependant, pour toutes ces nouvelles architectures, la résistance de contact se dégrade au fil des nœuds technologiques. Celle-ci dépend fortement de deux paramètres physiques : la concentration de dopants actifs proches de la surface du semi-conducteur et de la hauteur de barrière Schottky du contact siliciuré. De multiples procédés avancés ont été proposés pour améliorer ces deux paramètres physiques (pré-amorphisation, recuit laser, ségrégation de dopants, etc...). Afin d'optimiser les conditions expérimentales de ces nouvelles techniques de fabrication, il est primordial de pouvoir caractériser avec fiabilité leur impact sur les deux grandeurs physiques citées.

Dans le cadre de cette thèse, deux thématiques dédiées à l'étude de chacun des paramètres sont abordées, explicitant les méthodes de caractérisation développées ainsi que des exemples concrets d'applications.

La première partie concerne l'étude de la concentration de dopants actifs proches de la surface du semi-conducteur. Dans cet axe, nous avons mis en place une méthode d'Effet Hall Différentiel (DHE). Cette technique combine gravures successives et mesures par effet Hall conventionnel afin d'obtenir le profil de concentration de dopants actifs en fonction de la profondeur. Nous avons développé et validé une méthode de gravure chimique et de mesure électrique pour des couches ultra-minces de SiGe et de Si dopées. Les profils de concentration générés ont une résolution en profondeur inférieure à 1 nm et ont permis d'étudier de façon approfondie dans les premiers nanomètres proches de la surface de couches fabriquées grâce à des techniques d'implantation et de recuit avancées comme par exemple, la croissance en phase solide activée par recuit laser.

La deuxième partie porte sur la mesure de hauteurs de barrière Schottky pour des contacts siliciurés. Durant cette étude, nous avons transféré une technique se basant sur des diodes en tête bêche pour caractériser l'impact de la ségrégation de différentes espèces à l'interface siliciure/semi-conducteur sur la hauteur de barrière Schottky d'un contact en siliciure de platine. Cette méthode de mesure associée à des simulations physiques a permis d'une part, d'extraire avec fiabilité des hauteurs de barrières avec une précision de 10 meV et d'autre part, d'effectuer une sélection des meilleures conditions de ségrégation de dopants pour la réduction de la hauteur de barrière Schottky.

Pour conclure, ce projet a rendu possible le développement de méthodes de caractérisation pour l'étude de matériaux utilisés en nanoélectronique. De plus, nous avons pu apporter des éclaircissements concernant l'impact de techniques d'implantation ionique alternatives sur des couches de Si et SiGe ultrafines, et ce, dans le but de réduire la résistance de contact entre siliciure et semi-conducteur dans le module source-drain de transistors ultimes.

Mot(s)-clé(s) : résistance de contact – couches ultrafines – silicium – SiGe – recuit laser – ségrégation de dopants – activation de dopants – effet Hall différentiel – van der Pauw – hauteur de barrière Schottky – mesure courant-tension-température – diodes en tête-bêche

Characterization of alternative ion implantation techniques for 28 nm FDSOI source-drain module optimisation

Abstract :

During the past few decades, the emergence of new architectures (FDSOI, FinFETs or NW-FETs) and the use of new materials (like silicon/germanium alloys) allowed to go further in MOS devices scaling by solving short channel effect issues. However, new architectures suffer from contact resistance degradation with size reduction. This resistance strongly depends on two parameters: the active dopant concentration close to the semi-conductor surface and the Schottky barrier height of the silicide contact. Many solutions have been proposed to improve both of these physical parameters: pre-amorphisation, laser annealing, dopant segregation and others. In order to optimize the experimental conditions of these fabrication techniques, it is mandatory to measure precisely and reliably their impact on cited parameters.

Within the scope of this thesis, two parts are dedicated to each lever of the contact resistance, each time precisising the developed characterization method and concrete application studies.

The first part concerns the study of the active dopant concentration close to the semi-conductor surface. In this axis, we developed a Differential Hall Effect method (DHE) which can provide accurate depth profiles of active dopant concentration combining successive etching processes and conventional Hall Effect measurements. To do so, we validated layer chemical etching and precise electrical characterization method for doped Si and SiGe. Obtained generated profiles have a sub-1nm resolution and allowed to scan the first few nanometers of layers fabricated by advanced ion implantation and annealing techniques, like solid-phase epitaxy regrowth activated by laser annealing.

In the second part, we focused on the measurement of Schottky barrier height of platinum silicide contact. We transferred a characterization method based on back-to-back diodes structure to measure platinum silicide contacts with different dopant segregation conditions. The electrical measurements were then fitted with physical models to extract Schottky barrier height with a precision of about 10meV. This combination between measurements and simulations allowed to point out the best ion implantation and annealing conditions for Schottky barrier height reduction.

To conclude, thanks to this project, we developed highly sensitive characterization methods for nanoelectronics application. Moreover, we brought several clarifications on the impact of alternative ion implantation and annealing processes on Si and SiGe ultra-thin layers in the perspective of contact resistance reduction in FDSOI source-drain module.

Keywords : contact resistance– ultrathin layers – silicon – SiGe – laser annealing –dopant segregation –dopant activation – différential Hall effect – van der pauw – Schottky barrier height – current-voltage-temperature measurements – back-to-back diodes