République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI-BEL-ABBES

Faculté de Génie Electrique

Département d'Electronique

Thèse présentée par :

Mr. KACHA Arslane Hatem

Pour l'obtention du diplôme de :

Doctorat 3ème Cycle en : Electronique

Intitulé de la Post-Graduation : Matériaux et composants

Intitulé de la thèse :

Caractérisation électrique et photoélectrique des hétéros structures à base des composés III-V nitrurés

Présentée devant le jury composé de :

Mr ABID Hamza	Professeur (U.D.L. Sidi Bel-Abbès)	Président
Mr AKKAL Boudali	Professeur (U.D.L. Sidi Bel-Abbès)	Encadreur
Mme ROBERT-GOUMET Christine	Maître de Conférences (U. Clermont Auvergne)	Co-encadreur
Mr SAHNOUN Mohammed	Professeur (U. Mascara)	Examinateur
Mr ANANI Macho	Professeur (U.D.L. Sidi Bel-Abbès)	Examinateur
Mme BENAMARA Zineb	Professeur (U.D.L. Sidi Bel-Abbès)	Membre invité

Remerciement

À mes parents

À mon frère Mohammed

À ma famille

À mes amis

Remerciements

Le travail, présenté dans cette thèse, a été réalisé au laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL de l'université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès et à l'Institut Pascal de l'université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand (France).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur H. ABID, Professeur à l'université Djillali LIABES de Sidi Bel Abbès et chef de la formation doctorale « Matériaux et Composants » qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je remercie vivement Monsieur M. SAHNOUN, Professeur à l'université de Mascara, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont également à Monsieur M. ANANI, Professeur et chef de département d'électronique à l'université de Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, d'avoir accepté d'être examinateur de ce travail.

Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude à Monsieur B. AKKAL, Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès d'avoir accepté de diriger cette thèse et m'a fait bénéficier de son expérience et de sa rigueur scientifique. Il m'a apporté une aide considérable tout au long de ce travail, ses conseils judicieux et ses encouragements ont été bénéfiques dans la rédaction de cette thèse.

Un grand merci à mon co-directeur de thèse, Madame C. ROBERT-GOUMET, Maître de conférences à l'université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand de m'avoir accueilli pendant 18 mois au sein du laboratoire de l'équipe Surfaces et Interfaces de l'Institut Pascal. Elle a toujours été présente pour encadrer mes travaux de thèse. Ses conseils et son expérience m'ont été fort utiles.

Je n'oublierai pas d'exprimer ma reconnaissance et mon affection à Madame Z. BENAMARA, professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès et directrice du

laboratoire Micro-Electronique Appliquée. Merci Madame pour votre gentillesse, votre disponibilité et vos orientations. Je vous remercie infiniment d'avoir accepté de faire part de la commission de jury en tant que membre invité.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL et de l'Institut Pascal de l'université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand (France), tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.

Table des matières

Remerciement

Tables des matières……...……1

Liste des figures…….8

Liste des tableaux……...…….13

Introduction générale……14

Chapitre I : Théorie du contact métal-semiconducteur

I.1. Introduction……...18

I.2. Jonction métal-semiconducteur……18

I.2.1. Travail de sortie, affinité électronique, barrière de potentiel et potentiel de surface dans une jonction métal/semi-conducteur……....18

I.2.2. Diagramme des bandes d'énergie……20

I.2.3. Zone de charge d'espace……...21

I.2.3.1. La largeur de la zone de charge d'espace……..22

I.2.3.2. Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur……23

I.2.3.3. Capacité de la zone de charge d'espace……23

I.2.4. Oxyde natif……...24

I.2.5. Les états d'interface ou états de surface ...……..……25

I.2.6. Contact redresseur (diode Schottky)……...…….26

I.2.7. Abaissement de la barrière Schottky (Force image)……28

I.2.8. Contact ohmique……..29

I.3. Mécanismes de transport dans une jonction métal semi-conducteur (diode Schottky)……..30

I.3.1. Notions générales……30

I.3.1.a. Franchissement de la barrière par des électrons de la bande de conduction……30

I.3.1.b. Franchissement de barrière par effet tunnel……30

I.3.1.c. Génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace……31

I.3.1.d. Génération-recombinaison dans le volume neutre ……32

I.3.2. Conduction des porteurs majoritaires ……32

I.3.2.a. Théorie thermoïonique ……33

I.3.2.b. Courant de diffusion……34

I.3.2.c. Théorie mixte, thermoïonique-diffusion ……35

I.3.3. Courant de génération-recombinaison……36

I.3.4. Courant de fuite……36

I.3.5. Courant tunnel……37

I.4. Conclusion……37

Références ……38

Chapitre II : Théorie de la tension photélectrique de surface SPV

II.1. Introduction……40

II.2. Etat de l'art de la méthode SPV……40

II.3. Théorie de la SPV……41

II.3.1. Rappel sur les propriétés de la surface d'un semi-conducteur……40

II.3.2. La tension photoélectrique de surface SPV……41

II.4. Méthodes expérimentales de mesure de la SPV……48

II.4.1. Mesure de la SPV par l'intermédiaire des mesures courant-tension……48

II.4.2. La configuration MIS……..……..50

II.4.3. La sonde de Kelvin……...……..51

II.5. Conclusion ……...…...51

Références ……...……...52

Chapitre III : Elaboration des structures à base de matériaux III-V nitrurés

III.1. Introduction……...…….56

III.2. Généralités sur les matériaux III-V……....56

III.3. Propriétés générales du GaAs……...……..58

III.4 Passivation des surfaces de GaAs……60

III.4.1. Les différentes méthodes de passivation……...…60

III.4.1.1.Passivation chimique de GaAs par le Chlore Cl……61

III.4.1.2. Fonctionnalisation de GaAs par $P(CH_3)_3$ et PCl_3……61

III.4.1.3. Nitruration des surfaces GaAs……61

III.4.1.4. Nitruration par voix plasma……62

III.4.2. Choix de GaN comme couche de passivation pour le GaAs……62

III.5. Descriptions des dispositifs expérimentaux……...……63

III.5.1. Les différentes chambres du bâti ultra-vide……..63

III.5.1.1. La chambre d'introduction……63

III.5.1.2. La chambre de préparation……64

III.5.1.2.a. Le canon à ions…… ..64

III.5.1.2.b. Cellules d'évaporation……65

III.5.1.2.c. Cellules de nitruration……65

III.5.1.2.d. Porte-échantillon chauffant……...67

III.5.1.3. Chambre d'analyse ……67

III.5.1.2.a. Analyseur d'électrons hémisphérique (HSA)……68

III.5.1.2.b. La source à rayons X ……70

III.5.2. Système de pompage……70

III.5.2.1. Pompe primaire……...71

III.5.2.2. Pompe turbo-moléculaire……...71

III.5.2.3. Pompe ionique……72

III.6. Préparation des structures……...72

III.6.1. Désoxydation des surfaces ……...72

III.6.1.a. Processus 1 : dégraissage chimique + bombardement ionique……72

III.6.1.b. Processus 2 : Nettoyage chimique ex-situ et chauffage sous ultra-vide……75

III.6.2. Comparaison des deux processus……..77

III.7. Nitruration du GaAs (100)……..77

III.7.1. Nitruration avec la source GDS……77

III.7.2. Nitruration avec la source ECR……79

III.7.3. Comparaison des deux méthodes de nitruration……...81

III.8. Fabrication des diodes Schottky à base de GaAs nitruré……...82

III.9. Conclusion……..85

Références ……..86

Chapitre IV : Techniques de caractérisation électrique et programme de simulation SPV

IV.1. Introduction ……...91

IV.2. Description du matériel de mesure…….91

IV.2.1. Banc de mesure I(V) ……91

IV.2.2. Banc de mesure C(V) ……...91

IV.3. Modèles de caractérisation électrique ……...92

IV.3.1. A partir de la caractéristique courant – tension I(V) ……92

IV.3.2. A partir de la caractéristique capacité – tension à l'obscurité et en haute fréquence……...97

IV.3.3. A partir des caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f ……..98

IV.4. Programme de simulation SPV ……99

IV.4.1. Les paramètres fixés dans le programme……..99

IV.4.2. Organigramme du programme……100

IV.4.3. Résultats de simulations……..101

IV.5. Conclusion……102

Références ……103

Chapitre V : Résultats et interprétations

V.1. Introduction……...……105

V.2. Caractérisation électrique des échantillons de la 1ère série……105

V.2.1. Caractéristique électrique courant – tension I(V)……106

V.2.2. Caractéristique électrique capacité – tension C(V)……..110

V.2.3. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f ……...112

V.3. Caractérisation électrique des échantillons de la 2ème et 3ème série ……...116

V.3.1. Caractéristique électrique courant – tension I(V) à l'obscurité ……...117

V.3.2. Caractéristique courant – tension I(V) sous éclairement …….125

V.3.2.1. Estimation de la densité des états d'interface et de l'excès de concentration ……....126

V.4. Interprétation des résultats ……129

V.4.1. Impact de l'épaisseur de la couche nitrurée…….129

V.4.2. Effet du recuit ……..132

V.4.3. Impact de l'ordre chronologique des étapes de fabrication …….133

V.5. Conclusion ……...134

Références ...……136

Conclusion générale…….139

Annexe ……...…….142

Résumé

Liste des figures

Chapitre I : Théorie du contact métal-semiconducteur

Figure I.1 : Contact métal semi-conducteur ……20

Figure I.2 : Diagramme d'énergie d'un métal et d'un semiconducteur de type n faiblement dopé avant contact et après contact……20

Figure I.3 : Diagramme des bandes d'énergie faisant apparaître la tension de diffusion V_d. ……21

Figure I.4 : Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension……24

Figure I.5 : Contact métal semi-conducteur réel……25

Figure I.6 : Diagramme de bandes montrant les états d'interface et leur occupation……26

*Figure I.7 : **a.** Contact métal semi-conducteur **b.** Caractéristique I(V) obtenue pour un contact métal semi-conducteur de type redresseur……27*

*Figure I.8 : Structure métal semi-conducteur type n, avec $\Phi_M > \Phi_{SC}$ **a.** à l'équilibre thermodynamique V = 0 **b.** V > 0 **c.** V < 0……28*

Figure I.9 : Abaissement de la barrière……29

Figure I.10 : Contact métal semi-conducteur type p avec $\Phi_M > \Phi_{SC}$ polarisé sous V > 0……29

Figure I.11 : Franchissement de la barrière d'énergie par les électrons de la bande de conduction……30

Figure I.12 : Franchissement de la barrière d'énergie par les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur par effet tunnel……31

Figure I.13 : Processus de génération-recombinaison dans la ZCE……31

Figure I.14 : Processus de génération-recombinaison dans le volume neutre……32

Figure I.15 : Représentation des pseudo-niveaux de Fermi dans le cas de la théorie thermoïonique et de la théorie de diffusion……33

Chapitre II : Théorie de la tension photoélectrique de surface SPV

Figure II.1: Diagramme de bandes énergétiques……46

Figure II.2 : Caractéristiques courant – tension I(V) ……..48

Figure II.3 : Mesure de la SPV depuis les caractéristiques I(V)……49

Figure II.4 : Mesure du courant de génération à partir des caractéristiques I(V)……49

Figure II.5 : Montage utilisé dans la mesure SPV dans la configuration MIS……50

Chapitre III : Elaboration des structures à base de matériaux III-V nitrurés

Figure III.1 : Comparaison des structures de bandes du silicium (Si) et l'arsénique de gallium (GaAs) dans le diagramme E (Energie) - k (vecteur d'onde)……..58

Figure III.2 : Réseau cristallin du GaAs (zinc de blende)……59

Figure III.3 : Image montrant les différentes parties du bâti ultra-vide utilisé ……..63

Figure III.4 : La chambre d'analyse ……64

Figure III.5 : Schéma de la source de type plasma à décharge (GDS) ……66

Figure III.6 : Schéma de la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR)……66

Figure III.7 : Chambre d'analyse ……68

Figure III.8 : Analyseur d'électrons hémisphérique (HSA) ……68

Figure III.9 : Plages d'utilisation des différentes pompes ……..71

Figure III.10 : Les étapes du nettoyage chimique ex-situ des substratsGaAs(100)……73

Figure III.11 : Comparaison des spectres XPS généraux avant nettoyage chimique et avant et après nettoyage ionique réalisés avec l'anode Mg……74

Figure III.12 : Illustration du bombardement ionique des surfaces du GaAs……..75

Figure III.13 : Etapes du nettoyage chimique (sans bombardement)……76

Figure III.14 : Spectres généraux XPS de la surface de GaAs avant et après nettoyage (processus 2)……76

Figure III.15 : Schématisation du processus de nitruration……78

Figure III.16 : Décompositions des spectres XPS après nitruration avec la source GDS……78

Figure III.17 : Evolution de l'épaisseur du GaN créé en fonction du temps de nitruration….79

Figure III.18 : Les spectres XPS avant et après nitruration……80

Figure III. 19 : Evolution de l'épaisseur du GaN créé avec la source ECR en fonction du temps de nitruration pour les pressions 2.5×10^{-5} et 10^{-4} mbar……81

Figure III.20 : Schéma représentant les échantillons de la 1ère série……82

Figure III.21 : Schéma représentant les échantillons de la 2ème série……..83

Chapitre IV : Techniques de caractérisation électrique et programme de simulation SPV

Figure IV.1 : Banc de mesure I(V) HP 4155B……91

Figure IV.2 : Principe de la mesure de la caractéristique capacité – tension……92

Figure IV.3 : Caractéristique électrique courant – tension ……93

Figures IV.4 : Caractéristique électrique ln(I)-V ……94

Figure IV.5 : La fonction G(I) de Cheng & Cheng……95

Figure IV.6 : Distribution des états d'interfaces dans la bande interdite ……96

Figure IV.7 : Caractéristique électrique $1/C^2(V)$ à l'obscurité et à 1MHz……97

Figure IV.8 : Organigramme du programme SPV ……100

Figure IV.9 : SPV en fonction ψ_0 pour GaAs avec deux valeurs de N_{ss} et trois valeurs de δn..101

Chapitre V : Résultats et interprétations

Figure V.1 : Caractéristiques I(V) de la 1ère série ……106

Figure V.2 : Caractéristiques ln(I)-V de la 1ère série ……107

Figure IV.3 : Les courbes G(I) des différents échantillons de la 1ère série ……108

Figure V.4 : Distribution des états d'interface dans le gap des échantillons de la 1ère série..109

Figure V.5 : Caractéristiques C(V) et $1/C^{-2}(V)$ de la 1ère série ……110

Figure V.6 : Caractéristiques C-V-f de l'échantillons A_3 ……112

Figure V.7 : Caractéristiques G-V-f de l'échantillon A_3 ……113

Figure V.8 : Tracés de la résistance série en fonction de la tension pour 3 fréquences……114

Figure V.9 : Caractéristiques C(V) et G(V) corrigées……115

Figure V.10 : Distribution des états d'interface dans le gap avec et sans l'effet de la résistance série ……116

Figure V.11 : Caractéristiques I(V) de la 2ème et 3ème série ……118

Figure V.12 : Caractéristiques ln(I) – V a) de la 2ème série et b) de la 3ème série ……120

Figure V.13 : Les courbes G(I) des différents échantillons a) de la 2ème série et b) de la 3ème série ……121

Figure V.14 : La densité des états d'interface des échantillons nitrurés de la 2ème et 3ème série……124

Figure V.15 : caractéristiques courant – tension à l'obscurité et sous éclairement des échantillons de la 2ème et 3ème série……125

Figure V.16 : Les courbes théoriques de SPV ajustées aux courbes expérimentales pour les échantillons a) de la 2ème et b) de la 3ème série ……127

Figure V.17 : Caractéristiques courant – tension des échantillons en fonction de l'épaisseur du GaN ……129

Figure V.18 : Effet de l'épaisseur du GaN sur la densité des états d'interface des échantillons nitrurés de a) la 1ère série, b) 2ème série et c) 3ème série……131

Figure V.19 : Effet du recuit sur la densité des états d'interface ……132

Figure V.20 : Etapes technologiques de fabrication de la 2ème et 3ème série ……133

Liste des tableaux

Tableau III.1 : Comparaison des propriétés physiques du silicium, du GaAs et du GaN ……57

Tableau III.2 : Propriétés du GaAs à température ambiante (300 K)……59

Tableau III.3 : Détails technologiques de fabrication des échantillons étudiés ……84

Tableau IV.1 : Paramètres fixés dans le programme ……99

Tableau V.1 : Détails technologiques de fabrication des échantillons de la 1ère série……105

Tableau V.2 : Paramètres électriques extraits à partir de I(V) de la 1ère série ……108

Tableau V.3 : Paramètres électriques extraits à partir de C(V) de la 1ère série ……111

Tableau V.4 : Les paramètres électriques de l'échantillon A_3 extraits avant et après correction de C(V) à 500 kHz……115

Tableau V.5 : Détails technologiques de fabrication des échantillons de la 2ème et la 3ème série.....117

Tableau V.6 : Paramètres électriques extraits à partir de I(V) de la 2ème et 3ème série……123

Tableau V.7 : Valeurs estimées de N_{ss} et de δn……128

Introduction Générale

L'industrie nano et microélectronique se base en une grande partie sur le silicium pour la conception et la fabrication des composants électroniques. Par contre, la fabrication de composants avec des hautes performances pour des applications telles que l'hyperfréquence, l'électronique de puissance et l'optoélectronique, est limitée par les propriétés intrinsèques du silicium. Contrairement au silicium, les matériaux III-V tels que l'arséniure de gallium (GaAs) semblent être des candidats favorables pour des applications dans des conditions hostiles en raison de leurs propriétés (haute mobilités des électrons, structure de bande à transition directe…).

Cependant la fabrication des composants de haute qualité à base de GaAs (matériau III-V) nécessite une technologie de pointe et une grande maitrise de la physique des surfaces et des interfaces. Afin d'arriver aux surfaces et interfaces souhaitées, la nitruration de ce matériau présente une solution optimale pour la passivation de sa surface par une couche interfaciale de GaN (nitrure) en exposant la surface de GaAs à un flux actif d'azote. Cette couche de GaN permet de passiver thermiquement le GaAs, de protéger sa surface de l'oxydation et de minimiser les défauts, créés pendant le processus de fabrication, à l'interface métal/GaAs.

L'objectif de ce travail est d'élaborer des différentes structures à base de GaAs nitruré en contrôlant chaque étape de fabrication par un suivi spectroscopique XPS (spectroscopie des photoélectrons X) et de caractériser par la suite électriquement et photoélectriquement ces structures à l'aide des mesures électriques courant – tension à l'obscurité et sous éclairement et capacité – tension à l'obscurité en haute fréquence et en fonction de la fréquence. Ce travail se répartit en cinq chapitres :

- Le premier chapitre est consacré à l'étude théorique des différentes propriétés et phénomènes physiques du contact métal/semiconducteur.

- Le deuxième chapitre présente une étude de la méthode de la tension photoélectrique de surface, son état de l'art, sa théorie et les différentes méthodes expérimentales associées.

- Le troisième chapitre présente l'élaboration des structures fabriquées à base de GaAs nitruré. Nous exposons dans ce chapitre les propriétés de GaAs et l'intérêt de sa

nitruration, le matériel utilisé, les différentes étapes de fabrication et nous présenterons les différentes structures étudiées.

- Le quatrième chapitre regroupe les différents modèles de caractérisation électrique et le programme de simulation de la tension photoélectrique de surface utilisés dans notre travail.
- Nous présenterons dans le cinquième chapitre, l'ensemble des résultats expérimentaux de caractérisations électrique et photoélectrique des différentes structures étudiées ainsi que les interprétations associées.

Nous achèverons ce travail par une conclusion générale dans laquelle nous résumerons les principaux résultats obtenus au cours de cette thèse.

Chapitre I :

Théorie du contact métal-semiconducteur

I.1. Introduction :

Plusieurs types de contact entre deux matériaux différents sont possibles. Le contact entre de matériaux semi-conducteurs de natures différentes est dit hétérojonction. On peut distinguer deux types de contacts métal/semi-conducteur, le contact redresseur (Diode Schottky) et le contact ohmique. Il existe aussi un troisième type de contact qui est la structure MIS (métal isolant semi-conducteur), dans le cas où l'isolant est un oxyde, la structure est dite MOS (capacité et transistor).

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter et étudier les propriétés des jonctions métal/semi-conducteur de type Schottky. Nous exposons l'ensemble des mécanismes de transport de charges dans une diode Schottky, expliquons les phénomènes physiques et électriques qui dominent le fonctionnement de ces dispositifs et présentons les caractéristiques électriques.

I.2. Jonction métal semi-conducteur :

Le contact métal/semi-conducteur est très utilisé dans tous les dispositifs microélectroniques. Suivant la nature du métal et du semi-conducteur, ce contact peut aboutir soit à un contact dit ohmique, autrement dit dont la résistance est négligeable, soit à un contact redresseur.

Il existe des grandeurs qui permettent la détermination du transfert de charges entre le métal et le semi-conducteur, cela permet la commande le passage ou le contrôle des concentrations de ces charges.

I.2.1. Travail de sortie, affinité électronique, barrière de potentiel et potentiel de surface dans une jonction métal/semi-conducteur [1]:

Dans un métal, l'énergie maximale qui peut avoir un électron à l'équilibre, est définie par le niveau de Fermi du métal E_{FM}. Afin d'extraire un électron du métal, ce dernier doit atteindre le niveau de vide défini par E_0. Le travail de sortie du métal Φ_M est donc l'énergie minimale fournie à l'électron pour l'emmener au niveau E_0.

Le travail de sortie du métal Φ_M peut être défini par :

$$\Phi_M = E_0 - E_{FM} \quad \text{(I.1)}$$

Dans le cas d'un semi-conducteur, on peut définir le travail de sortie Φ_{SC} par la différence entre le niveau de vide E_0 et le niveau de Fermi du semi-conducteur E_{FSC}. Le travail de sortie du semi-conducteur peut être décrit par :

$$\Phi_{SC} = E_0 - E_{FSC} \quad \text{(I.2)}$$

Dans le cas d'un semi-conducteur non dégénéré, il n'y a pas d'électrons dans la bande interdite et par conséquent, pas d'électrons au niveau E_{FSC}. On définit donc l'affinité électronique χ qui est l'énergie nécessaire pour emmener un électron du bas de la bande de conduction au niveau du vide E_0.

Lors d'un contact métal semi-conducteur, on peut introduire la notion de barrière de potentiel ou barrière de Schottky Φ_b. Cette dernière peut être définie comme la barrière que doit franchir un électron pour passer du métal au semi-conducteur. Cette grandeur est décrite à l'interface par la relation :

$$\Phi_b = E_C - E_{FM} = \Phi_M - \chi \quad \text{(I.3)}$$

Où E_C est l'énergie qui correspond au bas de la bande de conduction.

A l'équilibre thermodynamique, les niveaux E_{FM} et E_{FSC} s'alignent pour former un niveau de Fermi constant dans toute la structure. Il y a donc un échange d'électrons défini par :

$$Q_M = -Q_{SC} \quad \text{(I.4)}$$

où Q_M et Q_{SC} sont les charges apparues du coté métal et du coté semi-conducteur respectivement.

Cet échange de charges provoque l'apparition d'une courbure dans les bandes énergétiques et d'une zone de charge d'espace (ZCE) à l'interface métal semi-conducteur. Cette ZCE s'étend essentiellement du coté semi-conducteur, ce phénomène est dû à la concentration des électrons libres qui est bien plus grande dans le métal.

On peut aussi définir le potentiel de diffusion V_d comme la barrière que doit franchir un électron libre du semi-conducteur pour passer dans le métal. V_d peut être décrite par :

$$-q\,V_d = \Phi_b - (E_C - E_{FSC}) = \Phi_M - \Phi_{SC} \quad \text{(I.5)}$$

L'ensemble des paramètres sont illustrés dans la figure I.1.

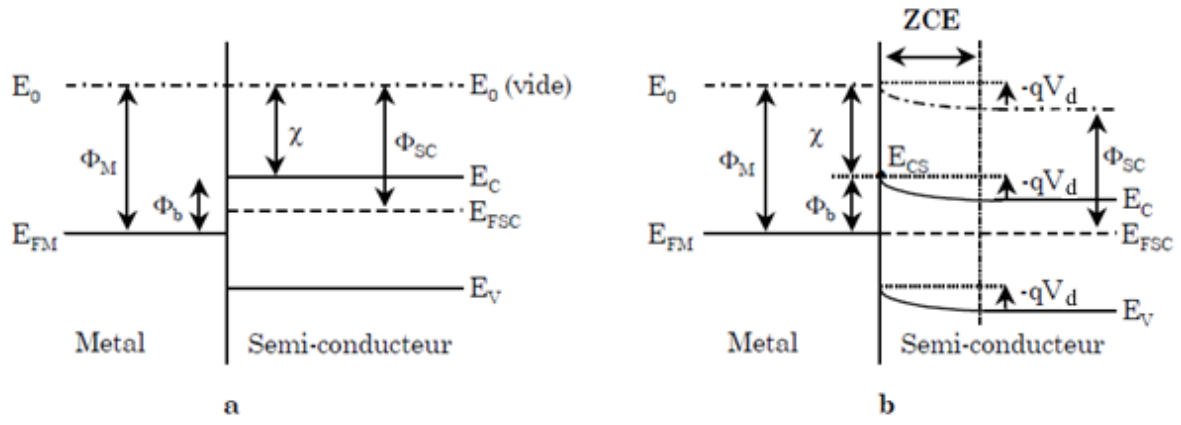


Figure I.1 : a. Contact métal semi-conducteur avant l'équilibre.
b. Contact métal semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique.

I.2.2. Diagramme des bandes d'énergie [2]:

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal semi-conducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux indépendamment. La figure I.2 (avant contact) présente le diagramme d'un métal, le niveau de Fermi étant situé dans la bande de conduction, et d'un semi-conducteur, par exemple faiblement dopé n dans ce cas. Nous supposons la structure idéale, c'est à dire sans perturbation au niveau des liaisons chimiques du contact métal/semi-conducteur.

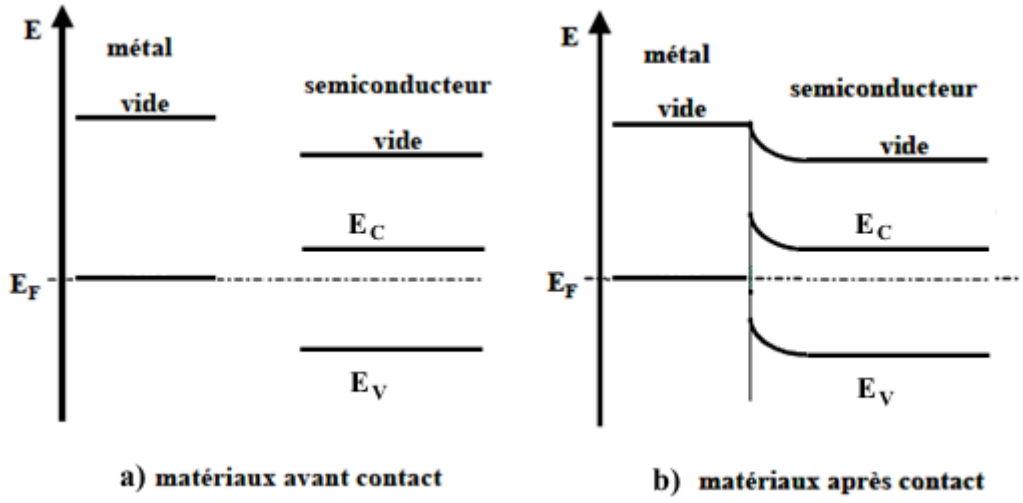


Figure I.2 : Diagramme d'énergie d'un métal et d'un semiconducteur de type n faiblement dopé avant contact et après contact.

Le principe qui en régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur, puisque la structure est à l'équilibre thermodynamique.
Loin du contact, aussi appelé jonction, du côté semi-conducteur, les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide, E_V, E_C et E_0 conservent leurs positions respectives par rapport à E_F. Le métal, restant une équipotentielle, approximation toujours valable si les densités de courant circulant dans la diode ne sont pas trop élevées, le niveau d'énergie du vide est continu au contact. Mais si les niveaux de départ du métal et du semi-conducteur sont différents, c'est-à-dire, si les travaux de sortie respectifs, Φ_M et Φ_{SC}, sont différents, ce qui est le cas en général, une courbure de bande apparaît essentiellement dans le semi-conducteur, près de la zone de contact.

I.2.3. Zone de charge d'espace [2]:

La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de qV_d tel que représenté sur la figure I.3. V_d correspond au potentiel interne à l'équilibre thermodynamique ou encore « built-in potential » en anglais puisqu'il est créé par fabrication. C'est cette barrière de potentiel que doivent vaincre les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal. Ce potentiel V_d est compté positivement dans le sens métal-semi-conducteur. Le potentiel V_d est représenté dans le diagramme énergétique tracé dans la figure I.3.

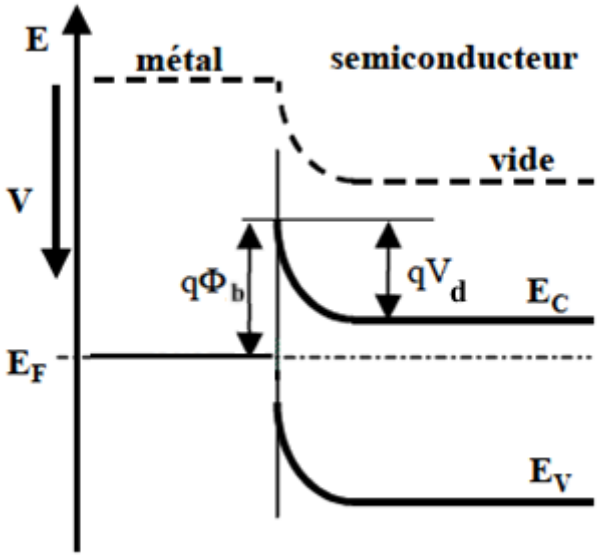


Figure I.3 : Diagramme des bandes d'énergie faisant apparaître la tension de diffusion V_d

I.2.3.1. La largeur de la zone de charge d'espace :

Pour déterminer cette zone, nous utilisons l'équation de Poisson. Dans un modèle unidimensionnel et en supposant les dopages constants, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \tag{I.6}$$

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(p - n + N_d) \tag{I.7}$$

avec n la concentration des électrons, p la concentration des trous, N_d le dopage, ε_r la permittivité relative et ε_0 la permittivité du vide.

En première approximation nous pouvons négliger dans la zone de charge d'espace p et n devant N_d.

Cette hypothèse est bien évidemment fausse en limite de zone lorsque la concentration des porteurs libres avoisine celle des ions dopants. Dans ce cas il faut intégrer complètement l'équation et nous retrouvons la formule de Kingston Neustader [2].

$$\xi(x) = +\frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(x - W) \tag{I.8}$$

Avec x la distance de la surface et W la largeur de la zone de charge d'espace. En intégrant l'équation I.8, on trouve :

$$V(x) = \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}\left[W.x - \frac{x^2}{2}\right] + cte \tag{I.9}$$

par conséquent :

$$|V_d| = \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}\frac{W^2}{2} \tag{I.10}$$

et on en déduit :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0}{qN_d}|V_d|} \tag{I.11}$$

En ne négligeant plus la concentration des porteurs libres dans la zone de charge d'espace, l'application de la fonction Kingston-Neustader permet d'ajouter le terme correctif et d'arriver à :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0}{qN_d}\left(|V_d| - \frac{kT}{q}\right)} \tag{I.12}$$

Où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue et q la charge d'un électron.

Dans le cas d'une polarisation de la structure, en appliquant une tension V sur le métal par rapport au semi-conducteur, nous supposons que tout le raisonnement précédent reste valable,

notamment que la concentration équivalente de porteurs traversant la structure reste faible par rapport à la concentration d'atomes dopants ionisés. Si la tension appliquée, V, est positive, cela revient à diminuer le champ interne et donc à diminuer la différence de potentiel totale. La formule devient simplement :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{qN_d}\left(|V_d| - V - \frac{kT}{q}\right)} \quad \text{(I.13)}$$

I.2.3.2. Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur [2]:

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q_{SC} = qN_dW = qN_d\sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{qN_d}\left(|V_d| - \frac{kT}{q}\right)} \quad \text{(I.14)}$$

Qui devient :

$$Q_{SC} = \sqrt{2\varepsilon_r\varepsilon_0 qN_d\left(|V_d| - \frac{kT}{q}\right)} \quad \text{(I.15)}$$

I.2.3.3. Capacité de la zone de charge d'espace [2]:

Nous définissons, en polarisation inverse, la capacité équivalente par unité de surface du semi-conducteur par :

$$C_{SC} = \frac{dQ_M}{dV_M/_{SC}} = -\frac{dQ_{SC}}{dV_M/_{SC}} \quad \text{(I.16)}$$

et on trouve :

$$C_{SC} = \sqrt{\frac{qN_d\varepsilon_r\varepsilon_0}{2(|V_d| - V)}} = \frac{\varepsilon_r\varepsilon_0}{W} \quad \text{(I.17)}$$

A partir de cette expression, nous pouvons extraire la variation de l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension appliquée, V.

$$\frac{1}{{C_{sc}}^2} = \frac{2}{qN_d\varepsilon_r\varepsilon_0}(|V_d| - V) \quad \text{(I.18)}$$

En traçant l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension, la variation de la pente de la courbe est directement proportionnelle au dopage (figure I.4) et on écrit :

$$N_d = \frac{-2}{q\varepsilon_r\varepsilon_0}\frac{1}{d(1/C_{sc}{}^2)/dV} \quad \text{(I.19)}$$

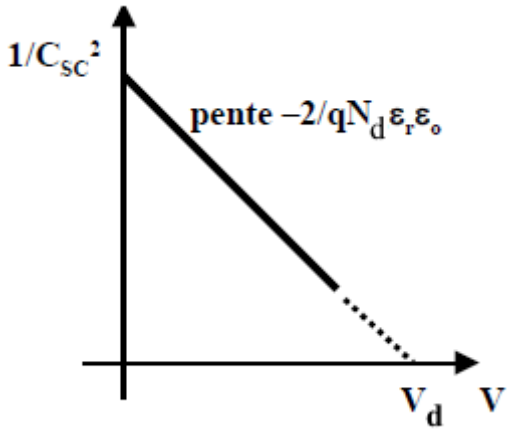


Figure I.4: Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension.

I.2.4. Oxyde natif [1]:

Dans un contact métal semi-conducteur, il est courant de voir naitre une couche mince d'oxyde d'une épaisseur de quelques dizaines de Å. Cette couche d'oxyde peut séparer le métal du semi-conducteur ce qui va obliger les porteurs à la traverser par effet tunnel.

Une chute de potentiel $\mathbf{V_{ox}}$ apparait aux bornes de l'oxyde ce qui influence la hauteur de barrière $\mathbf{\Phi_b}$ et le potentiel de surface $\mathbf{V_d}$.

On a donc :

$$\Phi_b = E_C - E_{FM} = \Phi_M - \chi + qV_{ox} \quad \text{(I.20)}$$

avec χ : l'affinité électronique du semi-conducteur

et :

$$-q\,V_d = \Phi_M - \Phi_{SC} + qV_{ox} \quad \text{(I.21)}$$

Cette couche d'oxyde natif a le comportement d'une capacité ayant une charge du côté du métal $Q_M = -Q_{SC}$. On a donc :

$$V_{ox} = \frac{Q_M}{C_{ox}} \quad \text{(I.22)}$$

où C_{ox} est la capacité de l'oxyde par unité de surface qui dépend de son épaisseur δ_{ox} et de sa permittivité ε_{ox} et qui peut s'écrire :

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{\delta_{ox}} \tag{I.23}$$

Le contact métal semi-conducteur séparé par une couche d'oxyde est illustré par la Figure I.5.

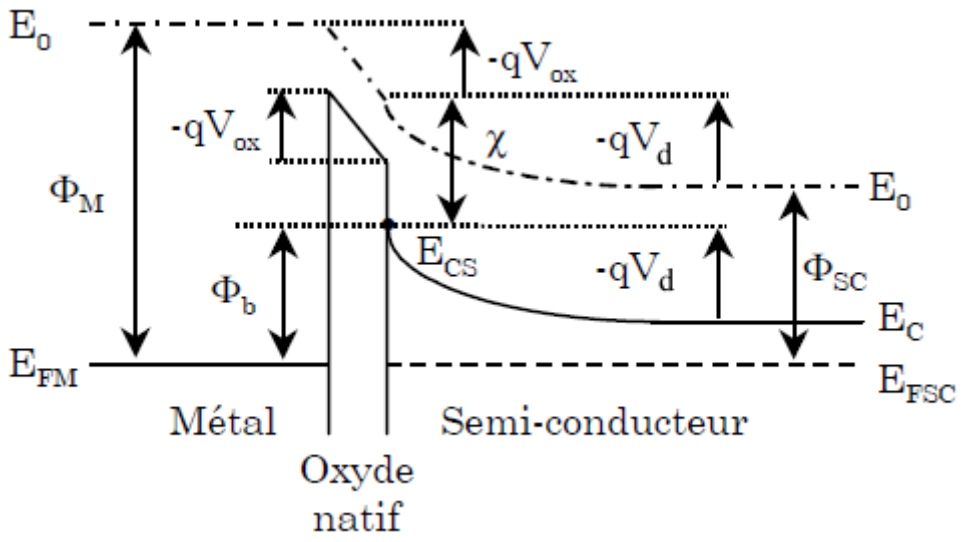


Figure I.5 : Contact métal semi-conducteur réel

I.2.5. Les états d'interface ou états de surface [1]:

Dans le cas des semi-conducteurs covalents (Si, Ge, GaAs, InP,…), la surface n'est pas parfaite et présente des pièges à l'interface qui capturent les électrons ou les trous du semi-conducteur.

Ces pièges sont appelés « états d'interface », il existe deux types de ces états d'interface :

- **Les donneurs :** qui sont neutres s'ils sont occupés par un électron, et chargés positivement s'ils sont occupés par un trou.
- **Les accepteurs :** qui sont neutres s'ils sont occupés par un trou, et chargés négativement s'ils sont occupés par un électron.

La limite d'occupation des états par les électrons est donnée par le niveau de Fermi à l'interface. D'après la statistique de Fermi-Dirac, on peut dire que les états situés sous E_{FSC} sont occupés

par des électrons (vides de trous) et ceux situés au-dessus de $\mathbf{E_{FSC}}$ sont occupés par des trous (vides d'électrons).

La figure I.6 montre les états d'interface et leurs occupations [1].

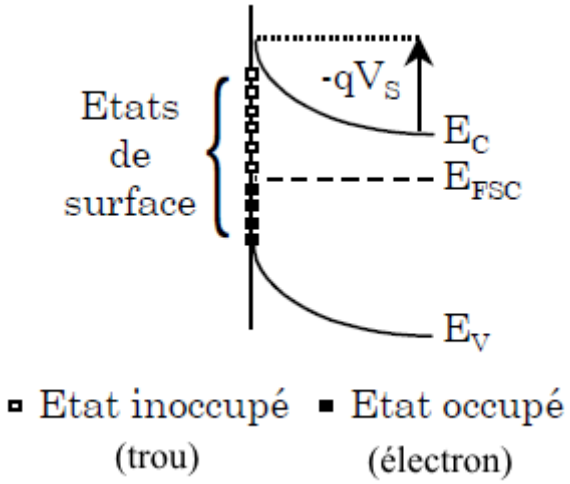


Figure I.6 : Diagramme de bandes montrant les états d'interface et leur occupation

La probabilité d'occupation par un électron d'un état d'interface situé au niveau d'énergie E_{ss} dans le gap du semi-conducteur est donnée par :

$$f_{ss}(E_{ss}) = \frac{1}{1+exp\left(\frac{E_{ss}-E_{FSC}}{kT}\right)} \qquad \text{(I.24)}$$

Ces états d'interface piègent une charge d'interface $\mathbf{Q_{ss}}$ qui dépend de la densité des états d'interface $\mathbf{N_{ss}}$ et du potentiel de surface $\mathbf{V_S}$. La neutralité de la structure est conservée et on écrit :

$$Q_M = -(Q_{ss} + Q_{SC}) \qquad \text{(I.25)}$$

Lorsque la densité des états d'interface est élevée dans un contact métal semi-conducteur, le métal va échanger essentiellement des électrons avec les états d'interface. Ces états d'interface agissent donc comme un écran entre le métal et le semi-conducteur.

I.2.6. Contact redresseur (diode Schottky) [1]:

L'application d'une tension **V** aux bornes d'un contact métal semi-conducteur donne naissance à un courant **I**.

Supposons un contact métal semi-conducteur de type n et Φ_M supérieure à Φ_{SC}. La figure I.7 représente un contact métal semi-conducteur et la caractéristique I(V) obtenue pour un contact redresseur.

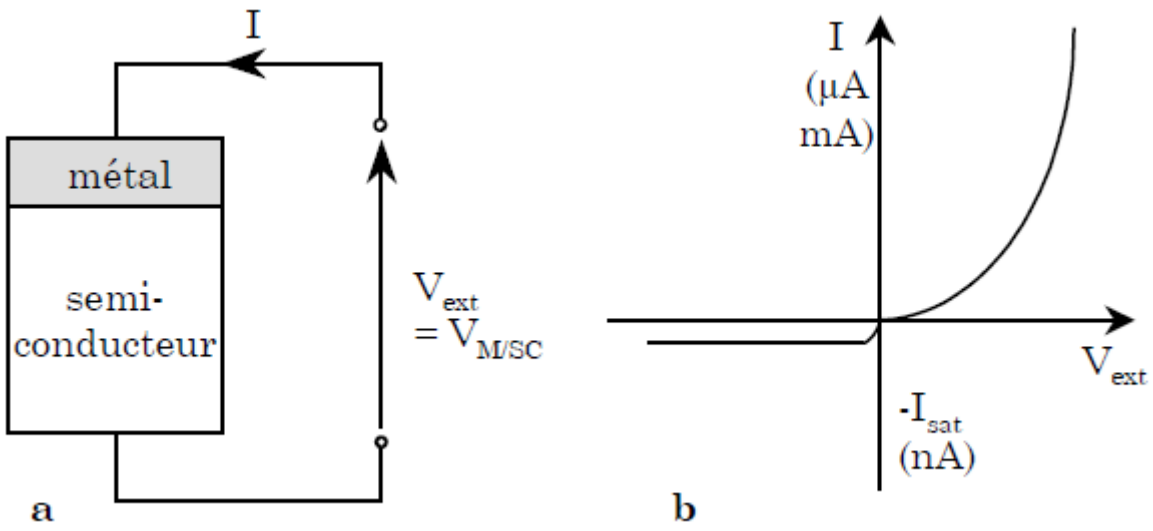


Figure I.7 : ***a.*** *Contact métal semi-conducteur*
b. *Caractéristique I(V) obtenue pour un contact métal semi-conducteur de type redresseur*

A l'équilibre thermodynamique, lorsqu'aucune tension extérieure n'est appliquée aux bornes de la structure, le flux des électrons qui peuvent franchir la barrière Φ_b est équilibré par le flux des électrons qui peuvent franchir la barrière $-qV_d$ donc le courant traversant la structure est nulle (I = 0).

La région la plus résistive de la structure étant la zone de charge d'espace **ZCE** (car ZCE est désertée). La tension extérieure **V** se retrouve essentiellement aux bornes de la ZCE.

L'application d'une tension extérieure **V** positive augmente la barrière de potentiel V_d en créent un déséquilibre favorisant le passage des électrons du métal vers le semi-conducteur. Le courant résultant (négatif) sature très vite car la probabilité pour un électron du semi-conducteur à franchir V_d décroit exponentiellement avec $|V|$ alors la probabilité de franchir Φ_b pour un électron du métal ne dépend pas de **V**.

L'équation générale du courant traversant la structure est :

$$I = I_s \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \qquad \text{(I.26)}$$

Où I_s est le courant de saturation.

La figure I.8 illustre une structure métal semi-conducteur avec une tension **V** appliquée aux bornes.

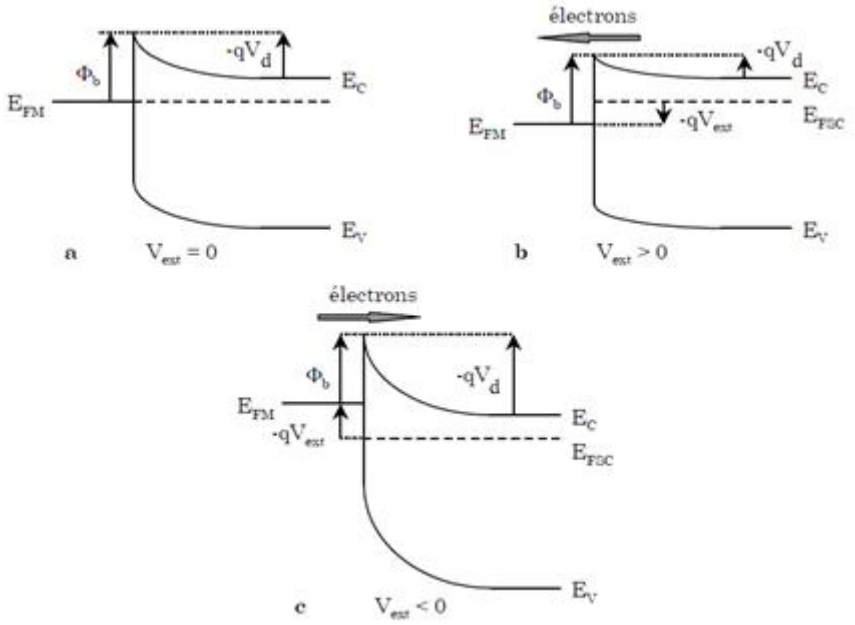


Figure I.8 : Structure métal semi-conducteur type n, avec $\Phi_M > \Phi_{SC}$

***a.** à l'équilibre thermodynamique V = 0*

***b.** V > 0*

***c.** V < 0*

I.2.7. Abaissement de la barrière Schottky (Force image) [2]:

Lorsqu'un électron du semi-conducteur s'approche de l'interface, il induit dans le métal une charge positive fictive symétrique de l'électron par rapport à l'interface.

L'attraction électrostatique entre ces deux charges va faciliter le passage de l'électron dans ce métal ce qui revient à un abaissement de la barrière (figure I.9).

L'abaissement de barrière dépend de la racine carrée du champ électrique ξ à l'interface, soit:

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{q|\xi|}{4\pi\varepsilon_s}} \qquad \text{(I.27)}$$

$\varepsilon_s = \varepsilon_o \times \varepsilon_r$: est la permittivité du semi-conducteur;

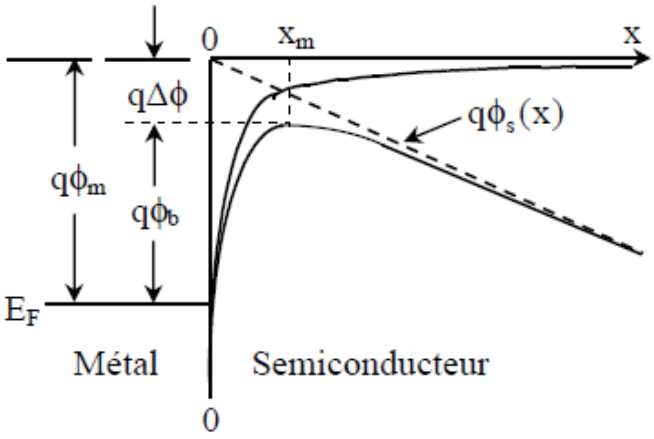


Figure I.9 : Abaissement de la barrière

I.2.8. Contact ohmique [1]:

Le contact métal semi-conducteur est dit ohmique lorsque la zone de charge d'espace est une région d'accumulation de porteurs majoritaires. Si le semi-conducteur est de type p et $\Phi_M > \Phi_{SC}$. La région la plus résistive dans une telle structure alors est la zone neutre du semi-conducteur et on obtient un contact dont la résistance est celle de cette zone (figure I.10).

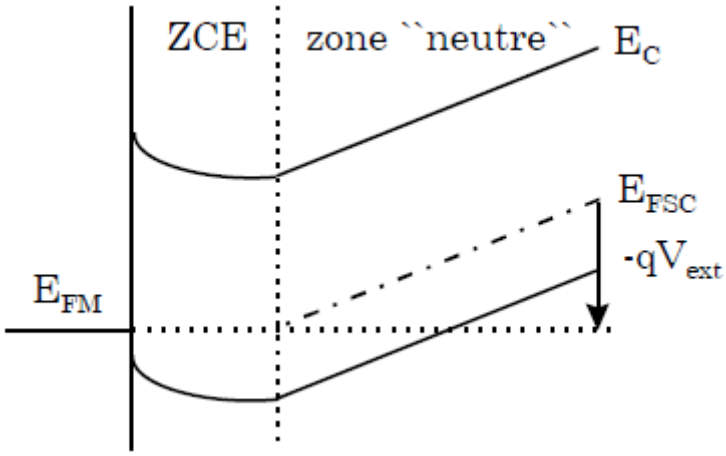


Figure I.10 : Contact métal semi-conducteur type p avec $\Phi_M > \Phi_{SC}$ polarisé sous $V > 0$

Pour minimiser la résistance du contact métal semi-conducteur, le semi-conducteur sera très dopé (n^+ ou p^+) ce qui permet aussi la réduction de l'action des états d'interface qui seront saturés par les porteurs majoritaires.

I.3. Mécanismes de transport dans une jonction métal semi-conducteur (diode Schottky) :

I.3.1. Notions générales [2]:

On peut distinguer 4 processus de transport dans une jonction métal/semi-conducteur. Dans le cas d'un semi-conducteur type n par conséquent, nous analysons le transfert des électrons, qui sont les porteurs majoritaires dans ce cas, depuis le semi-conducteur vers le métal.

I.3.1.a. Franchissement de la barrière par des électrons de la bande de conduction :

C'est le processus le plus fréquent, plus la hauteur de barrière sera faible plus les électrons pouvons passer du semi-conducteur vers le métal. La barrière peut être abaissée en polarisant positivement le métal par rapport au semi-conducteur. La figure I.11 montre le franchissement de la barrière d'énergie par les électrons de la bande de conduction.

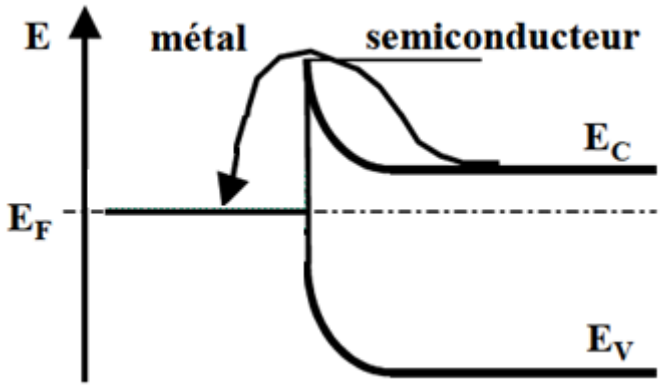


Figure I.11 : Franchissement de la barrière d'énergie par les électrons de la bande de conduction

I.3.1.b. Franchissement de barrière par effet tunnel :

Lorsque la hauteur de barrière est suffisamment faible et par conséquent la ZCE s'étend peu, qui est le cas des dopages élevés pour le semi-conducteur (figure I.12). La conduction peut être importante lorsque les électrons traversent la barrière par effet tunnel. Cette situation est, généralement, contrôlée afin de réaliser des contacts ohmiques, la conduction étant alors limité par la résistivité de la zone quasi neutre du semi-conducteur.

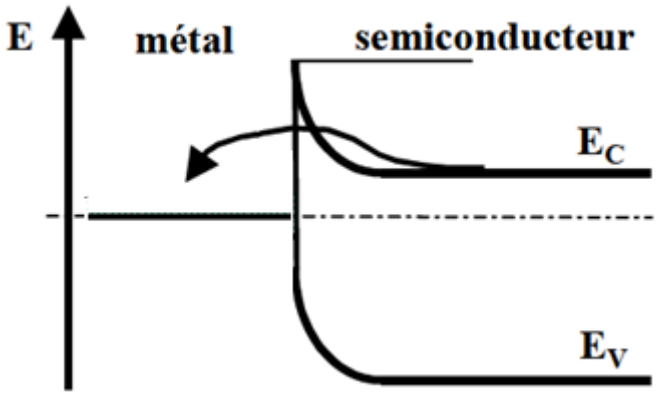


Figure I.12 : Franchissement de la barrière d'énergie par les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur par effet tunnel.

I.3.1.c. Génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace :

Un électron de la bande de valence passe dans le métal en laissant derrière lui un trou dans le semi-conducteur. Ce trou s'éloigne du métal dans la ZCE et se recombine avec un électron de la bande de conduction (figure I.13). Cela revient à faire transiter un électron du semi-conducteur vers le métal.

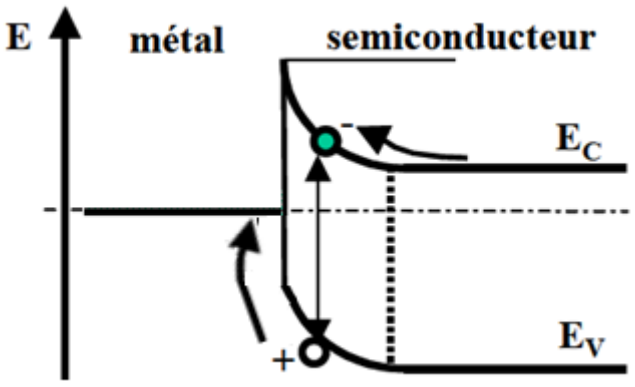


Figure I.13 : Processus de génération-recombinaison dans la ZCE

I.3.1.d. Génération-recombinaison dans le volume neutre :

Dans ce cas, la recombinaison se fait dans le volume neutre du semi-conducteur (figure I.14). Ce processus est lié aux trous qui se transitent dans toute la ZCE, la contribution à la conduction est faible dans ce cas.

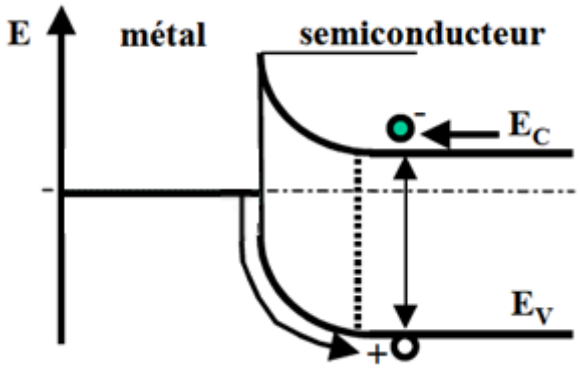


Figure I.14 : Processus de génération-recombinaison dans le volume neutre

De tous ces quatre processus, c'est le premier qui sera dominant en régime de conduction direct lorsque l'effet tunnel est négligeable.

I.3.2. Conduction des porteurs majoritaires [2]:

Le transport des porteurs majoritaires être décrit par deux théories dont l'application dépendra des propriétés du semi-conducteur.

- Théorie thermoïonique,
- Théorie de diffusion.

La théorie thermoïonique situe la limitation des phénomènes de transport à l'interface métal-semi-conducteur. Il n'y a pas de contribution à la conduction, ni du volume neutre, ni de la zone de charge d'espace. Dans ces deux régions, le pseudo-niveau de Fermi des électrons est considéré quasi-constant (puisque non limitant). La variation du pseudo niveau de Fermi est ainsi localisée à l'interface et présente donc une discontinuité (figure I.15). Le franchissement de barrière est alors fondé sur la probabilité d'avoir des porteurs dont l'énergie, due à l'agitation thermique, est statistiquement supérieure à la hauteur de barrière qu'ils doivent franchir et dont la composante des vitesses, normale au plan du métal, est orientée vers le métal. Nous devons retrouver une statistique de type Boltzmann dans la valeur du courant.

La théorie de la diffusion situe la limitation du transport dans la zone de charge d'espace de la structure, coté semi-conducteur, et non plus à l'interface. Ainsi, le pseudo-niveau de Fermi n'est plus discontinu à l'interface mais varie progressivement dans toute la zone de charge d'espace (figure I.15).

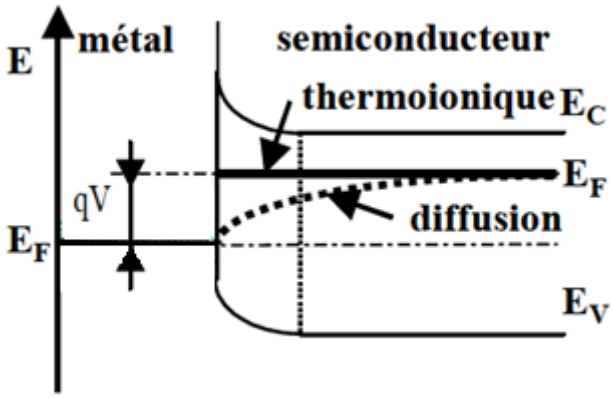


Figure I.15 : Représentation des pseudo-niveaux de Fermi dans le cas de la théorie thermoïonique et de la théorie de diffusion.

De façon pratique, la théorie thermoïonique s'applique plus aux cas où les électrons ont une forte mobilité dans le semi-conducteur, la théorie de la diffusion aux cas où les électrons ont une faible mobilité dans le semi-conducteur. Dans le cas le plus général, nous pourrons appliquer une combinaison des deux, appelée théorie mixte.

I.3.2.a. Théorie thermoïonique [2, 3]:

La théorie de l'émission thermoïnique part des hypothèses suivantes :

- La hauteur de barrière d'énergie est grande devant kT,
- L'équilibre thermique est établi,
- L'existence d'un courant n'affecte pas sensiblement cet équilibre,
- Nous pouvons supposer l'existence de deux courants indépendants, l'un injecté par le métal dans le semi-conducteur, l'autre injecté par le semi-conducteur dans le métal.

Nous allons tout d'abord exprimer la densité de courant injectée par le semi-conducteur dans le métal. Cela revient à ne considérer que les électrons dont l'énergie est supérieure à la hauteur de barrière et dont la composante de vitesse, $\boldsymbol{v}_x$, est orientée vers le métal.

$$I_{SC\to M} = \int_{E_F+q\Phi_b}^{\infty} q v_x dn \qquad \text{(I.28)}$$

où **dn** est la concentration en électrons, avec :

$$dn = N(E)\, f(E) dE = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2kTm_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}\, exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right) \quad \text{(I.29)}$$

où ***f(E)*** est la statistique de remplissage des niveaux (approximation de Boltzmann), m_e^* la masse effective et $\hbar$ la constante de Planck réduite.

En appelant V la tension appliquée sur le métal par rapport au semi-conducteur, à l'interface :

$$E_F = E_C - q\,\Phi_b + q\,V \quad \text{(I.30)}$$

En se rappelant que :

$$I_{SC\to M} = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{\hbar^3} T^2\, exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad \text{(I.31)}$$

Qui s'écrit aussi :

$$I_{SC\to M} = A^* T^2\, exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad \text{(I.32)}$$

La constante A^* correspond à la constante de Richardson.

I.3.2.b. Courant de diffusion: [3, 4]

La théorie de diffusion de Schottky dérive des hypothèses suivantes:

- La hauteur de barrière Φ_b est très supérieure au terme (kT/q);
- L'effet des collisions des électrons à l'intérieur de la zone de charge d'espace est inclut;
- Les concentrations des porteurs aux points x=0 et x=W sont indépendantes du flux de courant;
- La concentration d'impureté du semi-conducteur non dégénéré.

Le calcul consiste à résoudre l'équation de diffusion des porteurs dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur, soit:

$$I = I_{sd}\left(e^{\left(qV/kT\right)} - 1\right) \quad \text{(I.33)}$$

avec le $\boldsymbol{I_{sd}}$ le courant de saturation de diffusion:

$$I_{sd} = qN_d v_d e^{-qV_d/kT} \quad \text{(I.34)}$$

où la vitesse de diffusion des porteurs à l'interface $\boldsymbol{v_d}$ est donnée par:

$$v_d = \mu_n \frac{qN_d W}{\varepsilon_s} \quad \text{(I.35)}$$

μ_n : la mobilité des électrons.

I.3.2.c. Théorie mixte, thermoïonique-diffusion [3, 4] :

On combine les deux modèles en écrivant que les courants de diffusion et d'émission sont en série. La condition de raccordement consiste à écrire que la densité de porteurs dans le semi-conducteur à l'interface est, dans le modèle de la diffusion, conditionnée par la présence du courant d'émission thermoélectronique, et vice versa. Dans le modèle de la diffusion, cette condition à l'interface est équivalente à l'introduction d'une vitesse de recombinaison à l'interface ne analogue à une vitesse de recombinaison en surface.

Ainsi, sous une polarisation V, n(x=0) n'est plus une constante mais une fonction de V, soit $n(x=0)=n_s(V)$.

Le courant résultant des effets combinés de la diffusion et de l'émission thermoélectronique est donné par:

$$I = qN_d v^* e^{-qV_d/kT}\left(e^{qV/kT} - 1\right) \tag{I.36}$$

avec :

$$\frac{1}{v^*} = \frac{1}{v_d} + \frac{1}{v_e} \tag{I.37}$$

où la vitesse de recombinaison $\boldsymbol{v_e}$ dans le modèle de l'émission thermoélectronique la vitesse est donnée par:

$$v_e = \frac{kT}{2\pi m_e} \tag{I.38}$$

Pour $\nu_d << \nu_e$, $\nu^* = \nu_d$, le courant dans la structure est conditionné par la diffusion des porteurs dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur.

Pour $\nu_d >> \nu_e$, $\nu^* = \nu_e$, le courant est conditionné par l'émission thermoélectronique à l'interface.

Dans les calculs précédents, nous n'avons pas tenu compte de l'effet Schottky. La combinaison du potentiel image et du champ électrique ξ dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur, entraîne un abaissement de la barrière de potentiel et un déplacement de son maximum vers l'intérieur du semi-conducteur. Il en résulte une modification de la tension de diffusion V_d et de la vitesse de diffusion v_d dans la zone de charge d'espace.

Dans la mesure où le courant dans la structure est essentiellement conditionné par l'émission thermoélectronique, ν_d est négligée. La hauteur de barrière devient:

$$\Phi'_b = \Phi_b - \left(\frac{q^3\xi}{4\pi\varepsilon_s}\right)^{1/2} \tag{I.39}$$

De sorte que la tension de diffusion devienne :

$$V_d' = V_d - \left(\frac{q^3\xi}{4\pi\varepsilon_s}\right)^{1/2} \quad \text{(I.40)}$$

L'expression du courant s'écrit alors, en polarisation directe :

$$I = qN_d \frac{\nu_d \nu_e}{\nu_d + \nu_e} e^{-qV_d'/kT} e^{qV/kT} \quad \text{(I.41)}$$

I.3.3. Courant de génération-recombinaison [3, 4]:

Précédemment, le calcul du courant, traversant la structure, est effectué en négligeant les phénomènes de génération et de recombinaison dans la zone de charge d'espace. En fait, cette zone est le siège de génération thermique et de recombinaison. Les phénomènes de recombinaison en direct et de génération en inverse à l'intérieur de la zone de charge d'espace peuvent être importants aux faibles courants. Le courant de génération-recombinaison s'écrit alors:

$$I = I_{sgr}\left(e^{qV/2kT} - 1\right) \quad \text{(I.42)}$$

J_{sgr} est le courant de saturation (génération-recombinaison) donné par :

$$I_{sgr} = \frac{qWn_i}{\tau} \quad \text{(I.43)}$$

n_i: la concentration intrinsèque du semi-conducteur;

τ: la durée de vie des porteurs.

I.3.4. Courant de fuite [4, 5]:

L'origine du courant de fuite d'une diode peut être dû à:

- un courant par effet tunnel dont le comportement serait celui d'une résistance R_p parallèle à la diode, considération qui ne peut être effectuée qu'à très faible tension;
- un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface qui serait généré entre le contact ohmique et le contact Schottky sous l'effet de la polarisation. A cause de la forte densité d'électrons piégés, la surface se comporterait comme un matériau à faible conduction et serait assimilable à une résistance R_p en parallèle sur la diode;
- un effet combiné des deux effets qui formerait deux résistances (R_{p1} et R_{p2}) en parallèle sur la diode.

L'impact du courant de fuite est visible essentiellement à faible polarisation quand le courant total I est très faible d'où :

$$I = \frac{V}{R_p} \quad \text{(I.44)}$$

I.3.5. Courant tunnel [3, 4]:

Un autre phénomène modifie la caractéristique I(V) de la structure, aussi bien dans le sens direct que dans le sens inverse, c'est l'effet tunnel à travers la barrière de potentiel.

On distingue l'effet tunnel «pur» et l'effet tunnel activé thermiquement, avec une activation thermique des porteurs avant leur passage par effet tunnel à travers la barrière. L'effet tunnel pur ne peut généralement être observé en direct que dans le cas d'un semi-conducteur dégénéré.

L'équation du courant tunnel activé thermiquement est donnée par :

$$I = I_{stu}\left(e^{qV/E_0} - 1\right) \tag{I.45}$$

avec :

$$E_o = E_{oo} coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \tag{I.46}$$

et :

$$E_{oo} = \frac{qh}{4\pi}\sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s m_e^*}} \tag{I.47}$$

E_{oo}: représente l'énergie caractéristique du semi-conducteur relative à la probabilité de transmission par effet tunnel (transparence tunnel).

J_{stu} est le courant de saturation (tunnel) calculé par Crowell et Rideout :

$$I_{stu} = \frac{A^* T[\pi E_{oo}(q\Phi_b - E_c + E_F qV)]^{1/2}}{k\ cosh(E_{oo}/kT)} exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT} - \frac{(q\Phi_b - E_c + E_F)}{E_o}\right] \tag{I.48}$$

I.4. Conclusion :

L'ensemble des propriétés du contact métal/semi-conducteur (diode Schottky) ont été présentées, dans ce chapitre, telles que les diagrammes de bandes énergétiques, la zone de charge d'espace et les états d'interface ou états de surface. Nous avons détaillé aussi les mécanismes de transport dans une diode Schottky et les différents courants qui peuvent contribuer à la conduction (courant thermoïonique, courant de diffusion, courant de génération-recombinaison, le courant de fuite et le courant tunnel).

Références :

[1] A. Chovet, P. Masson

Physique des Semi-Conducteurs, (2005).

[2] O. Bonnaud

Physique des Solides, Semi-Conducteurs et Dispositifs, (2003).

[3] K. Ameur

Thèse de Doctorat en Sciences, Université Djillali Liabès, (2012).

[4] H. Mathieu

Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques. Edition MASSON, (2009).

[5] A. Vapaille, R. Castagne

Dispositifs des semi-conducteurs et des composants électroniques. Edition DUNOD, (1990).

[6] N. Zougagh

Thèse de Doctorat en Sciences, Université Djillali Liabes, (2012).

[7] Jean-Christophe MARTIN

Thèse de docteur d'université, Université Bordeaux 1, N° d'ordre : 2853 (2004).

[8] S. M. Sze

Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. (Wiley, New York, 245) (1981).

[9] M. Ahmetoglu

Thin Solid Films 516 (2008). 1227-1231.

Chapitre II :

Théorie de la tension photoélectrique de surface SPV

II.1. Introduction :

Le but de ce chapitre est de présenter la méthode de la tension photoélectrique de surface SPV (Surface Photovoltage). Nous exposons l'historique de cette méthode, sa théorie et les méthodes expérimentales utilisées afin de mesurer la SPV.

La méthode SPV est une technique de caractérisation utilisée pour l'étude de la surface et des défauts d'un semi-conducteur. Cette méthode est utilisée depuis les années 1970 (Gatos et Lagowski 1973[1]) comme une source étendue d'information sur la surface et volume d'un semi-conducteur ainsi que les états de surface/interface. La SPV sert à évaluer le potentiel de surface et le potentiel de bandes plates, la durée de vie des porteurs majoritaires, la longueur de diffusion, le dopage et même l'épaisseur et la charge d'un oxyde déposé sur la surface des semi-conducteurs (Ces paramètres sont extraits en fonction de la longueur d'onde de la lumière et le flux des photons utilisés pour induire la SPV (les travaux de Kronik et Shapira 1999, 2001; Schroder 2001[2 - 4]).

De nos jours, l'intérêt de la méthode SPV repose sur le fait qu'elle permet la détection des transitions électroniques (d'une bande à une autre, la densité des états de surface/interface et leurs énergies) sur une large gamme de semi-conducteurs. La détection de ces transitions peut être aussi obtenue pour des couches enterrées, les films minces déposés et les nanostructures.

II.2. Etat de l'art de la méthode SPV [4]:

Bardeen et Brattain étaient les premiers à décrire la technique SPV en 1953 [5]. Ils avaient caractérisé la variation du potentiel de surface causée par l'exposition à l'éclairement dans des échantillons de germanium. En 1955, Garrett et Brattain avaient présenté la théorie de base de la tension photoélectrique de surface (SPV) dans un semi-conducteur lorsqu'il est éclairé par la lumière [6]. Dans la même année, Moss avait pris en considération la diffusion des porteurs photo-générés lors des mesures du potentiel photoélectrique de surface [7]. Il l'avait appelé «photovoltage» et «effet photovoltaïque». Le nom de «surface photovoltage» semble avoir été d'abord utilisé par Brattain et Garret en 1956 en utilisant un éclairage en continu [8]. Morrison a utilisé un signal lumineux haché pour la détection capacitive de la tension [9].

L'application de la SPV pour déterminer longueur de diffusion des transporteurs minoritaires a été proposée par Moss en 1955, Johnson en 1957 [10], Quilliet et Gosar en 1960 [11] et par Goodman en 1961 [12]. C'est l'approche de la SPV de Goodman qui a conduit à la première mise en œuvre à grande échelle de la technique dans l'industrie des semi-conducteurs [13]. Il a

été utilisé lors de la fabrication des semi-conducteurs par l'insertion des substrats à longueur de diffusion élevées dans les fours en mesurant la longueur de diffusion après avoir chauffé les pastilles pour caractériser la propreté de ces fours. Grâce à cette méthode relativement simple, sans contact, ils ont pu déterminer plusieurs paramètres tels que la contamination du contact métallique et d'autres sources de contamination. La durée de vie ou la longueur de diffusion peuvent également être extraites de cette mesure. Nakhmanson a été l'un des premiers à introduire des mesures optiques afin de déterminer la durée de vie en fonction de la fréquence [14]. Le concept du circuit équivalent est avéré être très efficace pour l'analyse de ces mesures, certains des premiers articles traitant ces circuits équivalents ont été publiés par Lehovec et Slobodskoy [15] ainsi que Hofstein et Warfield [16].

Lors des mesures sur la base de charges, la charge est déposée sur la tranche et la réponse à semi-conducteur est mesurée par une des plusieurs techniques, à partir d'une source corona ou par l'intermédiaire d'un rinçage chimique. Pour comprendre les mesures sur la base de charge, il est nécessaire de comprendre les mesures de la sonde de Kelvin, proposée par Kelvin en 1881 [17]. Kronik et Shapira avaient donné un excellent examen de ces sondes et leurs diverses applications [2]. Une sonde de Kelvin est généralement utilisée comme une sonde vibrante avec la minimisation du courant externe. Les sondes de certains instruments de caractérisation ne vibrent pas comme les sondes de tension de surface. Le diagramme de bande d'énergie du système de sonde d'air semi-conducteur est analogue à celle d’une capacité MOS avec l'isolateur remplacé par l'air. Les photons, incident sur l'échantillon, génèrent des porteurs en excès dans la région de charge d'espace et dans la région en quasi neutre. Les électrons au sein de la zone de charge d’espace sont à une distance d'environ la longueur de diffusion des porteurs minoritaires à partir du bord de la zone de charge d’espace (ZCE), sont collectés dans la ZCE et provoque la réduction de la barrière de potentiel de surface. L'abaissement de la barrière est similaire à une jonction polarisée et la sonde détecte la différence entre les quasi-niveaux de Fermi [18].

II.3. Théorie de la SPV [2]:

II.3.1. Rappel sur les propriétés de la surface d’un semi-conducteur :

La surface est définie comme étant une limite d’un milieu avec des propriétés physiques différentes. Par exemple, la surface entre un semi-conducteur et le vide ou un gaz est considérée

comme une « surface libre », La surface entre un semi-conducteur et un autre solide est généralement désignée comme une interface.

L'apparition des états de surface localisés induit le transfert de charge entre le volume neutre et la surface afin d'établir l'équilibre thermique entre les deux. Le résultat de transfert de charge entre une région non-neutre et le volume neutre du semi-conducteur (avec un champ électrique non nul), est l'apparition d'une zone de charge d'espace. Cette région peut se prolonger assez profondément dans le volume du semi-conducteur.

Des considérations analogues sont applicables à une interface d'un semi-conducteur.

Pour une analyse mathématique simple, les dimensions latérales sont considérées beaucoup plus grandes que les verticales. Tout d'abord, l'équation de Poisson relie le potentiel électrique à la charge électrique [2]:

$$\frac{d}{dx}\left(\epsilon_s(x)\frac{dV(x)}{dx}\right) = \rho(x) \tag{II.1}$$

où x est la coordonnée, V(x) est le potentiel électrique, ρ(x) est la densité des charges dans la zone de charge d'espace et ε(x) est la permittivité diélectrique du semi-conducteur.

Afin de comprendre les phénomènes de non-équilibre, il faut résoudre les équations de continuité pour les électrons et les trous données par [2]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx} + G_n - R_n \tag{II.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx} + G_p - R_p \tag{II.3}$$

avec n (p) la densité des électrons (trous), J_n (J_p) la densité de courant des électrons (trous), G_n (G_p) le taux de génération par unité de volume des électrons (trous), R_n (R_p) taux de recombinaison par unité de volume des électrons (trous) et q la valeur absolue de la charge de l'électron.

Les densités des courants des électrons et des trous sont exprimées et données par [2]:

$$J_n = -q\mu_n n\frac{dV}{dx} + qD_n\frac{dn}{dx} \tag{II.4}$$

$$J_p = -q\mu_p p\frac{dV}{dx} - qD_p\frac{dp}{dx} \tag{II.5}$$

avec μ_n(μ_p) la mobilité des électrons (trous) et D_n(D_p) le coefficient de diffusion des électrons (trous). Les termes qui comportent μ_n (μ_p) représentent le courant d'émission, par contre les termes qui comportent D_n(D_p) représentent le courant de diffusion. D'autres mécanismes de transport peuvent être pris en compte, tel que le courant tunnel, en ajoutant d'autres termes aux équations.

En équilibre, les densités des électrons et des trous d'un semi-conducteur non-dégénéré, peuvent être exprimées par [2]:

$$n = n_i exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right) \quad \text{(II.6)}$$

$$p = n_i exp\left(\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right) \quad \text{(II.7)}$$

Où E_F est le niveau de Fermi, n_i la concentration intrinsèque et E_{Fi} le niveau de Fermi intrinsèque. Le niveau de Fermi intrinsèque suit l'évolution de la tension électrique tout en conservant sa position relative aux bords des bandes énergétiques, par conséquent [2]:

$$\frac{dE_{Fi}}{dx} = -q\frac{dV}{dx} \quad \text{(II.8)}$$

Les densités de courant des électrons et des trous sont nulles à l'équilibre, $J_n = J_p = 0$; Remplacer les équations (II.4) et (II.5) dans l'équation (II.8) nous mène à la relation bien connue d'Einstein [2]:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad \text{(II.9)}$$

Ainsi qu'aux relations de Boltzmann [2]:

$$n(V_2) = n(V_1) exp\left[\frac{q(V_2 - V_1)}{kT}\right] \quad \text{(II.10)}$$

$$p(V_2) = p(V_1) exp\left[\frac{-q(V_2 - V_1)}{kT}\right] \quad \text{(II.11)}$$

Où les indices 1 et 2 qui représentent deux points du semiconducteur.

Dans les conditions de non-équilibre, le niveau de Fermi n'est pas défini et donc l'équation (II.8) n'est plus valide et peut être remplacée par l'approximation [19, 20]:

$$n = n_i exp\left(\frac{E_n - E_{Fi}}{kT}\right) \quad \text{(II.12)}$$

$$p = n_i exp\left(\frac{E_{Fi} - E_p}{kT}\right) \quad \text{(II.13)}$$

Où F_n et F_p sont les quasis niveaux de Fermi des électrons et des trous respectivement. L'équation conserve la forme fonctionnelle de l'équation, F_n et F_p ne sont pas égales, sauf à l'équilibre où les deux se réduisent à E_F. Par exemple, si des paires électron-trou sont générées (par exemple par un éclairage d'énergie supérieure à l'énergie du gap), F_n se déplace vers le haut alors que F_p se déplace vers le bas. Par conséquent, la différence d'énergie Fn - Fp est souvent utilisée comme mesure de l'écart entre l'équilibre et le non-équilibre [20]. En outre, en utilisant les équations (II.5) et (II.8), les équations (II.3) et (II.4) se réduisent à la forme :

$$J_n = n\mu_n \frac{dF_n}{dx} \quad \text{(II.14)}$$

$$J_p = p\mu_p \frac{dF_p}{dx} \quad \text{(II.15)}$$

Il est à souligner que les équations (II.4) et (II.6) sont absolument équivalentes. Le choix de l'une ou l'autre dépend uniquement si l'on préfère travailler avec des densités de charge ou des positions des niveaux de Fermi.

L'équation de Poisson (équation (II.1)) et les deux équations de continuité (équations (II.2) et (II.3)) forment un ensemble de trois équations différentielles couplées pour trois fonctions inconnues de la coordonnée x: le potentiel électrique, la densité des électrons et la densité des trous. Plus précisément, les équations (II.1), (II.2) et (II.3) sont le point de départ pour la plupart des considérations des phénomènes photovoltaïques. Dans des cas particuliers, ces équations peuvent être résolues analytiquement. Pour de nombreux autres cas, une solution numérique est requise [21].

II.3.2. La tension photoélectrique de surface SPV :

La charge des états de surfaces est due en grande partie à la partie sous-jacente de volume neutre. On prend en compte donc la densité des porteurs au voisinage de la surface et le résultat est une zone de charge d'espace.

La surface peut se trouver dans trois différents régimes :

- ***L'accumulation :*** la concentration des porteurs majoritaires à la surface est supérieure à celle au volume neutre.
- ***La déplétion :*** la concentration des porteurs majoritaires à la surface est inférieure à la concentration des porteurs majoritaires à l'équilibre, mais reste supérieure à la concentration des porteurs minoritaires à la surface.
- ***L'inversion :*** la concentration des porteurs majoritaires à la surface est inférieure à celle des porteurs minoritaires.

Selon l'équation de Poissson, le non-équilibre provoque un champ électrique et un potentiel non nul. Par conséquent, même dans les conditions d'équilibre, le potentiel de la surface, noté V_s, est différent du potentiel loin dans le volume neutre. On s'intéresse spécialement à cette tension V_s et non à la forme de la zone de charge d'espace. Pour un ensemble de paramètres de

la surface et du volume neutre d'un semi-conducteur, la valeur de V_s est dictée par la règle de conservation de la charge [2]:

$$Q_{ss} = -Q_{sc} \tag{II.16}$$

Où Q_{ss} est la charge à la surface et Q_{sc} est la charge dans la zone de charge d'espace. Les deux charges dépendent du potentiel de surface V_s.

La dépendance de la charge de surface Q_{ss} du potentiel V_s est dérivée de la statistique de Fermi-Dirac : les états de surface sont situés à une énergie E_{ss} de distance fixe des bords des bandes, on note cette distance par $(E_{ss} – E_F)$.

La charge Q_{ss} en fonction du potentiel de surface V_s est alors donnée pour les états donneurs par [2]:

$$Q_{ss} = qN_{ss}\left\{1 - \frac{1}{1+exp[((E_{ss}-E_F)_0 - qV_s)/kT]}\right\} \tag{II.17}$$

et pour les états accepteurs par :

$$Q_{ss} = -qN_{ss}\left\{\frac{1}{1+exp[((E_{ss}-E_F)_0 - qV_s)/kT]}\right\} \tag{II.18}$$

Si plusieurs états sont présents à la surface, la charge totale Q_{ss} peut être calculée par la sommation des deux équations.

En présence des donneurs et des accepteurs, la charge totale peut être exprimée par [2]:

$$\rho(x) = q(N_d - N_a + p - n) \tag{II.19}$$

avec N_d et N_a les densités des donneurs et des accepteurs respectivement.

La densité de charge nette dans la région quasi-neutre est nulle et on peut noter [2]:

$$N_d - N_a = n_b - p_b \tag{II.20}$$

avec n_b et p_b les densités des électrons et des trous dans le volume neutre.

Kingston et Neustadter [22] ont résolu l'équation de Poisson où les densités de charge sont exprimées à partir de la distance entre le niveau de Fermi et le niveau de Fermi intrinsèque normalisées à kt/q, avec :

$$n = n_i e^{-u} \tag{II.21}$$

$$p = n_i e^{u} \tag{II.22}$$

où :

$$u \equiv \frac{q(E_F - E_{Fi})}{kT} \tag{II.23}$$

En utilisant cette approche, ils ont obtenu :

$$Q_{sc} = \pm \frac{\sqrt{2}\epsilon_s kT}{qL_D} F(u_s, u_b) \quad \text{(II.24)}$$

avec :

$$L_D = \sqrt{kT\epsilon_s / q^{2n_i}} \quad \text{(II.25)}$$

et :

$$F(u_s, u_b) \equiv [sinh\, u_b(u_b, u_s) - (\cosh u_b - \cosh u_s)]^{1/2} \quad \text{(II.26)}$$

avec les indices ***b*** et ***s*** faisant référence au volume neutre (bulk) et à la surface respectivement. La charge Q_{sc} de la zone de charge d'espace a été obtenue aussi par Heilig [23] en résolvant l'équation de Poisson et il a obtenu :

$$Q_{sc} = A \frac{|\psi_0|}{\psi_0} [\beta(e^{-\psi_0} - 1) + \beta^{-1}(e^{\psi_0} - 1) + (\beta + \beta^{-1})\psi_0]^{1/2} \quad \text{(II.27)}$$

où : $A = -(2n_i \varepsilon_s kT)^{1/2}$ avec ε_s la permittivité du semi-conducteur et β le facteur de dopage : $\beta = p_0 / n_i$.

avec n_i la concentration intrinsèque et p_0 la concentration des trous dans le volume neutre à l'équilibre.

La tension photoélectrique de surface SPV est définie comme la différence entre le potentiel de surface au non-équilibre ψ et le potentiel de surface à l'équilibre ψ_0 :

$$SPV = \Delta\psi = \psi - \psi_0 \quad \text{(II.28)}$$

avec ψ et ψ_0 sont le potentiel de surface hors - équilibre et le potentiel de surface à l'équilibre respectivement (figure II.1).

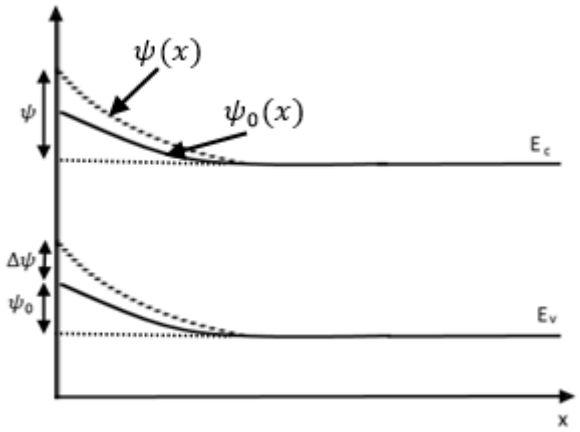


Figure II.1: Diagramme de bandes énergétiques

Le potentiel électrostatique à l'obscurité (à l'équilibre) $\psi_0(x)$ est donné par: [24]

$$\psi_0(x) = (V - V_d) \times \left(\frac{2x}{W} - \frac{x^2}{W^2}\right) \quad \text{(II.29)}$$

où V est la tension appliquée, V_d le potentiel de diffusion, x la distance de la surface et W la largeur de la zone de déplétion.

Sous éclairement, le photon absorbé provoque la formation des porteurs libres en créant des paires électron-trou. L'excès des concentrations de porteurs photogénérés (électrons et trous) sont donnés par [23]:

$$\delta n(x) = n(x) - n_0 \quad \text{(II.30)}$$

$$\delta p(x) = p(x) - p_0 \quad \text{(II.31)}$$

Les charges Q_{sc} et Q_{ss} subissent un changement, sous éclairement, du d'un côté à l'injection des porteurs ainsi qu'au changement dans potentiel de surface, tout en respectant la condition de neutralité suivante [2]:

$$\delta Q_{sc} = \delta Q_{ss} \quad \text{(II.32)}$$

où δQ_{sc} le changement de la charge dans la zone de charge d'espace sous éclairement et δQ_{ss} le changement correspondant de la charge à la surface.

Par conséquent, on peut écrire l'équation (II.32) comme fonction de la tension photoélectrique de surface $\Delta\psi$ et la densité des états de surface/interface N_{ss} par [23] :

$$A\frac{|\psi|}{\psi}\left[\beta\left(e^{-\psi}-1\right)+\beta^{-1}\left(e^{\psi}-1\right)+(\beta+\beta^{-1})\psi+\frac{\delta n}{n_i}\left(e^{\psi}+e^{-\psi}-2\right)\right]^{1/2} - A\frac{|\psi_0|}{\psi_0}\left[\beta\left(e^{-\psi_0}-1\right)+\beta^{-1}\left(e^{\psi_0}-1\right)+(\beta+\beta^{-1})\psi_0\right]^{\frac{1}{2}}+qkTN_{ss}\left[-ln\left(1+\frac{\delta n}{n_i\beta}-\Delta\psi\right)\right]=0 \quad \text{(II.33)}$$

Avec δn l'excès de concentration des électrons.

La résolution de l'équation permet d'avoir théoriquement la tension photoélectrique de surface SPV en fixant les paramètres du semi-conducteur.

II.4. Méthodes expérimentales de mesure de la SPV :

II.4.1. Mesure de la SPV par l'intermédiaire des mesures courant-tension :

L'éclairement de la surface d'un semi-conducteur provoque la génération des paires électron-trous. Ce phénomène peut être observé en comparant la caractéristique I(V), d'une diode, à l'obscurité avec la caractéristique I(V) enregistrée sous éclairement (figure II.2). Cette méthode de mesure de la SPV est l'une des premières méthodes expérimentale. Elle a été utilisée dans les années 1950 par plusieurs chercheurs [25, 26]).

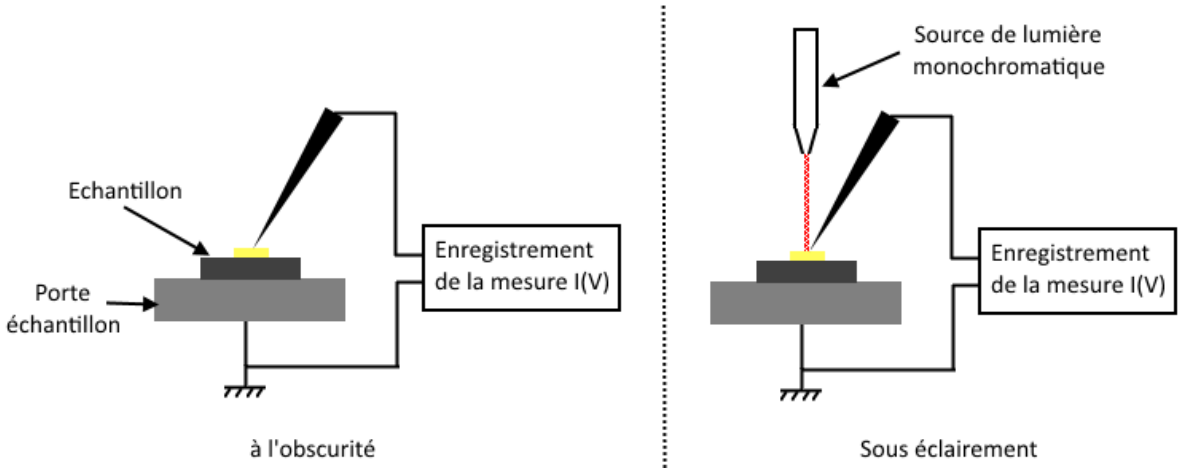


Figure II.2 : Caractéristiques courant – tension I(V)

La figure II.3 présente les caractéristiques I(V) à l'obscurité et sous éclairement pour un même échantillon. On peut remarquer qu'après l'éclairement de la surface de l'échantillon, la caractéristique I(V) subit un décalage. Un même courant I correspond à deux tensions différentes (voir figure II.3). Ce décalage peut être expliqué par la présence d'une tension additive qui a été générée par l'éclairement. Cette tension additive correspond à la tension photoélectrique de surface SPV et on peut écrire :

$Le\ courant\ I\ correspond$ à $V_{obs}\ et\ V_{ill}$

$$\Rightarrow V_{obs} = V_{ill} + SPV \quad \text{(II.34)}$$

$$\Rightarrow SPV = V_{obs} - V_{ill} \quad \text{(II.35)}$$

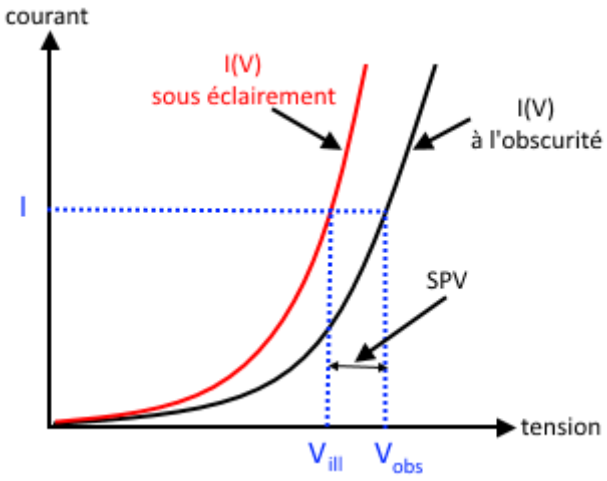


Figure II.3 : Mesure de la SPV depuis les caractéristiques I(V)

Une autre possibilité peut être observée à partir des caractéristiques I(V) à l'obscurité et sous éclairement, pour une même tension de polarisation, une augmentation du courant est observée (figure II.4).

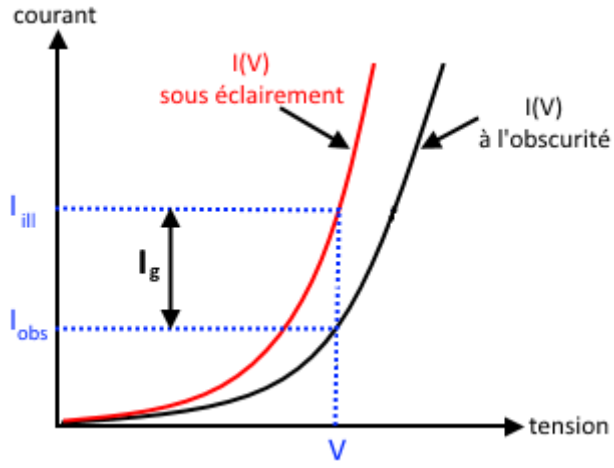


Figure II.4 : Mesure du courant de génération à partir des caractéristiques I(V)

Ce courant additif correspond au courant de génération I_g et on peut écrire :

La tension V correpond à I_{obs} *et* I_{ill}

$$\Rightarrow I_{ill} = I_{obs} + I_g \tag{II.36}$$

$$\Rightarrow I_g = I_{ill} - I_{obs} \tag{II.37}$$

Jian Liu et al. [27] ont montré dans leurs travaux la relation entre le courant généré par l'éclairement de la surface du semi-conducteur et la tension photoélectrique de surface. Ceci peut nous mener à calculer expérimentalement la SPV en utilisant la relation suivante :

$$SPV = \frac{nkT}{q} ln\left(1 + \frac{I_g}{I_s}\right) \tag{II.38}$$

avec n et I_s le facteur d'idéalité et le courant de saturation de la diode respectivement.

II.4.2. La configuration MIS [28]:

La configuration MIS fait partie des méthodes expérimentales sans contact qui mesurent la tension photoélectrique de surface. Le signal est capté d'une manière capacitive par l'intermédiaire d'une sonde semi-conductrice transparente placée à proximité de l'échantillon. Le dispositif MIS est constitué de la surface de l'échantillon lui-même, une sonde et une couche très mince de l'air ou de Mica entre la surface et la sonde. La sonde est faite avec une couche semi-conductrice transparente mince, généralement ITO pulvérisée sur du quartz.

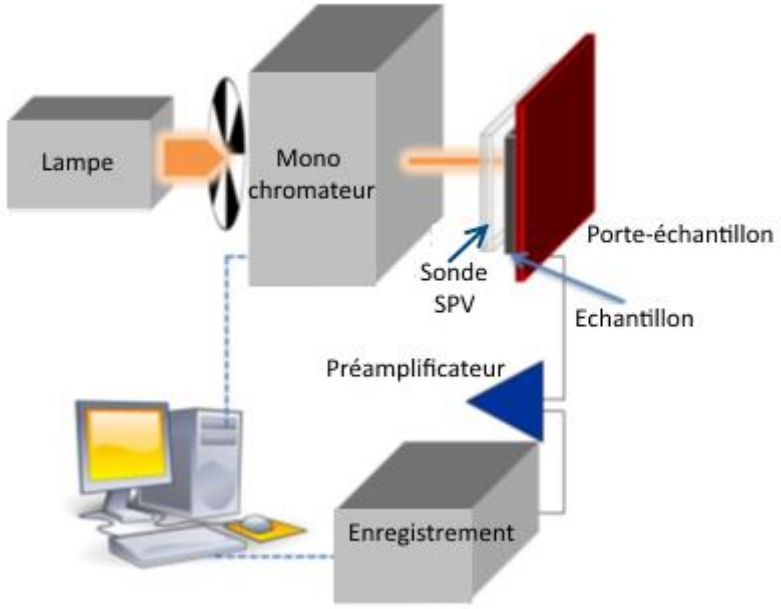


Figure II.5 : Montage utilisé dans la mesure SPV dans la configuration MIS [28].

Dans cette configuration, la lumière arrive sur la surface de l'échantillon sous forme d'impulsions. Le flux des photos qui incident sur la surface de l'échantillon provoque une variation de la capacité MIS. Cette variation est captée par la sonde. Le signal passe à travers un préamplificateur à effet de champ et est enregistré ensuite. Le signal V_p mesuré par la sonde n'est que le signal SPV.

$$V_p = SPV \tag{II.39}$$

Le signal SPV est la variation du potentiel de surface V_s induite par l'illumination de la surface. Par conséquent, toute mesure de la variation du potentiel de surface est équivalente à une mesure SPV directe (en valeur absolue).

II.4.3. La sonde de Kelvin [28]:

Dans cette configuration, la différence de la fonction du travail entre la sonde et l'échantillon, connue aussi comme la différence de potentiel de contact (CPD), est mesurée par une plaque qui vibre périodiquement amenée à proximité de la surface de l'échantillon, de sorte qu'un courant alternatif en régime permanant se développe dans le condensateur effectif. Ce courant peut être nul si et seulement si le condensateur est déchargé. Ainsi, la CPD peut être facilement trouvée, même automatiquement, par la détermination de la tension continue V_B qui doit être appliquée aux bornes du condensateur pour que le courant alternatif externe soit nul :

$$I = (CPD - V_B)\, dC/dt = 0 \tag{II.40}$$

Donc :

$$CPD = V_B = V_p \tag{II.41}$$

Et on peut démontrer que :

$$CPD = -SPV \tag{II.42}$$

II.5. Conclusion :

Nous avons présenté, dans ce chapitre, un rappel sur l'état de l'art de la méthode de la tension photoélectrique de surface (SPV) ainsi que sa théorie en présentant les propriétés de la surface d'un semi-conducteur (tension de surface, états de surface et la charge du semi-conducteur sous éclairement). Nous avons aussi exposé les différentes méthodes expérimentales utilisées pour mesurer de la SPV, telles que la mesure par l'intermédiaire des mesures courant – tension sous éclairement, la configuration MIS et la sonde de Kelvin.

Références :

[1] H. C. Gatos, J. Lagowski

Vac. Sci. Technol. 10 (1973), 130-134.

[2] L. Kronik, Y. Shapira

Surf. Sci. Rep. 37 (1999), 1.

[3] L. Kronik, Y. Shapira

Surf. Interface Anal. 31 (2001), 954-965.

[4] D. K. Schroder

Meas. Sci. Technol. 12 (2001), R16-R31.

[5] W. H. Brattain et J. Bardeen
Bell Syst. Tech. J. 32 (1953), 1-41.
[6] C. G. B. Garrett et W. H. Brattain
Phys. Rev. 99 (1955), 376–387
[7] T. S. Moss
J. Electron. Control 1 (1955), 126–138
[8] W. H. Brattain et C. G. B. Garrett
Bell Syst. Tech. J. 35 (1956), 1019–1040.
[9] S. R. Morrison
J. Phys. Chem. 57 (1953) 860–863
[10] E. O. Johnson
J. Appl. Phys. 28 (1957), 1349–1353
[11] A. Quilliet et P. Gosar
J. Physique Radium 21 (1960), 575–580.
[12] A. M. Goodman
J. Appl. Phys. 32 (1961), 2550–2552
[13] A. M. Goodman, L.A. Goodman, H.F. Gossenberger,
RCA Rev. 44 (1983), 326–341.
[14] R. S. Nakhmanson
Theory Solid-State Electron. 18 (1975), 617–626

[15] K. Lehovec, A. Slobodskoy
Solid-State Electron. 7 (1964), 59–79
[16] S. R. Hofstein et G. Warfield
Solid-State Electron. 8 (1965), 321–341.
[17] Lord Kelvin
Nature, (1881)
Phil. Mag. 46 (1898), 82–121.

[18] E. O. Johnson
Phys. Rev. 111 (1958), 153–166.

[19] A. Many

Semiconductor Surfaces, 2nd ed. (1971).

[20] M. Shur

Physics of Semiconductor Devices (1990).

[21] S. Selberherr

Analysis and Simulation of Semiconductor Devices, Springer, (1984)

[22] R.H. Kingston, S.F. Neustadter

J. Appl. Phys. 26 (1955), 718.

[23] K. Heilig
Solid State Electronics. Vol 21 (1978), 975-980.
[24] S. R. Dhariwal, B. M. Deoraj
Semicond Sci technol, 8 (1993), 372-376.

[25] G. Wlerick

Physica, 20 (1954), 1099.

[26] G. K. Zyrianov
Sov. Phys. Tech. Phys. 3 (1958), 2429.

[27] J. Liu, C. Fan, X. Chen, G. Jiao, C. Hu, Y. Qian

Materials Science in Semiconductor Processing, 20 (2014), 12-16.

[28] D. Cavalcoli, B. Fraboni, A Cavallini

Semiconductors and Semimetals**,** 91 (2015), 251–278.

Chapitre III :

Elaboration des structures à base de matériaux III-V nitrurés

III.1. Introduction :

Nous présenterons dans ce chapitre, des généralités sur les matériaux III-V et l'arséniure de gallium (GaAs) en particulier, la passivation de GaAs et l'intérêt du processus de nitruration pour réduire l'effet de l'oxydation de la surface de ce matériau en utilisant des couches « tampons » de GaN. Le choix de ce processus vient du fait que la liaison de Ga-N est forte et plus stable que la liaison Ga-As ce qui permet de passiver thermiquement et de ralentir l'oxydation de la surface de GaAs. Le challenge sera l'amélioration de cette surface de GaAs par ce processus malgré le désaccord de maille entre ce matériau et le GaN. Nous exposerons par la suite le matériel utilisé pour l'élaboration de structures à base de GaAs nitruré et le suivi par spectroscopie électronique (XPS) de la préparation de ces structures. Nous traiterons par la suite les différents points importants lors de l'élaboration tels que l'étude des deux méthodes de nettoyage des surfaces ainsi que les deux processus de nitruration des substrats d'arséniure de gallium (GaAs). Nous clôturerons ce chapitre par la fabrication des diodes à base de GaAs nitruré et la présentation des différents échantillons qui seront caractérisés électriquement et photoélectriquement par la suite.

III.2. Généralités sur les matériaux III-V [1] :

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en termes de marché, par le silicium. Ce dernier possède un gap indirect de 1.11 eV et a été l'un des premiers matériaux utilisés (avec le germanium) pour la fabrication des composants électroniques. Dans les années 1960, une nouvelle famille est apparue, celle des matériaux III-V (GaAs, InP, GaN, etc.). Les composants fabriqués à partir de ces semi-conducteurs, possédant des propriétés physiques remarquables, jouent un rôle majeur dans le développement d'hétérostructures pour des applications hyperfréquences, l'électronique de puissance, mais surtout dans le domaine de l'optoélectronique.

Les constituants des composés III-V appartiennent, comme leur nom l'indique, aux colonnes III et V du tableau périodique des éléments chimiques. Le tableau III.1 compare les propriétés physiques du silicium à celles du GaAs et du GaN.

Matériau	Si	GaAs	GaN
Nature du gap	indirect	Direct	direct
Gap à 300K (eV)	1.12	1.42	3.43
Tension de claquage (V/cm)	3×10^5	4×10^5	5×10^6
Mobilité des électrons (cm^2/V.s) à 300K	1400	8500	1000
Mobilité des trous (cm^2/V.s) à 300K	450	400	350
Conductivité thermique (W/cm.°C)	1.3	0.55	1.3

Tableau III.1 : Comparaison des propriétés physiques du silicium, du GaAs et du GaN [2]

Un des atouts majeurs des semi-conducteurs III-V est leur gap direct (contrairement au silicium) qui en fait des composants de choix pour les dispositifs optoélectroniques. La notion de gap direct et indirect est liée à la représentation énergétique d'un semi-conducteur, dans le diagramme E (Energie) - k (vecteur d'onde). Ce type de diagramme permet de définir spatialement les extrema des bandes de conduction (BC) et de valence (BV) du cristal qui représentent, à l'équilibre, les domaines énergétiques où les densités de porteurs type p et n sont importantes (figure III.1). Dans le cadre d'applications optoélectroniques, les matériaux à gap direct sont privilégiés car, comme les extrema des bandes BV et BC sont situées à des valeurs de k semblables, les probabilités de génération et de recombinaison radiative des porteurs sont importantes. Le GaAs est ainsi utilisé pour réaliser des lasers à semi-

conducteurs, des diodes électroluminescentes (LEDs) infrarouge ou des cellules photovoltaïques.

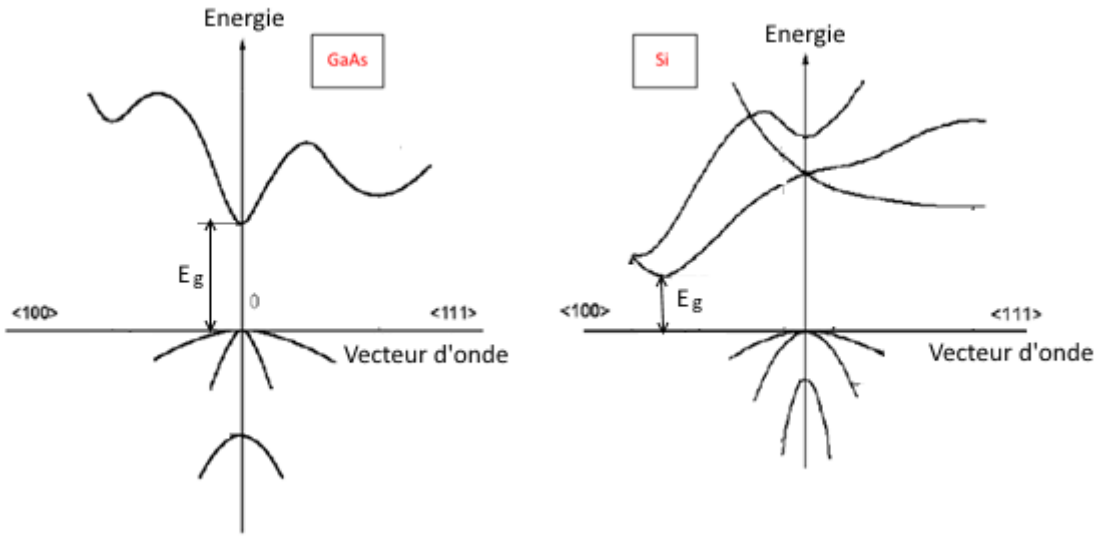


Figure III.1 : Comparaison des structures de bandes du silicium (Si) et l'arsénique de gallium (GaAs) dans le diagramme E (Energie) - k (vecteur d'onde) [3].

Une autre grande force de ces matériaux réside dans le nombre quasi illimité d'alliages possibles entre Ga, As, Al, In et P. Cette particularité essentielle a donné aux semi-conducteurs III-V la première place dans le domaine de l'optoélectronique et notamment pour le développement de lasers à semi-conducteurs.

III.3. Propriétés générales du GaAs [4]:

Le GaAs est un semi-conducteur III-V complexe composé de l'élément gallium (Ga) de la colonne III et l'élément arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments. Le GaAs a d'abord été créé par la société Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques de ce semi-conducteur ne furent démontrées qu'en 1952 [5].

Le cristal GaAs est composé de deux sous-réseaux, chacun cubique à faces centrées (FCC) et décalé par rapport à l'autre par la moitié de la diagonale du cube. Cette configuration cristalline est connue sous le nom blende de zinc et est représentée dans la figure III.2.

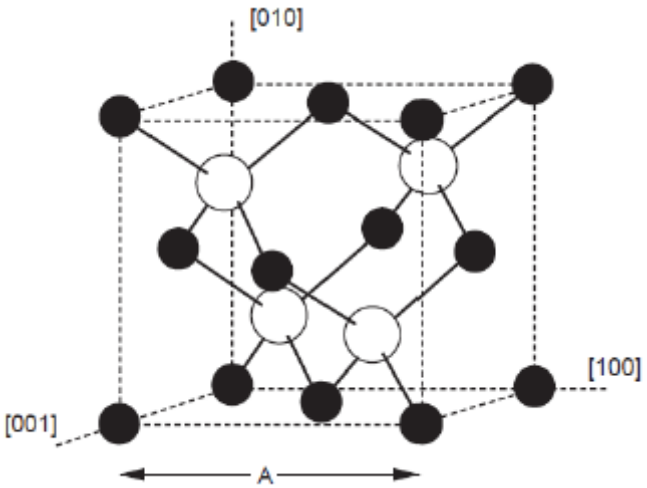


Figure III.2 : Réseau cristallin du GaAs (zinc de blende).

Le tableau III.2 dresse une liste de certaines propriétés structurales et électriques du GaAs. [6]

Propriété	**Valeur**
Structure cristalline	Zinc blende
Paramètre de maille	5.65 Å
Densité	5.32 g/cm^3
Densité atomique	4.5 × 1022 atomes/cm^3
Masse molaire	144.64 g
Coefficient d'expansion thermique	5.8 × 10-6 K^{-1}
Chaleur spécifique	0.327 J/g.K
Constante diélectrique	12.85
Mobilité des électrons (non dopé)	8500 cm^2/V.s
Mobilité des trous (non dopé)	400 cm^2/V.s
Point de fusion	1238 °C

Tableau III.2 : Propriétés du GaAs à température ambiante (300 K)

Pour un substrat de GaAs non dopé, l'énergie du gap à température ambiante est de 1,42 eV. L'affinité électronique du GaAs, qχ (énergie nécessaire pour arracher un électron du bas de la bande de conduction jusqu'au niveau du vide) est d'environ 4.07 eV [7, 8].

Le problème majeur rencontré, lors de la fabrication des composants électroniques à base de GaAs, est l'oxydation rapide de la surface de ce semi-conducteur. Habituellement, cette oxydation n'est pas uniforme et une variété d'espèces d'oxyde différentes sont formées sur la surface de GaAs, y compris les différentes phases d'oxydes pour Ga (Ga_2O et Ga_2O_3) [9-11] et As (As_2O_3 et As_2O_5) et les phases de composition mixte ($GaAsO_4$) [12]. En outre l'interface oxyde/GaAs n'est pas stable thermodynamiquement, en particulier à des températures élevées, ce qui conduit à la dégradation du GaAs par la création de l'arsenic libre As^0 qui introduit un état piège comme le montre la réaction [13]:

$$2\,GaAs + As_2O_3 \Rightarrow Ga_2O_3 + 4\,As^0$$

III.4 Passivation des surfaces de GaAs [13]:

La passivation de GaAs présente un challenge en raison de la présence de plus d'une espèce atomique dans ce matériau semi-conducteur (Ga et As). Le caractère des liaisons pendantes sur de telles surfaces peut être prédit à partir de simples arguments de comptage d'électrons. La formation de surfaces neutres en charge signifie que les liaisons pendantes Ga tendront à être des orbitales vides tandis que les liaisons pendantes As tendront à être remplies. Une passivation efficace nécessite d'accommoder les deux types de sites. Bien que cette contrainte ait entravé la recherche sur la passivation de surface de GaAs, certains progrès ont été réalisés sur ce problème en utilisant différentes méthodes y compris la formation de couches minces de sulfure [14, 15], de séléniure [16, 17] ou de métaux nobles [18, 19].

III.4.1. Les différentes méthodes de passivation :

La passivation de GaAs peut être assurée par le moyen de plusieurs méthodes que ce soient chimiques ou par la croissance de couches minces sur la surface de GaAs.

III.4.1.1.Passivation chimique de GaAs par le Chlore Cl [20]:

Il a été observé que des surfaces bien ordonnées peuvent être formées sur GaAs en trempant le substrat dans des solutions de HCl. Différentes techniques spectroscopiques ont montré la réduction de la quantité d'oxygène et la présence des liaisons Ga-Cl sur la surface de GaAs. Les spectres ont également indiqué que les surfaces ne contenaient pas d'arsenic libre As^0, ce qui suggère que les surfaces préparées par ce procédé pourraient fournir une excellente plate-forme pour des réactions de fonctionnalisation chimiques ultérieures.

III.4.1.2. Fonctionnalisation de GaAs par $P(CH_3)_3$ et PCl_3 [13] :

En utilisant une surface de GaAs terminée par Cl comme point de départ, on a trouvé que la triethylphosphine $P(CH_3)_3$ réagissait avec 30-50% des sites de la surface, laissant des atomes de Cl liés aux atomes de Ga à la surface. Cette surface a une faible quantité de contamination des oxydes Ga et As et ne présente pas d'arsenic libre As^0. La réaction de la trichlorophosphine PCl_3 avec la surface terminée par Cl conduit à sa couverture de 20% par P et cette surface est également presque exempte d'oxyde.

III.4.1.3. Nitruration des surfaces GaAs :

Le but de cette méthode est de créer chimiquement une couche mince de nitrure sur la surface de GaAs. Cette couche mince peut être créée en utilisant plusieurs solution chimique et nous pouvons citer par exemple :

- la nitruration électrochimique anodique en utilisant un électrolyte préparé avec du propylène glycol, du NH_3 et du NH_2-NH_2 (21: 3: 1) [21].
- à partir d'une solution d'hydrate d'hydrazine (N_2H_4: H_2O). En conséquence, les atomes d'azote se lient aux atomes de gallium et sont fixés aux sites de réseau précédemment occupés par des atomes d'As [22].

III.4.1.4. Nitruration par voix plasma :

Ces dernières années, la nitruration de GaAs par plasma est devenue l'intérêt de plusieurs travaux de recherche en raison de son efficacité pour la croissance des semi-conducteurs de nitrure sur les substrats de GaAs [23] ainsi que pour la passivation de sa surface [24, 25].

Cette couche mince de GaN est créée en exposant la surface du GaAs à un flux d'azote actif (plasma de N_2 ou de NH_3). La croissance de GaN est contrôlée à l'aide de plusieurs paramètres tels que la température du substrat et la pression d'azote ou de NH_3 dans le bâti.

III.4.2. Choix de GaN comme couche de passivation pour le GaAs :

Nous avons donc choisi pour notre étude, la réalisation de films minces de GaN sur GaAs à l'aide de cellules plasma de faible puissance, et contrôle in-situ par XPS de la qualité physico-chimique des couches réalisées pour une meilleure compréhension des résultats de caractérisations électriques. Lors de précédents travaux, l'équipe « Surfaces et Interfaces, de l'IP a montré que les nitrures d'éléments III-N, tel que le Nitrure de Gallium (GaN) présentent des propriétés intéressantes pour l'optoélectronique en raison de leurs grands gaps et leurs grandes mobilités électroniques. Le GaN présente un caractère réfractaire qui permet d'envisager des applications dans des conditions hostiles, à haute température, haute puissance ou à haute fréquence. De plus de ces caractéristiques, la liaison Ga-N est forte et plus stable que la liaison Ga-As. Ceci permet de passiver thermiquement et ralentir l'oxydation la surface de GaAs par quelques monocouches de GaN.

De plus, les couches minces de GaN ont eu pour effet de protéger la surface de GaAs vois à vis de l'oxydation. En effet, le GaN s'oxyde moins vite que le GaAs [26] ce qui permet la prolongation de la durée de vie des composants électroniques fabriqués à base de GaAs nitruré. Une couche mince de GaN protège le GaAs de l'oxydation et par conséquent, limite les défauts causés par les différents oxydes de Ga et As à la surface du GaAs. De la même manière, cette couche de GaN permet de limiter les défauts à l'interface lors de la réalisation de structures métal/GaAs et certains travaux ont montré que cette couche interfaciale mène à l'amélioration de la qualité électrique des composants électroniques fabriqués à base de jonction métal/GaAs [21, 27].

III.5. Descriptions des dispositifs expérimentaux [2]:

Nous allons décrire dans ce chapitre les différents éléments formant le dispositif expérimental utilisé au cours de ce travail dans l'équipe de recherche « Surfaces et Interfaces » de l'Institut Pascal (IP). Un des axes de recherche de cette équipe est l'élaboration et la caractérisation de surfaces nanostructurées sous ultravide (UHV).

Le bâti ultra vide est divisé en trois chambres, la chambre d'introduction rapide, la chambre de préparation, et la chambre d'analyse isolées entre elles par des vannes (figure III.3). Ces chambres sont fabriquées en acier inoxydable amagnétique pour éviter les perturbations extérieures. Ce bâti est maintenu sous ultra-vide grâce à un système de pompage afin d'éviter l'oxydation ou les contaminations des surfaces étudiées et pour permettre aux électrons de se déplacer librement lors des études par spectroscopie électronique.

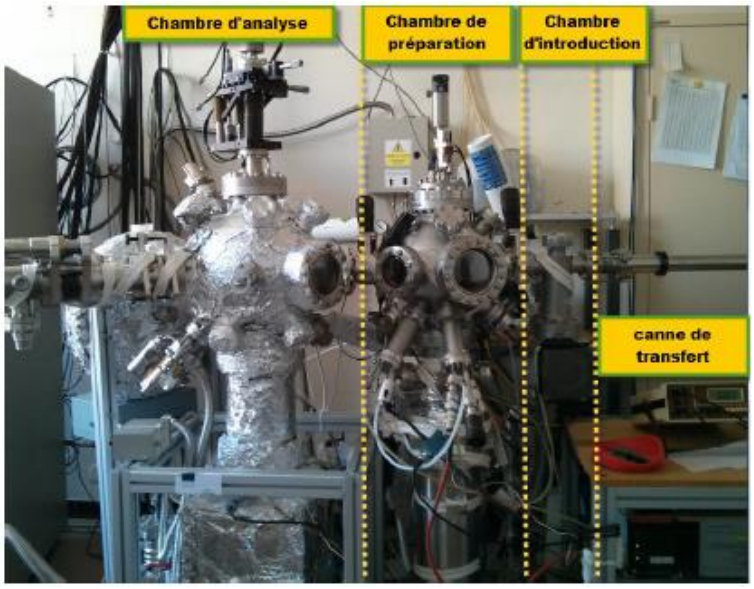


Figure III.3 : Image montrant les différentes parties du bâti ultra-vide utilisé. [1]

III.5.1. Les différentes chambres du bâti ultra-vide :

III.5.1.1. La chambre d'introduction :

La chambre d'introduction permet une introduction rapide (environ 30 min pour atteindre 10^{-5} Pa) des échantillons sans mise à l'air de l'ensemble du bâti ultravide. Elle est placée entre la chambre de préparation et la canne de transfert permettant d'amener

l'échantillon dans les différentes parties du bâti. De plus, elle possède un volume réduit et est connectée à une pompe turbo moléculaire pour une descente rapide en pression.

III.5.1.2. La chambre de préparation :

Cette chambre (figure III.4) a pour vocation le nettoyage et la structuration de la surface des échantillons grâce à différents appareils.

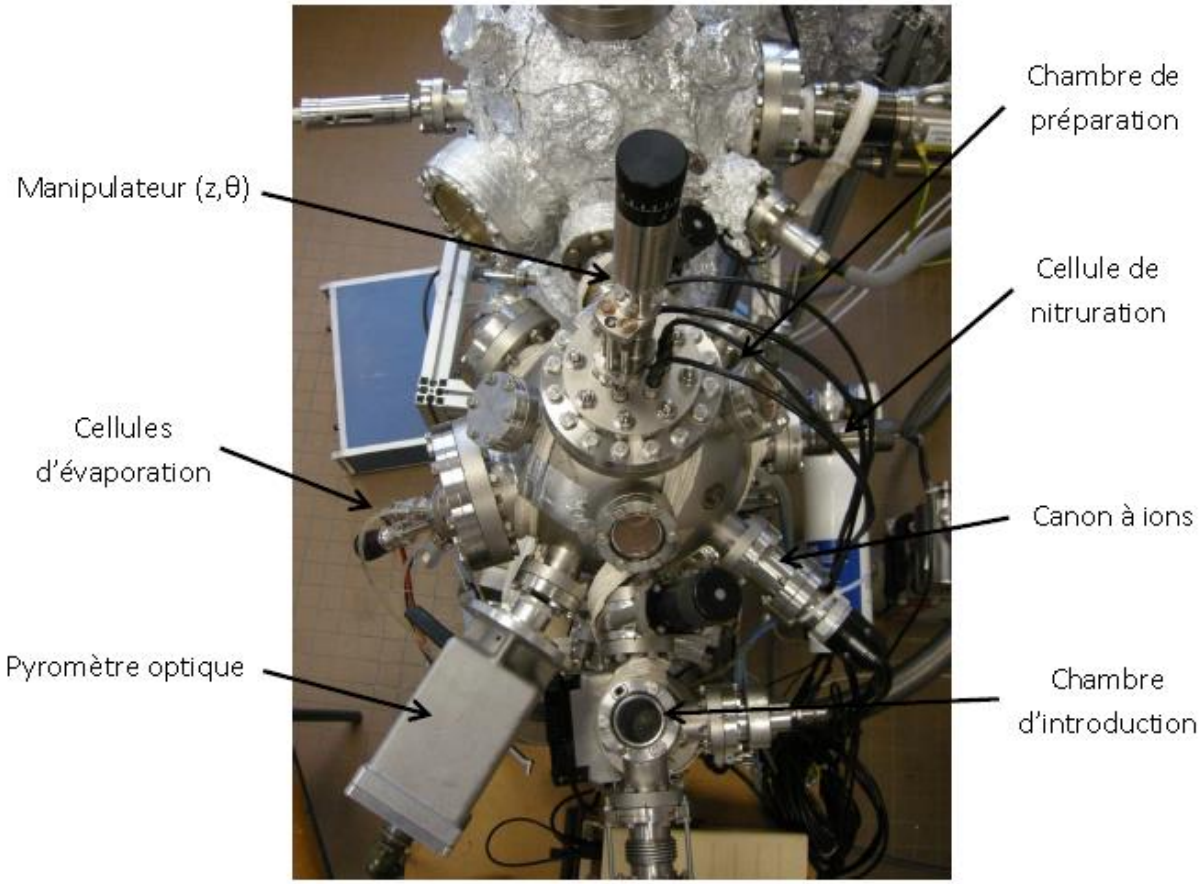


Figure III.4 : La chambre d'analyse [1]

III.5.1.2.a. Le canon à ions :

Il permet le nettoyage ou la gravure in situ des échantillons par bombardement d'ions argon Ar^+. Il est composé d'un filament, d'une cage et d'un système de focalisation. Une pression d'argon pur (5N) de 10^{-2} Pa est maintenue dans la chambre grâce à une vanne micro-fuite. Les électrons, produits par le filament incandescent, traversent la cage portée à un potentiel positif, ils heurtent ainsi les molécules d'argon et les ionisent. Les ions créés sont ensuite accélérés par la cage et focalisés par des lentilles sur l'échantillon. Ainsi l'énergie des ions, comprise entre 150 et 2000 eV, est contrôlée par le potentiel de la cage et l'intensité du

filament régule la quantité de molécules ionisées et donc la densité de courant d'ions Ar^+ bombardant l'échantillon (mesurée grâce à un ampèremètre).

III.5.1.2.b. Cellules d'évaporation :

Trois cellules d'évaporation sont présentes dans la chambre de préparation permettant le dépôt de gallium, d'or et de nickel.

Ces trois cellules de type Knudsen ont le même principe de fonctionnement. Un filament chauffé par effet Joule entoure un creuset contenant le matériau à déposer. Celui-ci est chauffé jusqu'à vaporisation, le dépôt s'effectue sur l'échantillon placé dans l'axe de la cellule.

Un thermocouple relié à un régulateur et situé sur le creuset permet de contrôler la température d'évaporation. De plus, un cache cylindrique et un serpentin d'eau entourent le creuset afin d'éviter une diffusion de chaleur dans l'enceinte. Un trou est percé dans le cache cylindrique, ce qui permet le contrôle de la direction d'évaporation.

III.5.1.2.c. Cellules de nitruration :

La nitruration des surfaces de nos structures étudier est réalisée à l'aide de N_2. Afin d'assurer la nitruration la molécule N_2 doit être craquée pour obtenir des atomes N. Pour cela nous disposons de deux différents types de sources de nitruration :

- ***source de type plasma à décharge GDS (Glow Discharge Source) :***

Dans ce type de source, la molécule de diazote est dissociée par une différence de potentiel de 2.5 kV entre une anode et une cathode fournissant un courant de décharge de 2mA et créant ainsi un plasma contenant des espèces réactives (N, N^+, N^{2+}) (figure III.5). L'anode est constituée par un cylindre en acier inoxydable enchâssé dans un tube en Pyrex. Ce cylindre est porté à une haute tension positive. La cathode, reliée à l'enceinte ultra-vide, est à la masse. La configuration du champ électrique, assuré par la géométrie de la source, concentre les espèces actives vers le trou de sortie. Ce trou, de 1.5 mm de diamètre, permet aux espèces azotées créées de s'échapper grâce à la différence de pression existant entre la cellule et l'enceinte pompée par une pompe turbo-moléculaire. La cathode a un deuxième trou latéral admettant l'introduction du diazote pur 5N régulée par une micro-fuite. La puissance de cette source est très faible, elle ne dépasse pas les 10W.

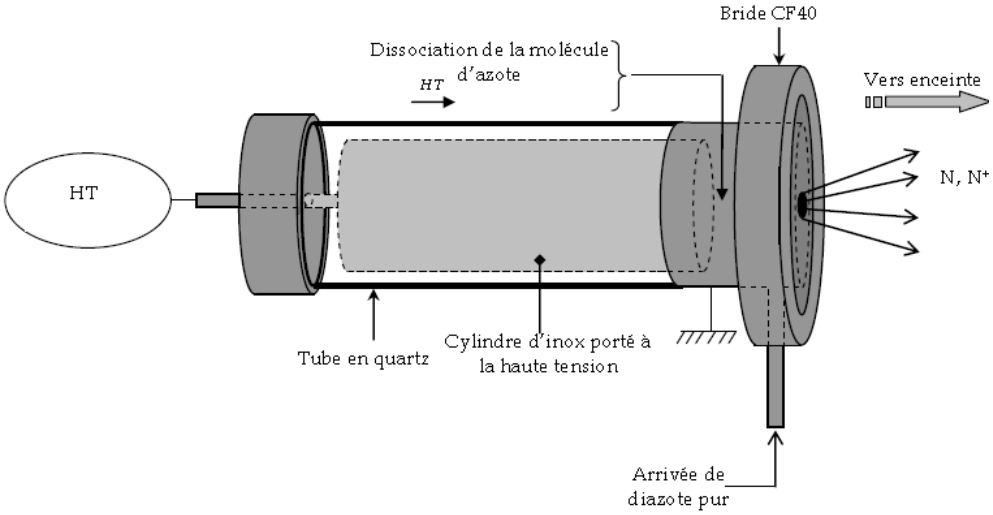


Figure III.5 : Schéma de la source de type plasma à décharge (GDS) [1]

- ***Source de type Electron Cyclotron Resonance ECR :***

Cette source peut atteindre une puissance de 60 W ce qui permet de créer une quantité d'espèces actives supérieure à la source de type plasma à décharge. De plus, elle est équipée d'une grille en sortie limitant la quantité d'espèces ioniques émises. Moins d'espèces ioniques sont produites, de ce fait, les surfaces de GaAs seront moins perturbées.

La source ECR repose sur le principe de la résonance cyclotronique des électrons. Les micro-ondes sont injectées dans un volume, à la fréquence correspondant à la résonance cyclotron électronique définie par un champ magnétique appliqué à une région à l'intérieur du volume. Le volume contient un gaz à basse pression. Les micro-ondes chauffent les électrons libres dans les gaz qui entrent ensuite en collision avec les atomes ou les molécules du gaz dans le volume et provoquent leur ionisation (Figure III.6).

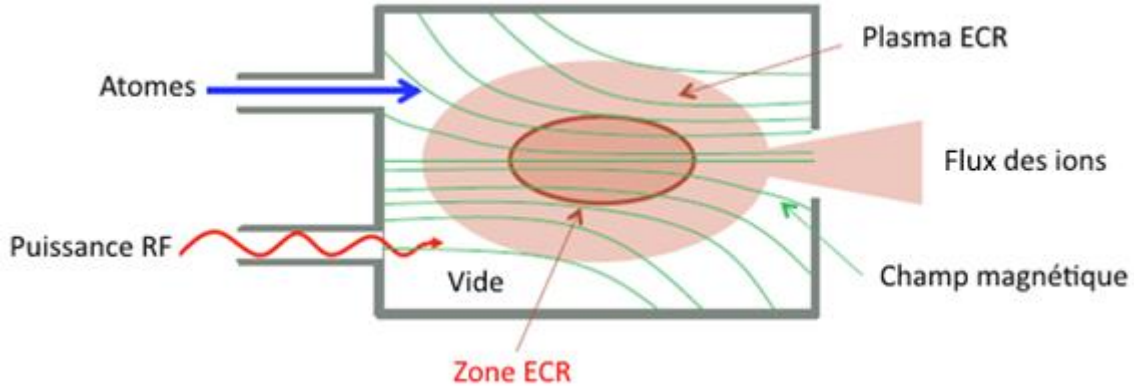


Figure III.6 : Schéma de la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR) [28]

III.5.1.2.d. Porte-échantillon chauffant :

Durant la nitruration ainsi que pour d'autres études, le chauffage de l'échantillon est nécessaire. Le porte-échantillon est doté d'un système de chauffage par rayonnement permettant d'atteindre une température de 650°C. Le porte-échantillon est en deux parties : une partie mobile en molybdène sur laquelle est placé l'échantillon, et une partie fixée sur un manipulateur composée d'une glissière en acier inoxydable amagnétique et d'un bloc de céramique dans lequel serpente un filament de tantale assurant le chauffage. Le manipulateur solidaire du bâti ultravide permet la rotation et la translation verticale de l'échantillon.

Le contrôle de la température est assuré par un thermocouple de type K placé sur la glissière le plus près possible de l'échantillon.

III.5.1.3. Chambre d'analyse :

Cette chambre (figure III.7) est composée de divers appareils d'analyse de surface :

- un analyseur d'électrons HSA ;
- une source de rayons X ;
- une source UV ;
- un canon à électrons ;
- un canon à électrons à balayage.

Cet appareillage permet de réaliser différentes spectroscopies électroniques telles que la spectroscopie de photoélectrons X (XPS), la spectroscopie des électrons Auger (AES) ou la microscopie Auger (SAM):

De plus, elle est équipée du même type de porte échantillon que la chambre de préparation avec la possibilité de charger deux échantillons différents. Il n'y a pas de système de chauffage dans cette chambre.

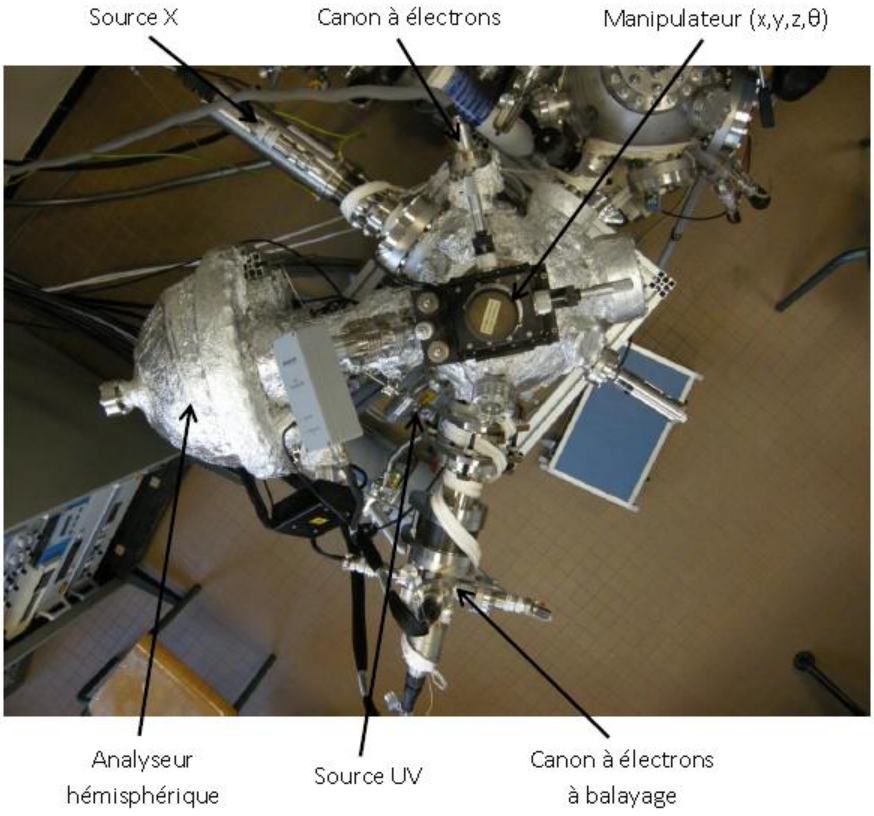


Figure III.7 : Chambre d'analyse [1]

III.5.1.2.a. Analyseur d'électrons hémisphérique (HSA) [4]:

Le bâti ultravide est équipé d'un analyseur hémisphérique décrit par la figure III.8. Dans un tel analyseur, de type dispersif, les électrons sont déviés par un champ électrostatique. La distribution énergétique est obtenue en faisant varier le champ électrique et en collectant les électrons dans une fenêtre d'énergie constante. Le filtrage se fait dans un intervalle d'énergie étroit.

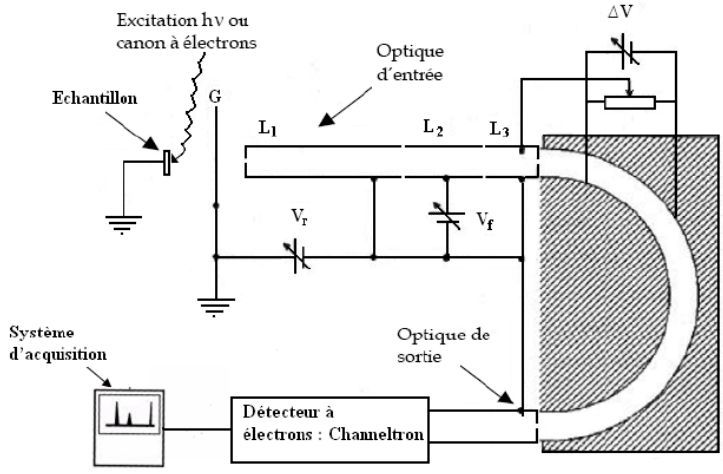


Figure III.8 : Analyseur d'électrons hémisphérique (HSA) [1]

L'analyseur hémisphérique est basé sur le modèle de M.D. Bui [29], il est composé de trois parties : l'optique d'entrée, l'analyseur qui est constitué de deux hémisphéres et l'optique de sortie.

L'optique d'entrée est composée de trois lentilles (L1, L2, L3) de filtrage qui sont des électrodes cylindriques creuses. Elle présélectionne les électrons à étudier [30].

Les lentilles L1 et L3 sont portées à un potentiel retardateur V_R qui permet de freiner les électrons jusqu'à l'énergie de passage E_p.

La lentille L2 permet d'appliquer le potentiel de focalisation f et de faire converger ainsi le faisceau d'électrons issus de l'échantillon jusqu'à l'entrée des deux hémisphères. Entre ceux-ci est appliquée une différence de potentiel $\Delta V = k\ E_p$, (k étant une constante dépendante de la géométrie de l'analyseur) et ces deux hémisphères permettent un second filtrage des électrons. Le facteur de transmission défini comme étant : $V_f / \Delta V$ a été fixé à une valeur égale à 6. Cette valeur permet une focalisation optimale du faisceau d'électrons sur la fente de sortie [31].

A la sortie de l'analyseur, les électrons sont recueillis par un channeltron (multiplicateur d'électrons) de gain 2×10^8 sous une tension d'alimentation de 3,2 kV [32]. Le channeltron est placé après la fente de sortie de l'analyseur. Cela permet d'amplifier le courant d'électrons et d'utiliser un mode de comptage en impulsions. L'ensemble est relie à un ordinateur muni d'un programme d'acquisition automatique.

La partie hémisphérique de l'analyseur est également équipée de fentes de tailles variables et sélectionnables mécaniquement. Elles sont situées à l'entrée et à la sortie des deux hémisphères. Ainsi, à l'entrée, 5 fentes peuvent être sélectionnées tandis qu'à la sortie, 3 jeux de fentes composées d'une série de 7 petites fentes peuvent être choisies. En ce qui concerne les travaux de cette thèse, toutes les mesures XPS ont été effectuées avec la fente d'entrée FE 1 et de sortie FS 2.

Les travaux de thèse de M. A. Mahjoub [33] ont permis de connaitre parfaitement la transmission et l'aire d'analyse de l'analyseur utilisé, ces deux paramètres sont en effet dépendants de l'énergie des photoélectrons recueillis. Cette étude précédente nous as permis de travailler sans échantillon de référence et amène une interprétation plus fine des résultats obtenus par XPS.

III.5.1.2.b. La source à rayons X :

Il existe plusieurs types de sources utilisées en spectroscopie de photoélectrons suivant l'énergie de la radiation que l'on veut obtenir. Nous pouvons en retenir trois : les lampes à rayonnement ultraviolet de faible énergie, les tubes à rayons X que nous allons décrire et le rayonnement synchrotron d'énergie variable comprise entre 40 et 1000 eV.

Dans le cas d'une source à rayons X classique, des électrons, émis par un filament incandescent, sont accélérés par une différence de potentiel de 15kV entre le filament et l'anode. Ces électrons ionisent les atomes de l'anode qui émettent alors un rayonnement X caractéristique du matériau dont elle est constituée. La source utilisée comporte deux types d'anode associée à deux filaments, l'une est en magnésium (Mg Kα : 1253.6 eV), l'autre en aluminium (Al Kα : 1486.6 eV). Nous pouvons noter que les électrons qui viennent percuter l'anode sont très fortement décélérés : il y a donc émission d'un rayonnement X continu dit « de freinage » ou « Bremsstrahlung ». Cependant seules les raies K_α émises par les anodes ionisées permettront l'émergence de pics de photoélectrons sur les spectres XPS mesurés. Il est à noter, que le rayonnement émis par l'une ou l'autre des anodes n'est pas monochromatique, il a une raie d'émission principale K_α, mais également des raies satellites (certaines sources sont équipées d'un monochromateur qui élimine ces raies satellites) [3].

De plus, une feuille d'aluminium très fine placée en sortie de la source permet de stopper les électrons secondaires créés par l'anode.

Egalement, les anodes sont refroidies par un système constitué d'un premier circuit d'eau désionisée, très peu conductrice (résistance de l'ordre de 10^8 Ω) évitant ainsi les pertes de courant. Ce système est lui-même refroidi par un second circuit d'eau courante constitué d'un serpentin en cuivre.

III.5.2. Système de pompage :

Pour atteindre l'ultravide, plusieurs types de pompes sont nécessaires ayant chacune différentes plages d'utilisation (figure III.9) [34, 35].

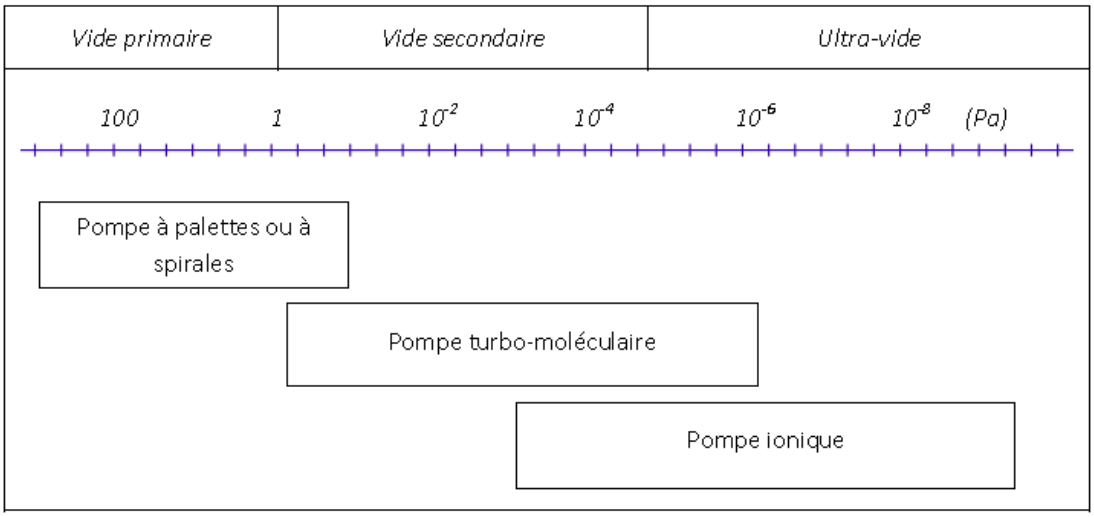


Figure III.9 : Plages d'utilisation des différentes pompes [1]

III.5.2.1. Pompe primaire :

Deux types de pompes permettent d'atteindre un vide primaire (10^{-1} Pa) : la pompe sèche à spirale et la pompe à palettes (vitesse de pompage de 5 m^3h^{-1}). Cette dernière pompe est équipée d'un filtre à zéolithes placé entre la pompe et l'enceinte de façon à prévenir toutes remontées intempestives d'huile dans l'enceinte.

III.5.2.2. Pompe turbo-moléculaire :

Une telle pompe est constituée d'un rotor comportant différents étages de roues à ailettes tournant à grande vitesse (de l'ordre de 70000 tours/min) et d'un stator comprenant une succession de couronnes déflectrices. Les molécules gazeuses sont ainsi entraînées vers le système de refoulement qui est assuré par une pompe primaire. Cette pompe est connectée à la chambre d'introduction et sert donc quotidiennement à l'obtention d'un vide secondaire (environ 10^{-5} Pa) lors de l'introduction des échantillons. Egalement, cette pompe, couplée à un système d'étuvage, est utilisée pour retrouver un vide secondaire suite à une remise à l'air. En effet, après l'atteinte d'une pression d'environ 10^{-3} Pa, un étuvage, à l'aide de différents systèmes de chauffage (rubans chauffant, lampe UV) amenant à une température d'environ 100°C, est réalisé. Cela permet d'améliorer le vide dans l'enceinte en déssorbant les particules gazeuses des parois. Afin d'homogénéiser le chauffage, du papier aluminium recouvre l'ensemble de l'enceinte.

III.5.2.3. Pompe ionique

L'ultra-vide (10^{-6}-10^{-9} Pa) est obtenu grâce à une pompe ionique. Nous utilisons deux pompes ioniques, une dans la chambre d'analyse où la pression atteinte est de 10^{-8} Pa et une dans la chambre de préparation afin d'obtenir une pression de 10^{-7} Pa. Le principe de cette pompe consiste à ioniser les particules libres de l'enceinte par une haute tension. Et d'autre part, des aimants induisent un champ magnétique qui permet de projeter les particules ionisées sur des plaques en titane qui les adsorbent. Lors d'un étuvage, ces pompes sont chauffées afin de dessorber les particules accumulées sur les plaques de titane.

III.6. Préparation des structures :

Nous avons utilisé, dans cette étude, des substrats arséniure de gallium présentés sous la forme de plaquettes circulaires d'épaisseur 400 µm et de 2 pouces de diamètre (~50 mm). Ces substrats sont découpés et polis suivant le plan cristallographique (100), et sont dopés silicium (type n) de concentration de porteurs $N_d = 4.9 \times 10^{15}$ atomes /cm^3. Nous avons utilisé deux processus de nettoyage de ces substrats, le premier qui nécessite à la fois un nettoyage chimique ex-situ et ionique in-situ et le deuxième un nettoyage chimique ex-situ uniquement suivi d'un recuit in-situ.

III.6.1. Désoxydation des surfaces :

III.6.1.a. Processus 1 : dégraissage chimique + bombardement ionique

Les wafers de GaAs sont stockés à l'air et présentent donc une épaisseur d'oxydes natifs importante. D'autres pollutions peuvent aussi venir altérer leur surface (autres oxydes, graisses, etc.). Il est donc nécessaire de les nettoyer chimiquement. Le processus de nettoyage chimique, que nous avons effectué, est résumé sur la figure III.10.

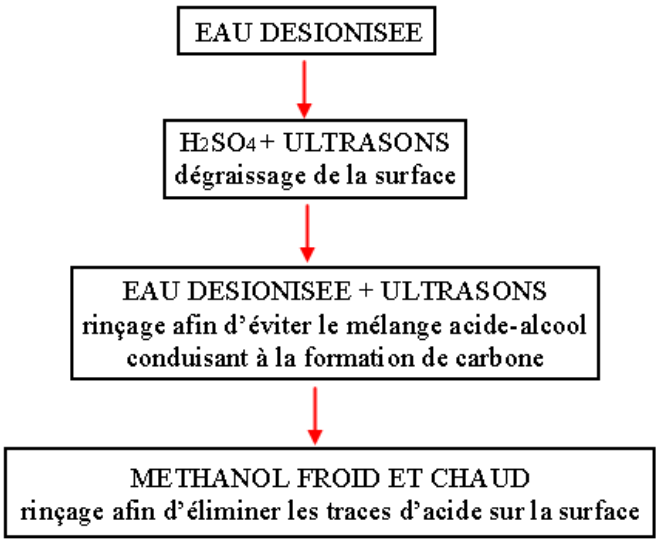


Figure III.10 : Les étapes du nettoyage chimique ex-situ des substrats GaAs(100) [1]

Après le processus de nettoyage chimique, les substrats sont ensuite introduits dans le bâti ultravide et sont caractérisés par spectroscopie XPS. Les résultats de spectroscopies montrent la présence d'une couche d'oxyde ainsi que d'éléments carbonés [1].

Afin d'éliminer cette couche d'impuretés, nous avons effectué un nettoyage ionique en bombardant la surface des substrats avec un faisceau d'ions argon produit par le canon à ions. Ce nettoyage ionique in-situ est couramment utilisé pour le nettoyage de surfaces semi-conductrices. Les conditions de ce bombardement ont été fixées dans les travaux précédents de l'équipe « surfaces et interfaces » de l'institut Pascal (France) [36] :

- Pression d'argon dans la chambre : 1×10^{-4} Pa ;
- Energie des ions d'argon : 1000 eV ;
- Densité du courent de faisceau : 5µA/cm ;
- Durée du nettoyage : 60min ;

La figure III.11 présente les spectres XPS des substrats GaAs (100) avant et après nettoyage ionique ainsi qu'avant nettoyage chimique

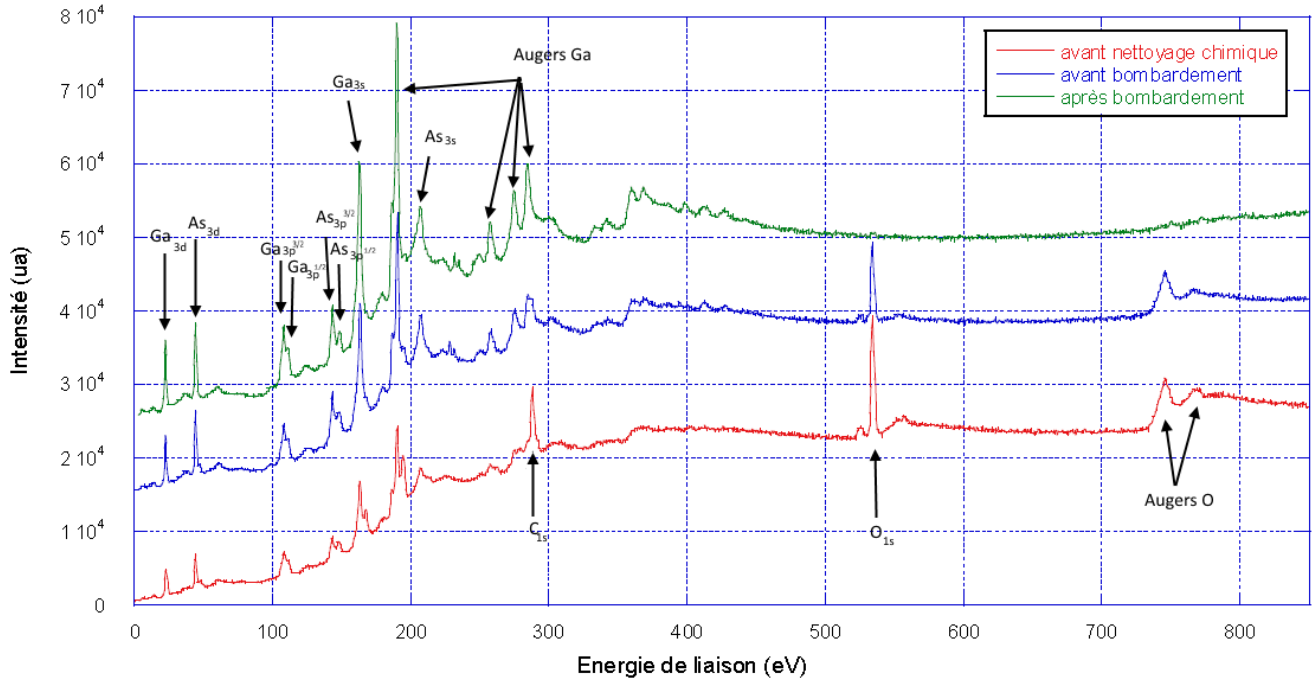


Figure III.11 : Comparaison des spectres XPS généraux avant nettoyage chimique et avant et après nettoyage ionique réalisés avec l'anode Mg. [1]

La figure III.11 illustre l'efficacité du nettoyage ionique par bombardement Ar^+ en éliminant les impuretés telles que le carbone et l'oxygène. Cependant, d'après les travaux réalisés par Y. Ould Metidji [37], ce bombardement ionique va engendrer une surface riche Ga dépendant des paramètres de nettoyage. C'est pour cela qu'avant chaque expérience de nitruration, un contrôle de la surface est effectué par XPS pour vérifier l'état de celle-ci, et s'assurer qu'aucune couche de contamination ne subsiste et veiller à que l'on obtienne bien la quantité de gallium voulue.

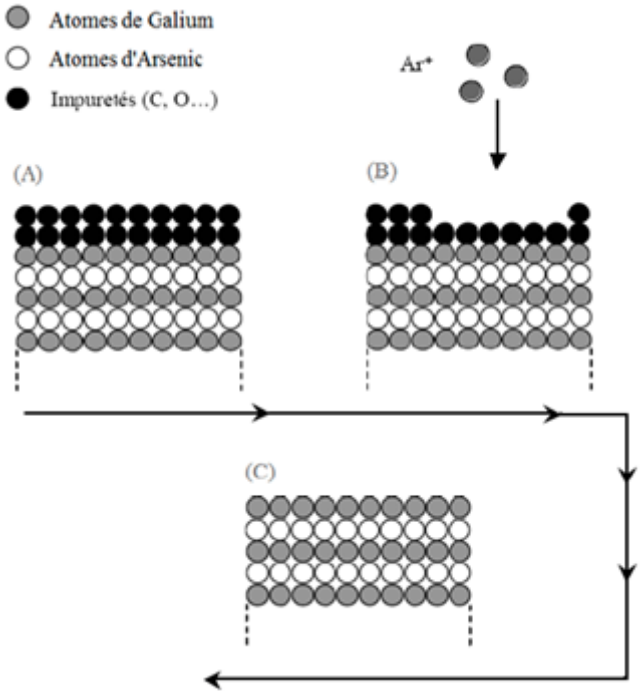


Figure III.12 : Illustration du bombardement ionique des surfaces du GaAs[4]

III.6.1.b. Processus 2 : Nettoyage chimique ex-situ et chauffage sous ultra-vide

Nous utilisons une méthode qui a été développée par O. E. Tereshchenko et al [38, 39] et qui a été validée dans les travaux de V.L. Alperovich et al [24]. Cette méthode consiste à utiliser un nettoyage chimique seulement afin de ne pas modifier la morphologie de la surface du GaAs(100). La méthode consiste en trois étapes :

- La préparation de la solution : mettre dans un dessiccateur du gel de silice, un bécher avec 300 ml d'HCl très pur et un autre avec 100 ml d'isopropanol. Après deux jours l'isopropanol absorbe l'HCl et le gel de silice absorbe l'H_2O libéré lors de l'évaporation de l'HCl.
- Le nettoyage des substrats : tremper l'échantillon dans le mélange HCl + Isopropanol pendant 2 minutes et 30 secondes à l'obscurité. Cette opération est suivie par un rinçage rapide dans deux béchers qui contiennent de l'isopropanol.
- Le chauffage du substrat in-situ : le substrat nettoyé chimiquement est rapidement introduit dans le bati ultra-vide (le temps d'introduction est crucial pour éviter la ré-oxydation de la surface) puis est chauffé à 500°C pendant 5 minutes afin d'avoir une surface riche en gallium.

La figure III.13 illustre la procédure de nettoyage utilisée dans cette méthode.

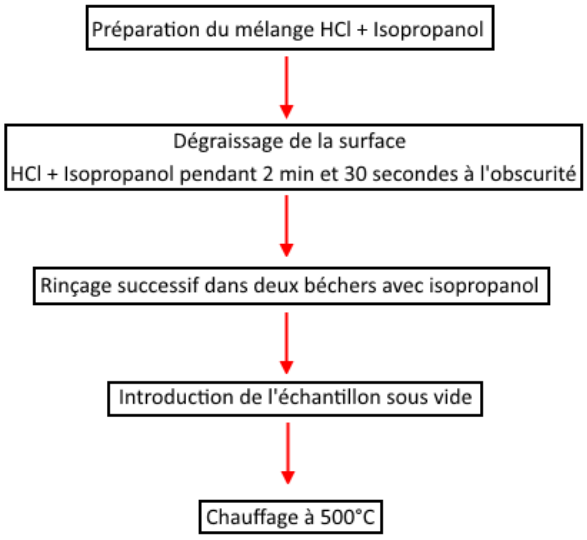


Figure III.13 : Etapes du nettoyage chimique (sans bombardement)

Afin de vérifier l'efficacité du processus 2 de nettoyage, un suivi XPS est réalisé avant et après le nettoyage (figure III.14). On peut remarquer l'absence du pic C_{1s} et la disparition du pic O_{1s} à l'énergie de liaison 531 eV ce qui signifie l'efficacité de cette méthode de nettoyage chimique.

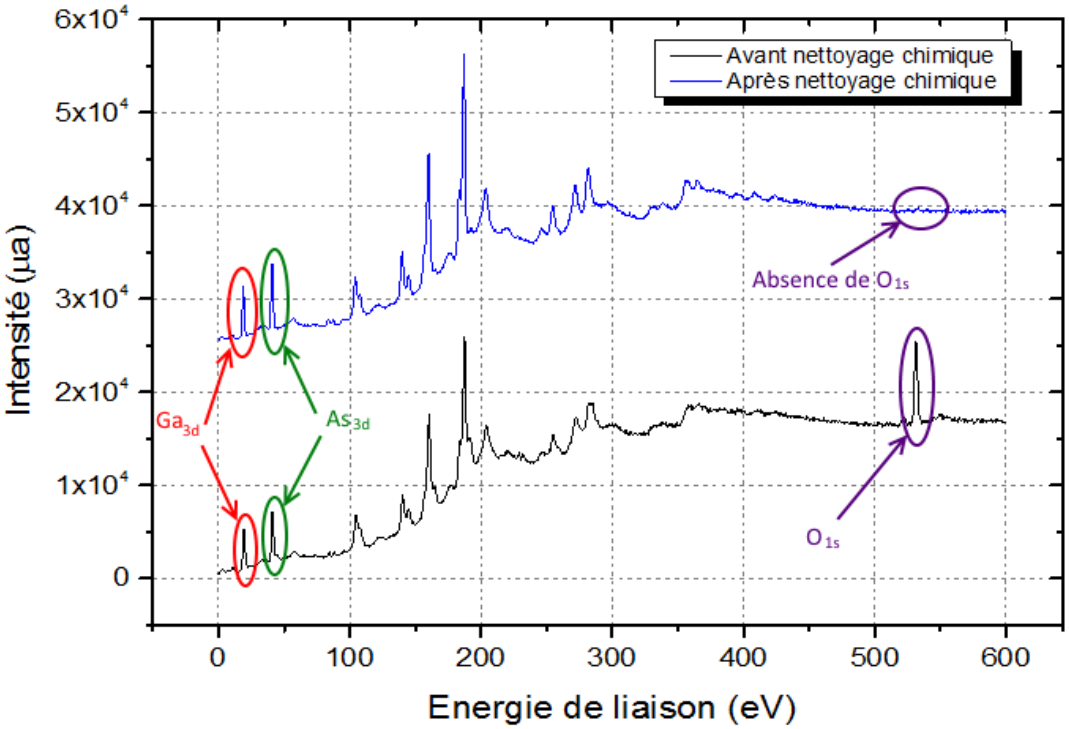


Figure III.14 : Spectres généraux XPS de la surface de GaAs avant et après nettoyage (processus 2)

III.6.2. Comparaison des deux processus :

Le but des deux processus de nettoyage est la désoxydation de la surface de GaAs (élimination de la couche d'oxyde natif) afin d'avoir une surface de départ exempte d'impuretés afin de réaliser la nitruration. Le processus 1 comporte un dégraissage de la surface avec des solutions chimiques et un bombardement ionique (Ar^+) qui sert à arracher les premières couches oxydées. Ce processus est efficace pour éliminer l'oxyde natif de la surface de GaAs mais résulte une surface amorphe.

Le bombardement ionique provoque des dommages structuraux [40, 41]. Par contre, le processus 2 a pour but de désoxyder la surface de GaAs sans changer sa morphologie structurale.

III.7. Nitruration du GaAs (100) :

III.7.1. Nitruration avec la source GDS :

Le processus de nitruration, des substrats de GaAs, avec la source GDS que nous employons a été optimisé dans les travaux antérieurs de l'équipe surfaces et interfaces de l'Institut Pascal [1, 2, 36]. Les échantillons que nous avons nitrurés avec la source GDS sont des échantillons GaAs orientés (100) nettoyés chimiquement et bombardés avec des ions Ar^+. N vient se combiner en surface (riche gallium) pour former des liaisons Ga-N puis il diffuse dans la matrice de GaAs la surface du substrat est soumise à un flux d'azote actif (N, N^+, N^{2+}) produit par une source à décharge (Glow Discharge Cell, GDS). La puissance de la source GDS est comprise entre 3 et 10 W, le temps d'exposition au plasma varie de 0 à 30 minutes. Le substrat est maintenu à une température de 500°C. Les atomes d'azote viennent se combiner aux atomes de gallium métalliques présents à la surface du GaAs. Les monocouches de gallium jouent alors le rôle de précurseurs. Des couches de GaN sont alors créées par consommation du gallium sous conditions de croissance optimales (température du substrat, angle d'incidence du flux d'azote, temps de nitruration…). La surface de GaAs est alors recouverte par des couches de GaN.

La figure III.15 schématise le processus de nitruration de la surface du GaAs.

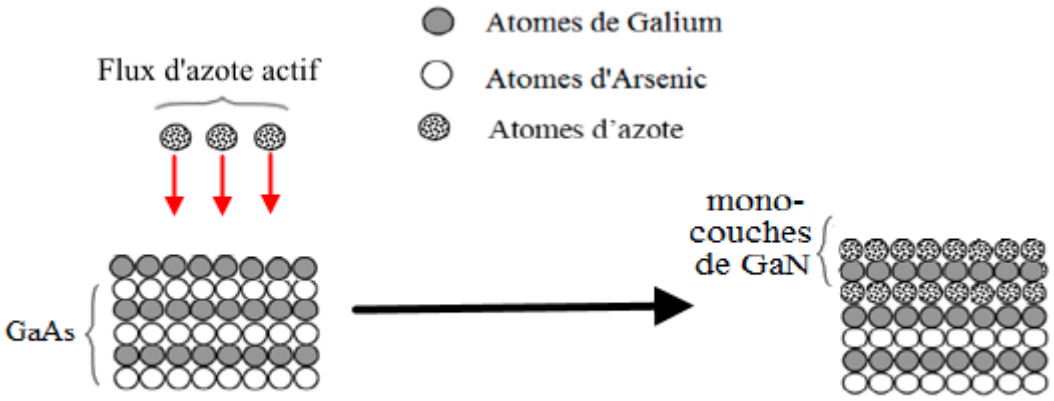


Figure III.15 : Schématisation du processus de nitruration. [4]

Afin de suivre le processus de nitruration par la source GDS et d'analyser la composition des surfaces des échantillons, G. Monier [1] a enregistré et décomposé les pics photo-électroniques de l'arsenic (As_{3d}), du gallium (Ga_{3d}) et de l'azote (N_{1s}). Les décompositions sont illustrées dans la figure III.16.

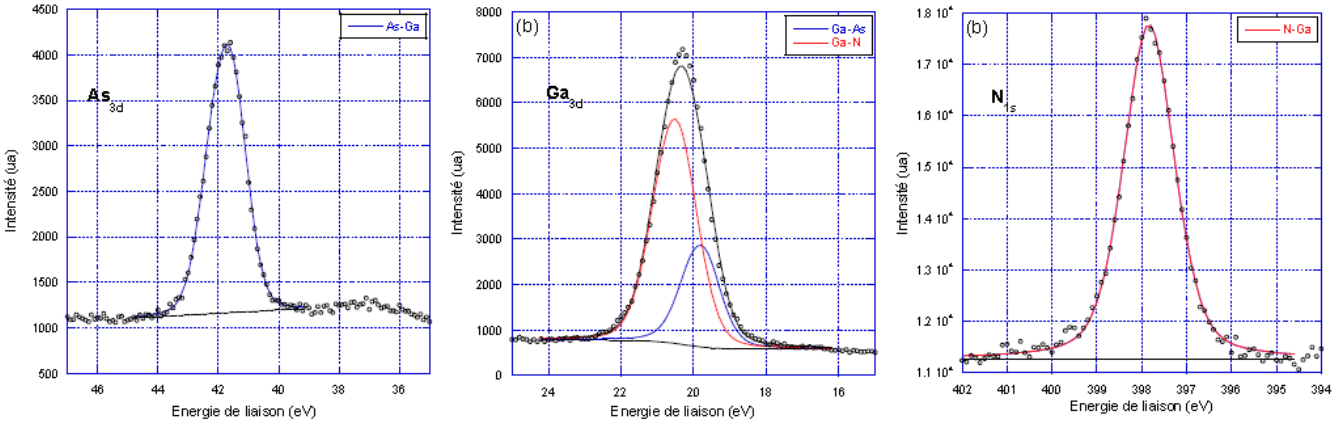


Figure III.16 : Décompositions des spectres XPS après nitruration avec la source GDS [1]

L'évolution de l'épaisseur de la couche du GaN créé en fonction du temps de nitruration a été étudiée par G. Monier dans les travaux de sa thèse de doctorat [1]. Cette étude a été réalisée à partir des résultats expérimentaux et de modélisations théoriques des signaux XPS enregistrés au cours de la nitruration. Cette évolution est représentée dans la figure III.17.

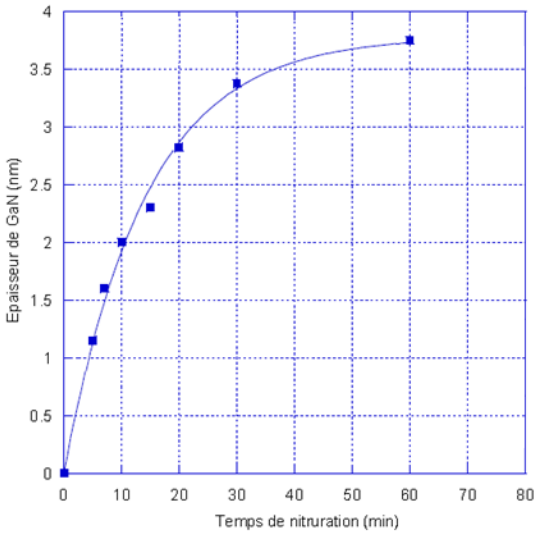


Figure III.17 : Evolution de l'épaisseur du GaN créé en fonction du temps de nitruration [1]

III.7.2. Nitruration avec la source ECR :

Les échantillons GaAs (100) que nous avons utilisé n'ont pas été bombardés ioniquement, ils ont été nettoyés uniquement avec un nettoyage chimique (détaillé précédemment dans la partie préparation des structure). La surface, obtenue donc après le nettoyage est riche en gallium, est favorable pour la création d'une couche de GaN. Le plasma produit par la source ECR génère des atomes radicaux d'azote et pas d'ions de N^+ et N^{2+} comme le plasma produit par la source GDS ce qui donne la possibilité d'avoir une couche de GaN qui ne présente pas d'ions (qui peuvent être une source de défauts à l'interface GaN/GaAs). La source ECR utilisée dans nos travaux de thèse génère un plasma avec une puissance allant jusqu'à 60W ce qui donne la possibilité d'avoir des couches de GaN plus épaisses. Par contre la création de la couche du GaN avec une source ECR est plus lente comparée à une source GDS, cela est dû au fait que la source ECR génère des atomes d'azote radicaux qui sont moins énergétiques que les espèces ioniques générés par la source GDS.

Pour suivre le processus de nitruration, et pour analyser la composition des surfaces des échantillons, on a enregistré les pics photo-électroniques de l'arsenic (As_{3d}), du gallium (Ga_{3d}), de l'oxygène (O_{1s}) et de l'azote (N_{1s}). La figure III.18 montre les spectres avant et après la nitruration.

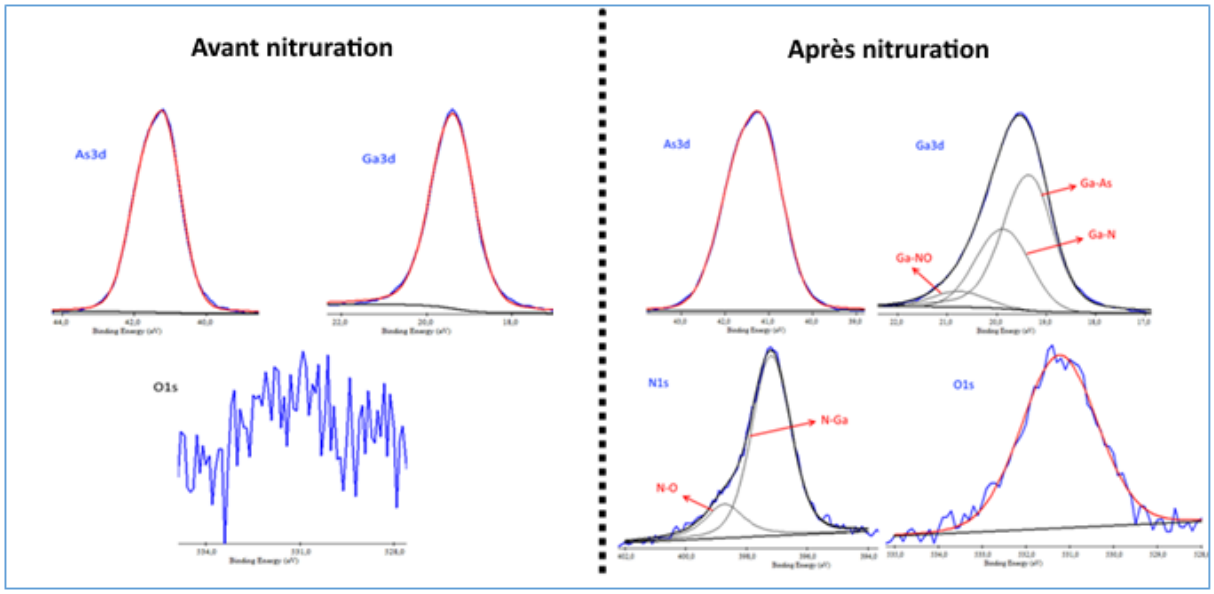


Figure III.18 : Les spectres XPS avant et après nitruration.

Avant l'étape de nitruration, le pic d'oxygène (O_{1s}) à 531eV est très petit et trop bruyant et peut donc être considéré comme négligeable. Après la nitruration, le pic d'arsenic (As_{3d}) à 41eV ne change pas sa position énergétique et la largeur à mi-hauteur (FWHM) du pic reste constante. Cela implique que le pic As_{3d} ne peut être décomposé que par l'environnement As-Ga correspondant aux substrats GaAs. Ceci signifie aussi qu'on n'a pas des atomes de As dans les films de GaN créé [42]. De l'autre côté, la FWHM du pic de gallium (Ga_{3d}) à 19eV augmente après la nitruration ce qui peut être expliqué par la présence d'environnements Ga-As, Ga-N et Ga-NO [42 - 45]. Le pic de Ga_{3d} peut donc être décomposé par 3 pics comme le montre la Fig. Il y a aussi l'apparition du pic d'azote (N_{1s}) à 397eV qui contient deux environnements : N-Ga et N-O [46 - 48]. La présence des environnements Ga-NO et N-O est confirmée par la présence du pic d'oxygène (O_{1s}) à 531eV après nitruration.

L'évolution de l'épaisseur de la couche de GaN créée, avec la source ECR, en fonction du temps de la nitruration a été étudiée par H. Mehdi [49] dans les travaux de sa thèse de doctorat et représentée dans la figure III.19.

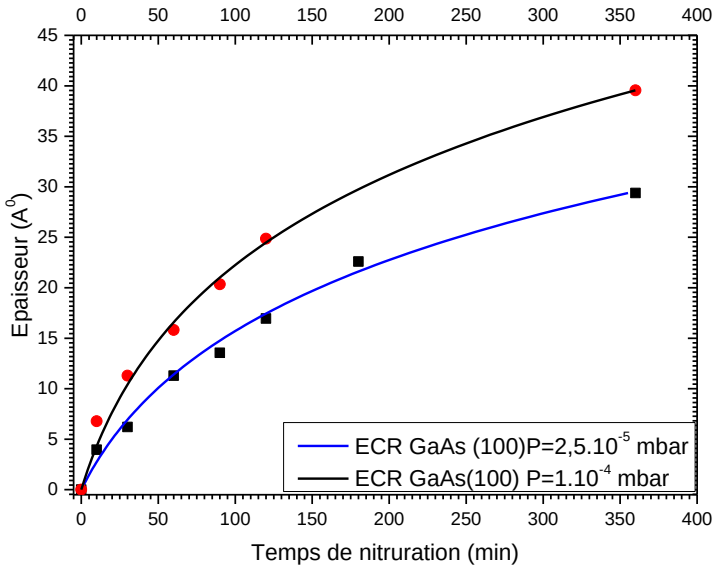


Figure III. 19 : Evolution de l'épaisseur du GaN créé avec la source ECR en fonction du temps de nitruration pour les pressions 2.5×10^{-5} et 10^{-4} mbar. [49]

La puissance de la source ECR peut être contrôlée en fixant la pression d'azote dans la chambre. L'augmentation de la pression mène à avoir une couche de GaN plus épaisse (voir figure III. 19).

III.7.3. Comparaison des deux méthodes de nitruration :

Les deux méthodes de nitruration (GDS et ECR) ont pour but de faire croitre une couche mince de GaN sur un substrat de GaAs. Les deux méthodes partent sur le principe d'exposer la surface de GaAs à un flux d'azote actif (plasma de N_2) afin de créer des monocouches de GaN en remplaçant l'As par N dans le cristal de GaAs. Le plasma de N_2 est créé avec la GDS en brisant les liaisons N-N par une haute tension ceci résulte des ions de N tels que N^+ et N^{2+} et peu de atomes radicaux de N.

Par contre, la création de plasma d'azote par la source ECR se fait en brisant les liaisons N-N par des ondes RF ce qui résulte peu d'espèces ioniques d'azote et beaucoup plus de atomes radicaux de N.

Le processus de nitruration avec une source GDS est plus rapide comparé à celui avec une source ECR en raison de la présence des espèces ioniques de N (plus énergétiques que les atomes radicaux) ayant plus d'énergie pour pénétrer plus loin dans le GaAs.

III.8. Fabrication des diodes Schottky à base de GaAs nitruré :

Les échantillons étudiés ont été élaboré au sein du laboratoire de l'équipe « Surfaces et Interfaces » de l'Institut Pascal. Différents processus de fabrication ont été mis en place pour l'élaboration des échantillons. Les échantillons ont été devisés en trois séries suivant leur processus de fabrication. Plusieurs paramètres ont été mis en jeu afin distinguer les trois séries tels que :

- La source d'azote utilisée pour la nitruration (GDS, ECR);
- Le nettoyage appliqué sur les substrats de GaAs (processus 1 et 2);
- Le contact Ohmique (Sn + NH_4Cl, AuGe);
- L'ordre chronologique des étapes de fabrication.
- Contact redresseur (4 plots Au réalisés sous UHV)

Selon ces différents paramètres technologiques de fabrication les échantillons fabriqués ont été devisé en 3 séries :

Les échantillons de la première série ont été nettoyés avec le processus 1 (détaillé précédemment) et leurs nitruration a été assurée par une source d'azote de type GDS (Glow Discharge Source). Afin d'assurer un bon contact ohmique, l'Etain (Sn) + NH_4Cl ont été déposés sur la face arrière des échantillons. La figure III.20 schématise les échantillons de la 1ère série.

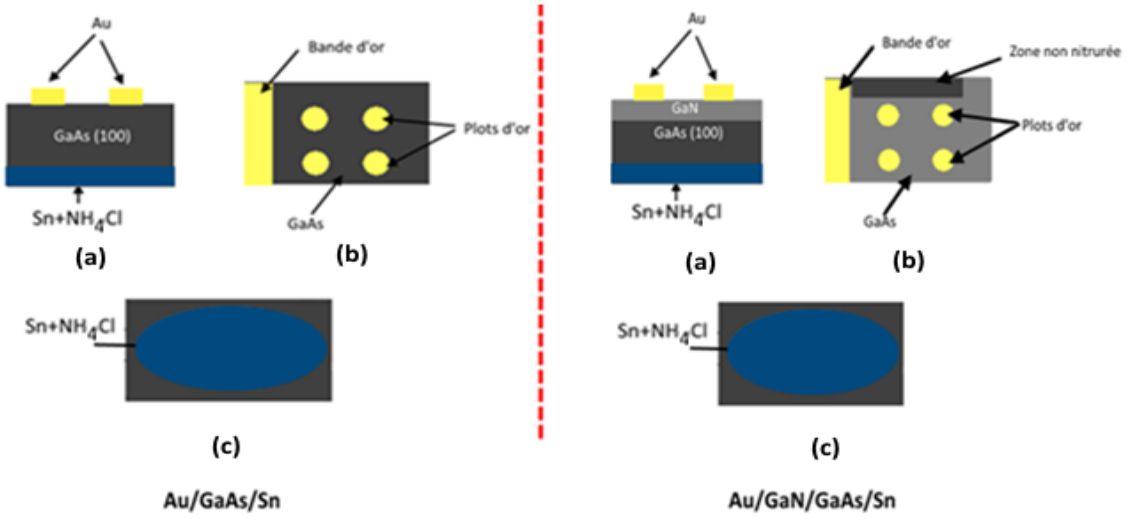


Figure III.20 : Schéma représentant les échantillons nitrurés et non nitruré de la 1ère série

(a). coupe transversale, (b). vue face avant, (c). vue face arrière

Les échantillons de la deuxième série ont été nettoyés avec le processus 2 (détaillé précédemment), afin d'assurer la nitruration des échantillons de la deuxième série, la source d'azote a été changée pour une source de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) [28]. Pareils, les contacts ohmiques de cette série ot été changés par des contacts arrière AuGe réalisés après le dépôt de l'Or sur la face avant. Afin de réaliser ce contacts AuGe, nous avons tout d'abord déposé 100 Å d'Au, en suite, 350 Å de Ge et finalement 1000 Å d'Au (sous vide secondaire ~10^{-6} torr et à travers un cache en Molybdène pour avoir plusieurs plots). Après le dépôt des métaux, les échantillons ont été chauffés par paliers sous atmosphère H_2 (200°C pendant3min, 250°C pendant 1 min et 300°C pendant 1min).

La figure III.21 schématise les échantillons de la 2ème série.

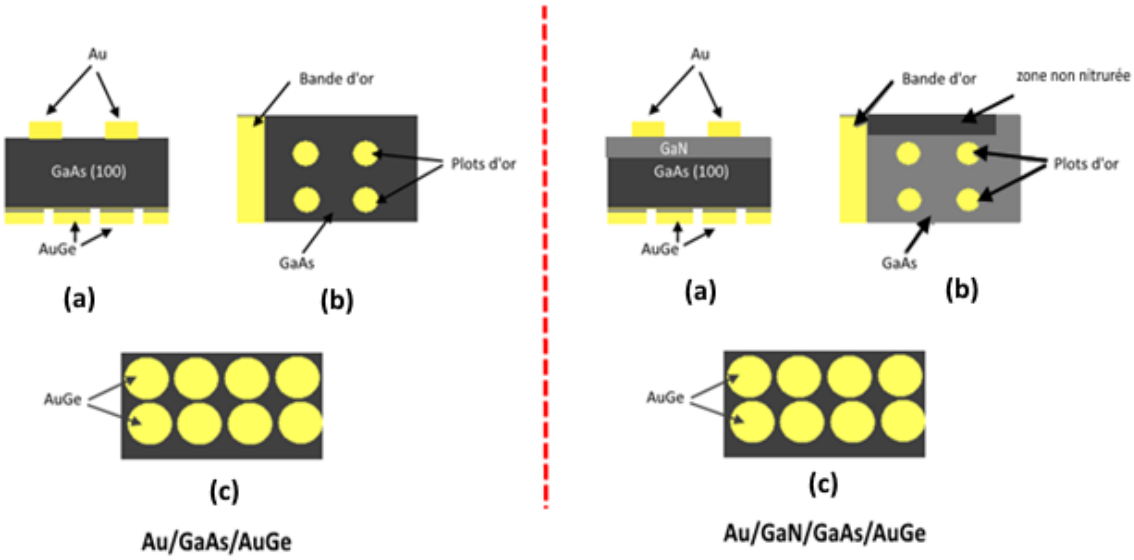


Figure III.21 : Schéma représentant les échantillons nitrurés et non nitruré de la 2ème série

(a). coupe transversale, (b). vue face avant, (c). vue face arrière

Les échantillons de la 3ème série série ont la même structure que ceux de la 2ème (figure III.21), la seule différence lors de leur fabrication est la réalisation des contacts arrière AuGe avant le processus de nettoyage et le dépôt d'Or sur la face avant de l'échantillon. Le choix de ce processus de fabrication est dans le but d'éviter la diffusion des atomes de l'Or (face avant) dans le GaAs lors du recuit des contacts arrière AuGe.

Les détails technologiques de l'ensemble des échantillons étudiés sont regroupés dans le tableau III.3.

	Structure	Echantillon	Substrat	Nettoyage	Epaisseur du GaN (nm)	Recuit	Contact ohmique	Contact Schottky
1ère série	**Au/GaAs/Sn**	**A_0**	GaAs (100) N_d=4,9. 10^{15} cm^{-3}	Processus 1	/	/	Sn + NH_4Cl Recuit : T=350°C t = 5 min	4 plots d'Au par évaporation thermique
	Au/GaN/GaAs/Sn	**A_1**			**0.7**			
		A_2			**0.8**	T=620°C t = 1h		
		A_3			**2.0**	/		
		A_4			**2.2**	T=620°C t = 1h		
2ème série	**Au/GaAs/AuGe**	**B_0**		Processus 2	/	/	AuGe Recuit : T=300°C t = 3 min	
	Au/GaN/GaAs/AuGe	**B_1**			**0.7**			
		B_2			**2.2**			
3ème série	**Au/GaAs/AuGe**	**C_0**			/			
	Au/GaN/GaAs/AuGe	**C_1**			**0.7**			
		C_2			**1.5**			

Tableau III.3 : Détails technologiques de fabrication des échantillons étudiés

Après la fabrication les échantillons ont été testés électriquement avec des mesures courant – tension et capacité – tension. Les détails des résultats des caractérisations électriques et photoélectriques seront exposés dans le chapitre IV.

III.9. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre, le but attendu de la passivation par l'azote des surfaces de GaAs(100), le matériel utilisé pour l'élaboration des structures à base de matériaux III-V nitrurés, les différentes étapes de la préparation de ces structures : notamment les deux méthodes de nettoyage que nous avons utilisé ainsi que les deux processus de nitruration des substrats. Nous avons aussi exposé la réalisation des contacts avant et arrière des structures en vue de les tester électriquement par la suite.

Références :

[1] G. Monier

Thèse de Docteur d'Université. Université Blaise Pascal, Clermont F^{d} II (2011).

[2] OMICRON Nanotechnology

User Guide of EA 125 Energy Analyser (2005).

[3] D. Briggs, M. P. Seah

Practical surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy (1983).

[4] N. Zougagh

Thèse de Doctorat en Electronique. Université Djillali Liabes, Sidi Bel Abbes (2012).

[5] H. Welker, Z. Naturforsch,
Vol A, 7 (1952) , 744.
[6] NMS Archive: http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/.

[7] S. M. Sze,
Semiconductor Devices Physics and Technology, J. Wiley, New York (1985).
[8] R. F. Pierret,
Semiconductor Fundamentals, Addison-Wesley Publishing, NewYork (1989).

[9] M. Beerom, O. Henrion, A. Klein, T. Mayer, W. Jaegermann.

Electrochem. Acta 45 (2000) 4663-4672

[10] E. S. Aydil, K. P. Giapis, R. A. Gottscho, V. M. Donnelly, E. Yoon.

J. Vac. Sci. Technol. B 11 (1993) 195-205

[11] J. Shin, K. m. Geiband, C. W. Wilmsen, P. Chu, H. H. Wieder

J. Vac. Sci. Technol. A 9 (1991) 1029-1034

[12] C. D. Thurmond, G. P. Schwartz, G. W. Kammlott, B. Schwartz.
Journal of the Electrochemical Society 127 (**1980)**, 1366.
[13] M. C. Traub

Thèse de Doctorat (PhD). California Institute of Technology Pasadena, California (2008).

[14] T.V. L'vova, I.V. Sedova, V.P. Ulin, S.V. Sorokin, V.A. Solov'ev, A.A. Sitnikova, V.L. Berkovits and S.V. Ivanov
Vacuum, 57 (2000) 163.
[15] V.L. Berkovits and D. Paget
Appl Surf Sc, 65 (1993) 607.
[16] W. Jaegermann, R Rudolph, A Klein and C Pettenkofer
Thin Solid Films, 380 (2000) 276.
[17] A. Etcheberry, H. Cachet, R. Cortes and M. Froment
Surf. Sci, 472 (2001) 954.
[18] H. Cachet, R. Cortès, M. Froment and A. Etcheberry
Thin Solid Films, 361 (2000) 84.
[19] L. M. Depestel and K. Strubbe
J Electroanal Chem, 572, (2004)195.
[20] M. C. Traub, J. S. Biteen, B. S. Brunschwig and N. S. Lewis
J. AM. CHEM. SOC. 130 (2008), 955-964
[21] M. A. Ebeoğlu
Physica B, 403 (2008) 61–66
[22] V. L. Berkovitst, T. V. L'vova , V. P. Ulin
Semiconductors, Vol. 45, No. 12 (2011) 1575–1579.
[23] A. Kikuchi, H. Hoshi, K. Kishino
Jpn. J. Appl. Phys., 1 (33) (1994), p. 688
[24] S. Anantathanasarn, S. Ootomo, T. Hashizume, H. Hasegawa
Appl. Surf. Sci., 159 (2000), p. 456
[25] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Perna, V. Capozzi
Appl. Phys. Lett., 81 (2002), p. 16
[26] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J. L. Làbàr, M. Menyhàrd
Surface Science, Vol. 606, Iss. 13-14 (2012) 1093-1099.
[27] P. A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, V. P. Ulin, T. V. Lvova, D. O. Filatov, A. V. Nezhdanov, A. I. Mashin, V. L. Berkovits

Nano Letters, 15 (2015), 63-68.

[28] T. Thuillier
Electron Cyclotron Resonance Ion Sources (2012)

[29] T. Thuillier
Electron Cyclotron Resonance Ion Sources (2012).
[30] M.D. Bui, C. Jardin, J.P. Gauthier, P. Michel,
J. Phys. E : Sci .Instrum. 12, (1979), 43.
[31] E. Bauer, J. Vac.
Sci. Technol. 7 (1970), 3.

[32] S. Ben Khalifa
Thèse de docteur d'université. Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, N° d'ordre : D.U. 1864 (2008).

[33] M. A. Mahjoub

Thèse de Docteur d'Université. Université Blaise Pascal, Clermont F^{d} II (2016).

[34] Le vide et ses intervenants, Guide à l'usage des utilisateurs de techniques du vide, Vide 98, SFV.
[35] A. Richardt, A. M. Durand

La pratique du vide et des dépôts de couches minces, Edition In Fine, 1995.

[36] Y. Ould-Metidji, L. Bideux, D. Baca, B. Gruzza, V. Matolin
Applied Surface Science 212-213 (2003), 614-618.
[37] O. E. Tereshchenko, S. I. Chikichev, and A. S. Terekhov
J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 17, No. 5, (1999).
[38] O.E. Tereshchenko, A.S. Terekhov, D. Paget, P. Chiaradia, J.E. Bonnet, R. Belkhou, A. Taleb-Ibrahimi
Surface Science 507–510 (2002) 411–416.
[39] V.L. Alperovich, O.E. Tereshchenko, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.S. Terekhov
Applied Surface Science 235 (2004) 249–259.

[40] F. J. Grunthaner, P. J. Grunthaner, R. P. Vasquez, B. F. Lewis, J. Maserjian, and A. Madhukar
Journal of Vacuum Science and Technology 16 (1979), 1443
[41] Yoshihiko Yuba, Tomohiro Ishida, and Susumu Namba
Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena 6 (1988), 253
[42] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J.L. Lábár, M. Menyhárd.

Surf. Sci. 606, (2012), 1093–1099.

[43] Y. Park, E. Kim, I. Han, and S. Min.

Appl. Surf. Sci., vol. 117–118 (1997), 551–557.

[44] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Perna, and V. Capozzi

Appl. Phys. Lett., vol. 81, no. 1 (2002), 16.

[45] P. Hill, J. Lu, L. Haworth, D. I. Westwood, and J. E. Macdonald.

Appl. Surf. Sci., vol. 123–124 (1998), 126–130.

[46] S. Anantathanasarn, S. Y. Ootomo, T. Hashizume, and H. Hasegawa.

Appl. Surf. Sci., vol. 159, no. June (2000), 456–461.

[47] R. Carin, J. P. Deville and J. Werckmann.

Surface and Interface Analysis, Vol. 16 (1990), 6549.

[48] R. Klauser, P. S. A. Kumar, and T. J. Chuang.

Surface Science, Vol. 411, No. 3 (1998), 329-343.
[49] H. Mehdi
Travaux de thèse de doctorat (2016).

Chapitre IV :

Techniques de caractérisation électrique et programme de simulation SPV

IV.1. Introduction :

Nous présenterons dans ce chapitre le matériel et les différentes techniques de caractérisation utilisés afin de tester électriquement les différentes structures étudiées. Nous exposerons ainsi dans ce chapitre, le programme de simulation de la tension photoélectrique de surface (SPV) que nous avons établi afin de pouvoir caractériser photo électriquement ces structures.

IV.2. Description du matériel de mesure :

IV.2.1. Banc de mesure I(V) [1]:

Les mesures I(V) sont réalisées à l'aide d'un banc de mesure «HP 4155 B, Semiconductor Parameter Analyzer». L'échantillon est placé sur un plateau métallique (porte échantillon) qui est relié au banc de mesure. Une tension V est appliquée aux bornes de l'échantillon et la valeur du courant traversant la structure est mesurée et est visualisée sur l'écran puis enregistrée (figure IV.1)

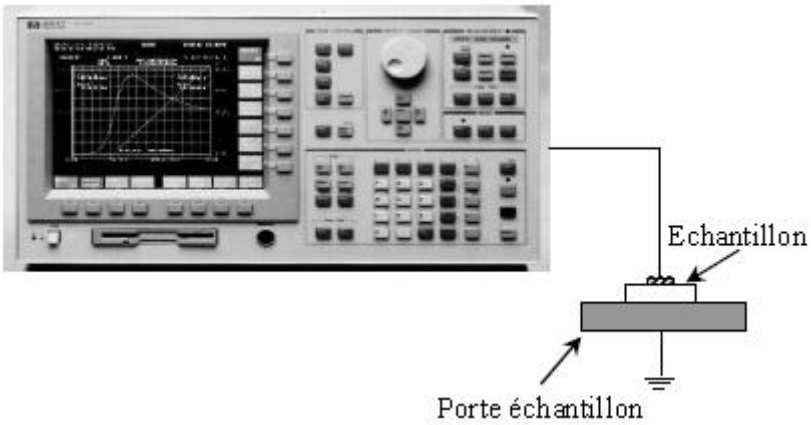


Figure IV.1 : Banc de mesure I(V) HP 4155B [1]

IV.2.2. Banc de mesure C(V) [1]:

Les mesures C(V) sont assurées par un banc de mesure «Keithley Test System». L'échantillon repose sur un plateau métallique (porte substrat), permettant d'assurer un bon contact électrique. Le banc de mesure est relié à un ordinateur par une carte d'interface. Le logiciel adapté à ce banc nous facilite la manipulation et les résultats sont directement visualisés sur le moniteur. Le principe de mesure est donné par la figure IV.2.

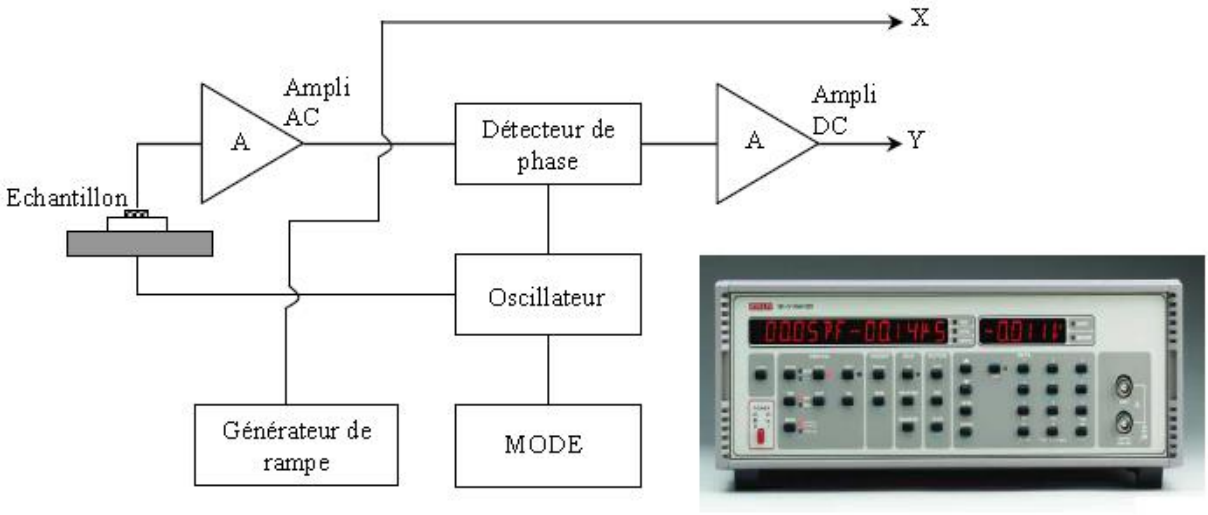


Figure IV.2 : Principe de la mesure de la caractéristique capacité – tension [1]

IV.3. Modèles de caractérisation électrique :

Afin de présenter les modèles utilisés pour l'extraction des paramètres électriques à partir des caractéristiques courant – tension I(V) et capacité – tension C(V), nous prendrons les caractéristiques électriques de l'échantillon A_3 (présenté dans le chapitre III) comme exemple.

IV.3.1. A partir de la caractéristique courant – tension I(V) :

Plusieurs méthodes ont été développées afin de pouvoir extraire les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s, la hauteur de barrière Φ_b, la résistance série R_s et la densité des états d'interfaces N_{ss} à partir des courbes I(V) telles que celle représentée dans la figure IV.3.

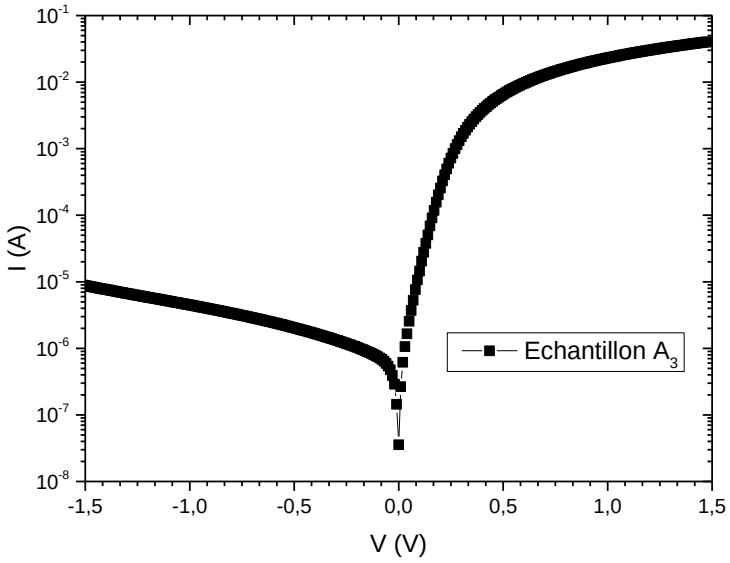


Figure IV.3 : Caractéristique électrique courant - tension

Nous avons choisi d'utiliser le modèle thermoïonique pour calculer les paramètres n, I_s et Φ_b et le modèle de Cheung & Cheung pour estimer la valeur de la résistance série.

a. Calcul du facteur d'idéalité, du courant de saturation et de la hauteur de barrière :

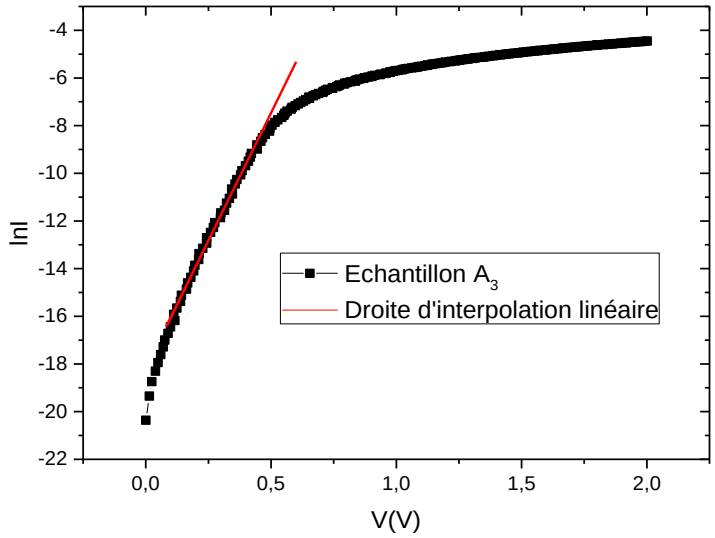
L'expression générale du courant traversant une diode est [2]:

$$I = I_s \left(exp\left(\frac{q(V-R_sI)}{nkT}\right) - 1\right) \quad \text{(IV.1)}$$

Pour les tensions positives et supérieures à quelques kT/q l'équation IV.1 se simplifie et devient [3]:

$$I = I_s exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad \text{(IV.2)}$$

Afin de déterminer le facteur d'idéalité et le courant de saturation, nous considérons la 1ère partie linéaire de la courbe Ln(I) – V prise à partir d'une tension supérieure à quelques kT/q (figure IV.4).



Figures IV.4 : Caractéristique électrique ln(I)-V

L'équation de cette 1ère partie linéaire peut être exprimée par :

$$lnI = lnI_s + \frac{qV}{nkT} \quad \text{(IV.3)}$$

$\frac{q}{nkT}$ est donc la pente de cette droite et lnI_s est l'ordonnée à l'origine.

L'interpolation linéaire de cette partie a pour équation :

$$lnI = A + B \times V \quad \text{(IV.4)}$$

B étant la pente de la droite et A l'intersection de la droite d'interpolation de ln(I) – V avec l'axe des courants.

Le facteur d'idéalité n peut être calculé à partir de la pente par :

$$B = \frac{d\ lnI}{dV} = \frac{q}{nkT} \Rightarrow n = \frac{q}{BkT} \quad \text{(IV.5)}$$

Le courant de saturation I_s peut ainsi être calculé à partir de :

$$A = lnI_s \Rightarrow I_s = exp(A) \quad \text{(IV.6)}$$

Une fois I_s calculé, la hauteur de barrière Φ_b peut être déterminée par [4]:

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_s}\right) \quad \text{(IV.7)}$$

Où : S, A^* et T sont la surface du contact Au, la constante de Richardson effective (8.16 $A.cm^{-2}.K^{-2}$ du GaAs [3]) et la température absolue respectivement.

$\frac{kT}{q} = 25.8\, mV$ à température ambiante.

b. Calcul de la résistance série :

Afin de calculer la résistance série, nous avons tracé la fonction G(I) défini dans le modèle de Cheung & Cheung (figure IV.5). Cette fonction s'écrit [5]:

$$G(I) = \frac{\partial V}{\partial (lnI)} = \frac{nkT}{q} + R_s I \quad \text{(IV.8)}$$

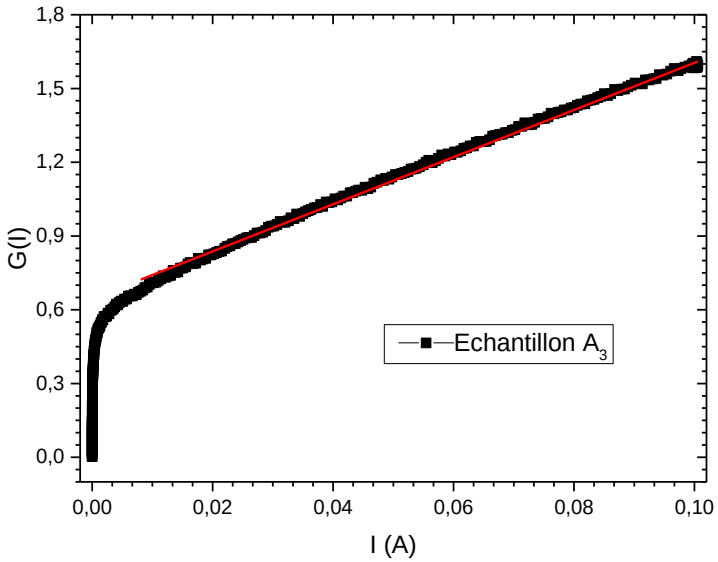


Figure IV.5 : La fonction G(I) de Cheng & Cheng

Le principe du modèle de Cheung & Cheung est de tracer la variation de la tension en fonction du courant traversant la diode. R_s correspond donc à la pente de la partie linéaire du tracé de la fonction G(I).

c. Calcul de la densité des états d'interfaces :

Pour déterminer la distribution des états d'interfaces dans la bande interdite du semi-conducteur, nous avons pris en considération l'expression suivante [6, 7]:

$$N_{ss} = \frac{1}{q}\left[\frac{\varepsilon_i}{\delta}(n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W}\right] \quad \text{(IV.9)}$$

Où $\varepsilon_i = 9.5\varepsilon_0$ est la permittivité de la couche du GaN, $\varepsilon_s = 12.9\varepsilon_0$ est la permittivité du substrat de GaAs avec $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}\ F.cm^{-1}$, δ est l'épaisseur de la couche du GaN et W est la largeur de la zone de charge d'espace calculée à partir des courbes C(V) à V=0.

La variation de l'énergie des états d'interface est référencée par rapport à l'énergie de la bande de conduction et peut être exprimée par [8, 9]:

$$E_C - E_{ss} = q(\Phi_b - V) \quad \text{(IV.10)}$$

Cette relation exprime la variation de E_{ss} en fonction de la tension de polarisation V et par conséquent, la variation de N_{ss} en fonction de (E_c – E_{ss}) comme présenté sur la figure IV.6.

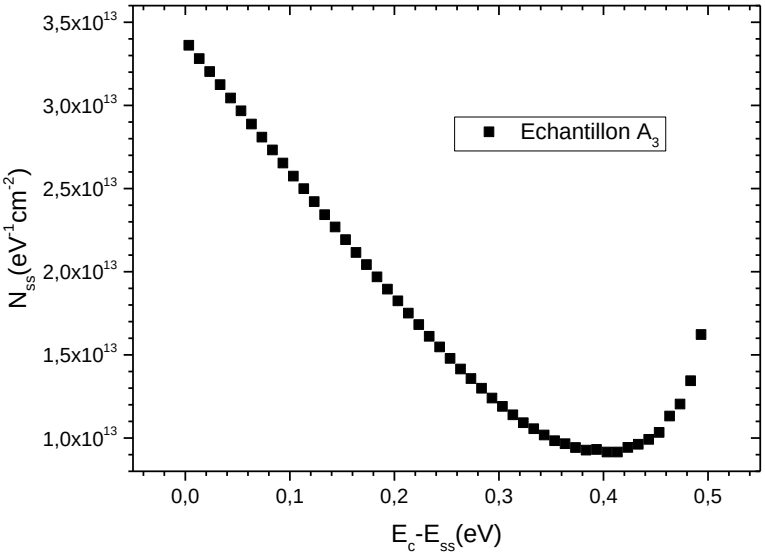


Figure IV.6 : Distribution des états d'interfaces dans la bande interdite

IV.3.2. A partir de la caractéristique capacité – tension à l'obscurité et en haute fréquence :

A partir des mesures C(V), nous avons tracé les caractéristiques $1/C^2(V)$ qui permettent de calculer la concentration en dopant N_d du substrat, la tension de diffusion V_d ainsi que la hauteur de barrière de bande plate Φ_{FB} (figure IV.7).

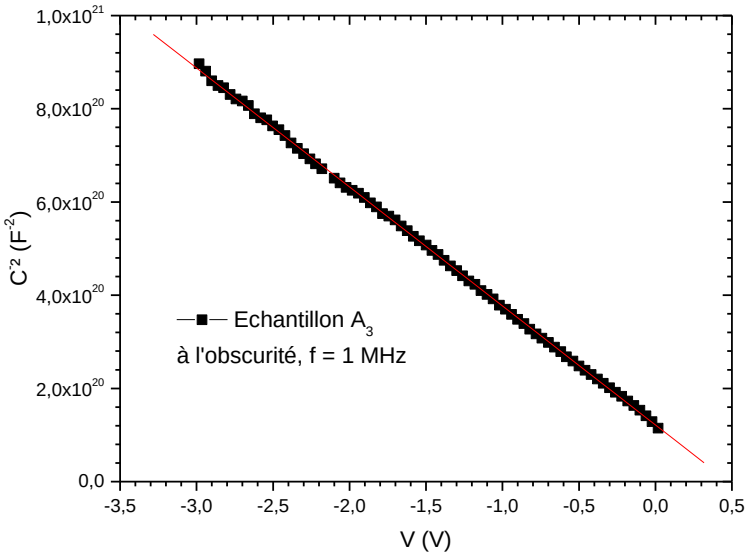


Figure IV.7 : Caractéristique électrique $1/C^2(V)$ à l'obscurité et à 1MHz

Fanash [10] a montré dans ces travaux que lorsque le semi-conducteur régit entièrement les populations des états d'interface et lorsque la fréquence est suffisamment élevée (1MHz dans notre cas) que ces états ne peuvent pas suivre le signal alternatif. Le dopage peut donc être calculé à partir de la pente de la courbe $1/C^2(V)$ qui est donnée par l'expression :

$$\frac{d\,C^{-2}(V)}{d\,V} = \frac{2}{q\varepsilon_s S^2}\left[\frac{1}{N_d(1+\alpha)}\right] \qquad \text{(IV.11)}$$

Avec S la surface du contact métallique, α est un paramètre défini par [11] :

$$\alpha = \frac{qN_{ss}\delta}{\varepsilon_i} \qquad \text{(IV.12)}$$

L'intersection de la droite d'exploitation de la courbe $C^{-2}(V)$ avec l'axe des tensions est donnée par :

$$V_0 = \left(V_d - \frac{kT}{q}\right)(1+\alpha) \Rightarrow V_d = \frac{V_0}{(1+\alpha)} + \frac{kT}{q} \quad \text{(IV.13)}$$

La hauteur de barrière de bande plate Φ_{FB} peut être calculée à partir de V_d en utilisant l'expression :

$$\Phi_{BF} = V_d + \frac{kT}{q} ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right) \quad \text{(IV.14)}$$

Où N_c est la densité d'états effective dans la bande de conduction.

IV.3.3. A partir des caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f:

La valeur réelle de la résistance série d'une diode Schottky peut être déterminée à partir des valeurs maximales de capacité et de conductance dans la région d'accumulation C_{ma} et G_{ma} par l'expression [12]:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2} \quad \text{(IV.15)}$$

Les valeurs de la résistance R_i calculée pour chaque tension peuvent être déterminées à partir de l'équation précédente pour toutes les valeurs de capacité et de conductance mesurées pour toute une gamme de tension.

Afin d'obtenir les caractéristiques C(V) et G(V) réelles, les valeurs de capacité et de conductance mesurées C_m et G_m sont corrigées en éliminant l'effet de la résistance série par les expressions suivantes [12]:

$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2]C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad \text{(IV.16)}$$

$$G_c = \frac{G_m^2 + (\omega C_m)^2 a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad \text{(IV.17)}$$

Avec le paramètre a défini par :

$$a = C_m - [G_m^2 + (\omega C_m)^2]R_s \quad \text{(IV.18)}$$

La densité des états d'interface peut être extraite à partir de la contribution de leur capacité dans les tracés C(V) de la diode Schottky en utilisant la méthode haute-basse fréquence [12] avec et sans l'effet de la résistance série. La capacité des états d'interface C_{ss} et la densité des états d'interface peuvent donc être calculés par :

$$qSN_{ss} = C_{ss} = \left[\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i}\right]^{-1} - \left[\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i}\right]^{-1} \quad \text{(IV.19)}$$

IV.4. Programme de simulation de la tension photoélectrique de surface (SPV) :

Le but de ce paragraphe est de calculer théoriquement la SPV des structures étudiées. Le principe de ce programme est de résoudre l'équation de neutralité entre la charge du semiconducteur et celle des états d'interface (équation II.10) décrite dans le chapitre II. Les paramètres du semiconducteur (le GaAs dans notre cas), tels que le dopage N_d, la concentration intrinsèque n_i et la permittivité du substrat ε_s, sont fixés. Les deux paramètres de simulation sont la densité des états d'interface N_{ss} et l'excès de concentration δn, sont variés afin de fixer les courbes théoriques de SPV avec celles trouvées expérimentalement.

IV.4.1. Les paramètres fixés dans le programme :

Les paramètres fixés dans le programme sont regroupés dans le tableau IV.1.

N_d	$4{,}9 .10^{15}$ cm^{-3}
n_i	$1{,}79 .10^{6}$ cm^{-3}
ε_s	$12{,}9 .\varepsilon_0$ Fcm^{-1}
ε_0	$8{,}85 .10^{-14}$ Fcm^{-1}
q	$1{,}6 .10^{-19}$ C
T	300 k
k	$1.38065 .10^{-23}$ m^2 kg s^{-2} K^{-1}
β	$p_0/n_i = 0.1$

Tableau IV.1 : Paramètres fixés dans le programme

IV.4.2. Organigramme du programme :

L'organigramme de notre programme est illustré dans la figure IV.8.

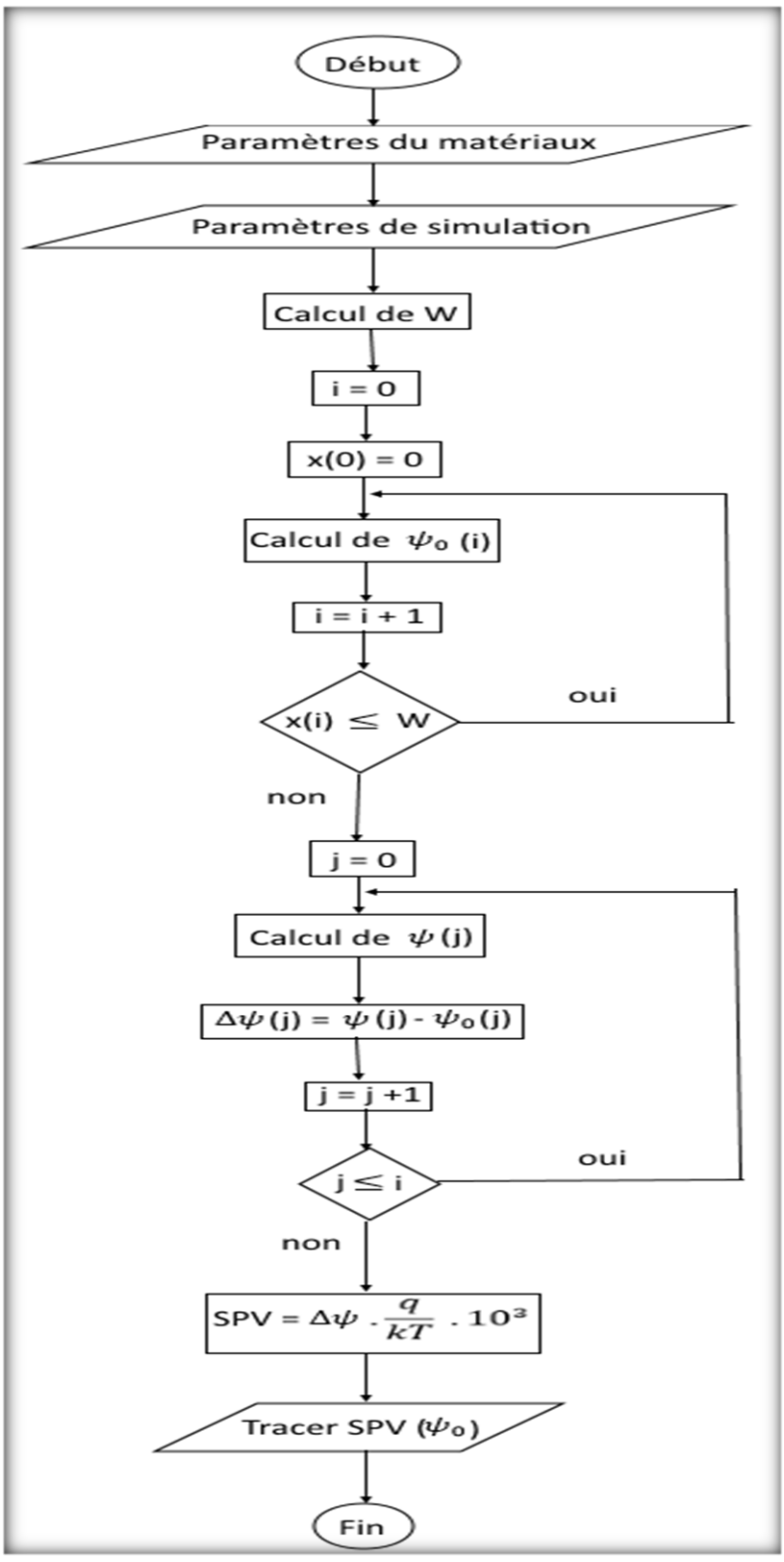


Figure IV.8 : Organigramme du programme SPV.

IV.4.3. Résultats de simulations :

Afin de tester notre programme, nous avons fait varier deux paramètres de simulation pour voir leurs influences sur l'évolution des courbes SPV. Les courbes de SPV ont été calculées pour deux valeurs de N_{ss} (0 et 10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$) et trois valeurs de δn (10^4, 10^6 est 10^9 cm^{-3}). Ces courbes sont tracées, en fonction du potentiel électrostatique à l'obscurité ψ_0, dans la figure IV.9.

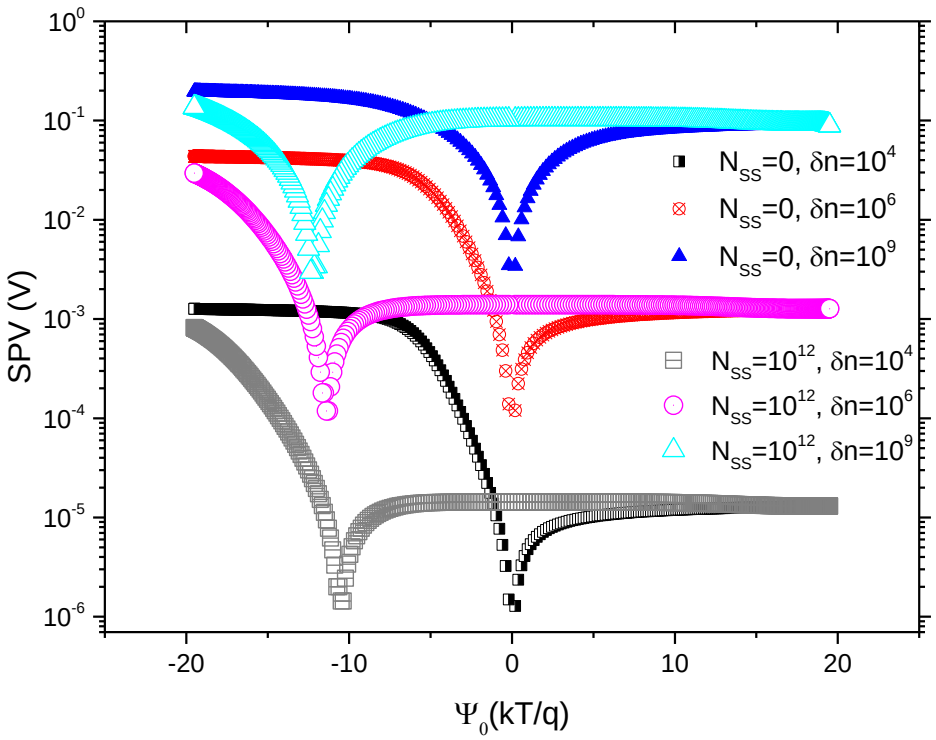


Figure IV.9 : SPV en fonction ψ_0 pour GaAs avec deux valeurs de N_{ss} et trois valeurs de δn.

Les courbes de la figure IV.9 montrent que les deux paramètres, N_{ss} et δn, ont une influence remarquable sur les tracés de SPV. On peut remarquer un décalage horizontal des courbes SPV en augmentant la valeur de la densité des états d'interface. On remarque ainsi un décalage vertical des courbes SPV en augmentant la valeur de l'excès de concentration. En jouant sur ces deux paramètres, on peut donc ajuster les courbes théoriques avec celles trouvées expérimentalement.

IV.5. Conclusion :

L'ensemble des techniques de caractérisation électrique ont été présentées dans ce chapitre. Notamment, l'extraction des paramètres électriques des caractéristiques courant – tension à l'obscurité, capacité – tension en haute fréquence et capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence. Nous avons aussi présenté, dans ce chapitre, le programme de simulation de la tension photoélectrique de surface (SPV) qui nous permettra d'ajuster les courbes expérimentales et théoriques afin de pouvoir déterminer les paramètres photoélectriques des structures étudiées.

Références :

[1] K. Ameur

Thèse de Doctorat en Electronique. Université Djillali Liabes, Sidi Bel Abbes (2012).

[2] V.R. Reddy, C.K. Ramesha, C.J. Choi

Phys. Status Solidi (A) 203–622 (2006).

[3] H.C. Card, E.H. Rhoderik

J. Appl. Phys. 4 (1971) 1589.

[4] S.M. Sze

Physics of Semiconductor Devices, second ed., Wiley, New York, 1981. p. 245.

[5] S. K. Cheung, N. W. Cheung

Appl. Phys. Lett. 49, 85 (1986)

[6] B. Akkal, Z. Benamara, M. Chellali, H. Sehil, B. Gruzza

Mater. Sci. Forum 173 (1995) 279.

[7] H.C. Card, E.H. Rhoderik

J. Appl. Phys. 4 (1971) 1589.

[8] B. Akkal, Z. Benamara, L. Bideux, B. Gruzza

Microelectron. J. 30 (1999) 673–678.

[9] C. Barret, A. Vapaille

Solid State Electron. 19 (1976) 73.

[10] S.J. Fonash

J. Appl. Phys. 54 (1983) 1966.

[11] I. Balberg

J. Appl. Phys. 58 (1985) 2603.

[12] E.H. Nicollian, J.R. Brews

Metal Oxide Semiconductor (MOS) Physics and Technology, John Willey & Sons, New York, 1982.

Chapitre V :

Résultats et interprétations

V.1. Introduction :

Nous présenterons dans ce chapitre, les différents résultats de caractérisations électriques et photoélectriques des 3 séries d'échantillons (présentés précédemment dans le chapitre III). Nous exposerons les caractéristiques courant – tension et capacité – tension sous différentes conditions ainsi que les paramètres électriques extraits à partir de ces caractéristiques. Nous utiliserons dans ce chapitre la méthode de la tension photoélectrique de surface SPV détaillée dans le chapitre II combinée avec le programme de simulation établi et présenté dans le chapitre IV afin de caractériser les structures étudiées.

Nous clôturons ce chapitre par un bilan des résultats expérimentaux obtenus ainsi que l'ensemble des interprétations.

V.2. Caractérisation électrique des échantillons de la 1ère série : Au/GaAs/Sn et Au/GaN/GaAs/Sn :

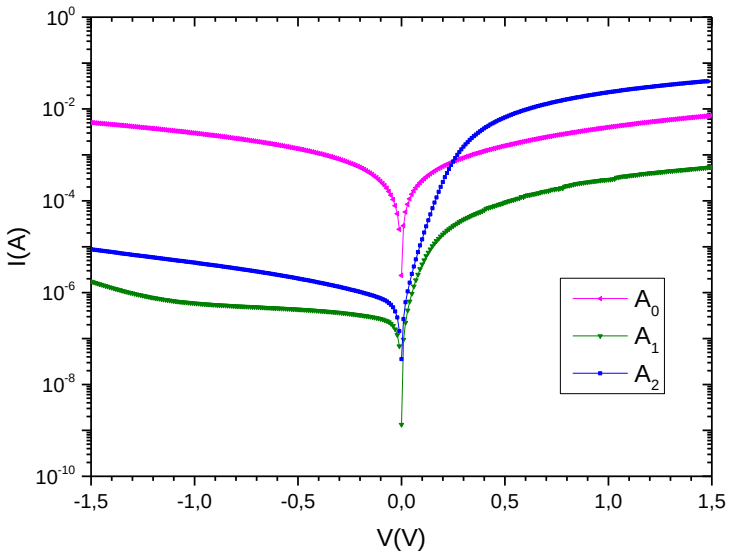
Nous rappelons que les étapes technologiques de fabrication des échantillons de la 1ère série ont été présentées en détails dans le chapitre III. Le tableau V.1 présente un rappel de la technologie de ces échantillons.

<table>
<tr><th></th><th>Structure</th><th>Echantillon</th><th>Substrat</th><th>Nettoyage</th><th>Epaisseur du GaN (nm)</th><th>Recuit</th><th>Contact ohmique</th><th>Contact Schottky</th></tr>
<tr><td rowspan="6">1ère série</td><td>Au/GaAs/Sn</td><td>A_0</td><td rowspan="5">GaAs (100)
N_d=4,9. 10^{15} cm^{-3}</td><td rowspan="5">Chimique + bombardement ionique</td><td>/</td><td>/</td><td rowspan="5">Sn + NH_4Cl
Recuit :
T=350°C
t = 5 min</td><td rowspan="5">4 plots d'Au par évaporation thermique</td></tr>
<tr><td rowspan="5">Au/GaN/GaAs/Sn</td><td>A_1</td><td>0.7</td><td>/</td></tr>
<tr><td>A_2</td><td>0.8</td><td>T=620°C
t = 1h</td></tr>
<tr><td>A_3</td><td>2.0</td><td>/</td></tr>
<tr><td>A_4</td><td>2.2</td><td>T=620°C
t = 1h</td></tr>
</table>

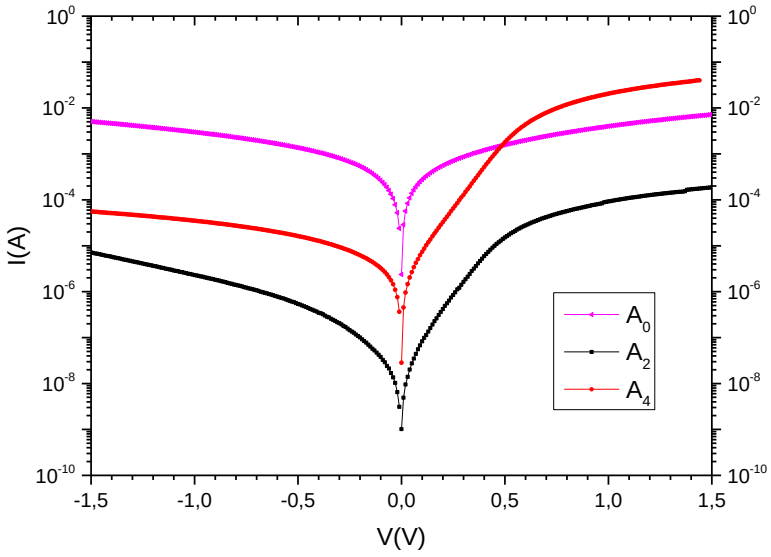
Tableau V.1 : Détails technologiques de fabrication des échantillons de la 1ère série.

V.2.1. Caractéristique électrique courant – tension I(V):

Les caractéristiques I (V) en direct et en inverse pour les différents d'échantillons de la 1ère série (présentés dans le chapitre III) sont illustrées sur la figure V.1.



(a).



(b).

Figure V.1 : Caractéristiques I(V) de la 1ère série
a) échantillons non recuits, b) échantillons recuits.

Une première observation de la figure V.1 montre que l'échantillon A_0 (Au/GaAs/Sn) non nitruré présente un courant inverse très élevée par rapport aux autres échantillons possédant une couche tampon de GaN. Ceci peut être dû à la destruction de la cristallinité de la surface à cause du bombardement ionique. On peut noter aussi que le gain en courant change en fonction de l'épaisseur de la couche de nitrure et du recuit. Ce phénomène est aussi visible pour les échantillons recuits (figure V.1.b).

La figure V.2 représente les caractéristiques ln(I)-V en direct des différents échantillons et la figure V.3 représente G(I) défini dans le modèle de Cheung et Cheung.

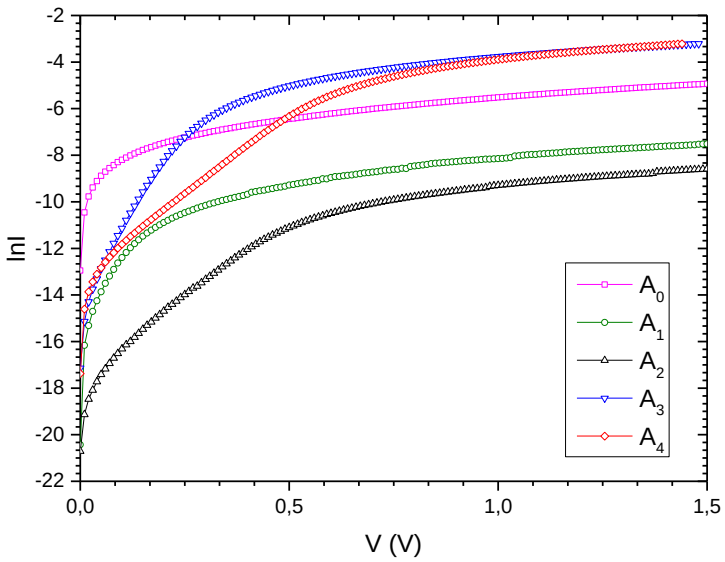


Figure V.2 : Caractéristiques ln(I)-V de la 1ère série

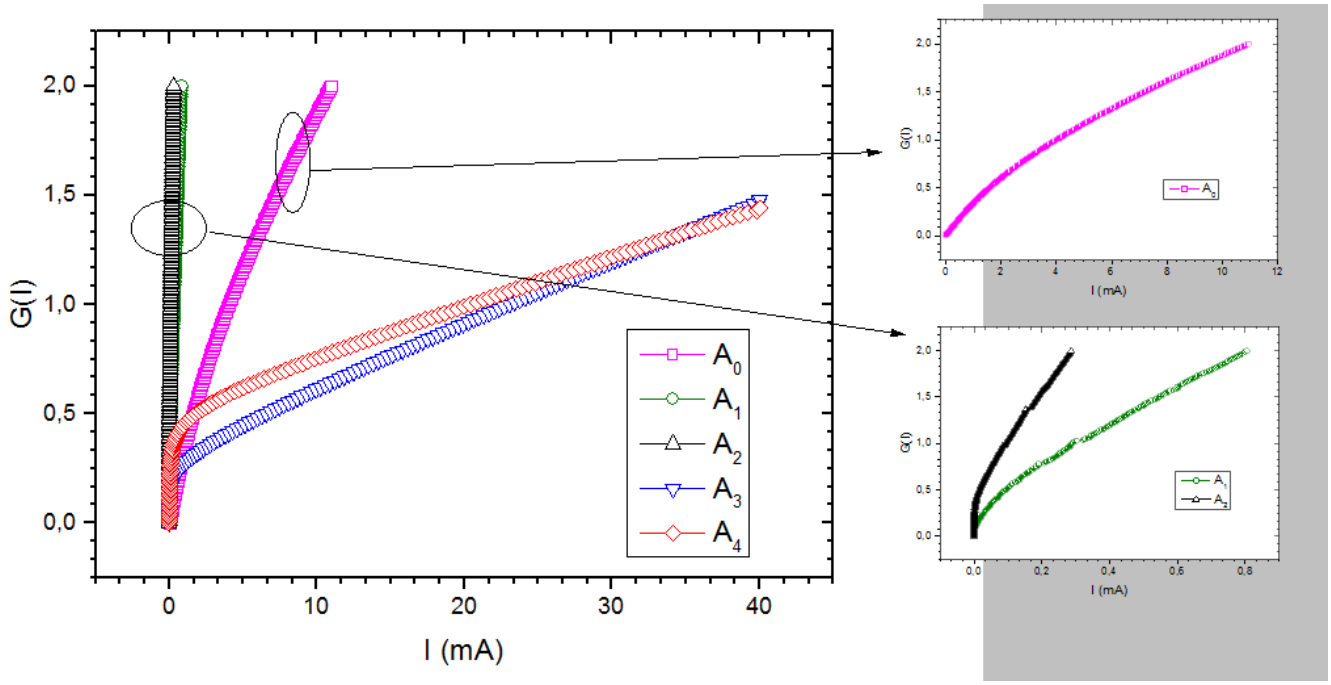


Figure V.3 : Les courbes G(I) des différents échantillons de la 1ère série

Les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s et la hauteur de barrière Φ_{bn}, des échantillons de la 1ère série, sont extraits à partir des caractéristiques ln(I) – V en utilisant les modélisations détaillées précédemment dans le chapitre IV. La résistance série est calculée à partir des courbes G(I). La fonction G(I) a été présentée précédemment dans le paragraphe IV.3.1.b. L'ensemble des paramètres électriques extraits à partir des mesures I(V), des échantillons de la 1ère série, sont regroupés dans le tableau V.2.

	A_0 $\delta_{GaN} = 0$	**A_1** $\delta_{GaN} = 0.7nm$	**A_2** $\delta_{GaN} = 0.8$ nm *(recuit)*	**A_3** $\delta_{GaN} = 2$ nm	**A_4** $\delta_{GaN} = 2.2$ nm *(recuit)*
I_s (A)	7.19×10^{-5}	6.90×10^{-7}	3.99×10^{-8}	1.06×10^{-6}	2.02×10^{-6}
n	3.06	2.18	2.86	1.43	2.77
Φ_{Bn} (eV)	0.45	0.57	0.64	0.56	0.54
R_s (Ω)	2.25×10^{3}	2.62×10^{3}	1.98×10^{3}	24.23	14.15

Tableau V.2 : Paramètres électriques extraits à partir de I(V) de la 1ère série

Le tableau V.2 montre une amélioration des caractéristiques électriques en augmentant l'épaisseur de la couche nitrurée. En effet, le facteur d'idéalité n diminue de 3.06 pour l'échantillon A_0 jusqu'à 1.43 pour l'échantillon A_3. Cette amélioration est ainsi observée pour les valeurs calculées de la hauteur de barrière, le courant de saturation et la résistance série. Le calcul des paramètres électriques des échantillons recuits (A_2 et A_4) montre cependant une dégradation sensible du facteur d'idéalité n, c'est-à-dire une dégradation de la qualité électrique comparée à celle des échantillons non recuits (A_1 et A_3).

La couche de GaN est très fine (quelques Å), nous considérons donc, pour les courants faibles, la tension de polarisation V comme étant égale à la tension appliquée à la zone de déplétion de la surface de GaAs. Ce cas particulier nous permet de prendre en considération l'influence de la densité des états d'interface N_{ss} sur les caractéristiques I(V) réelles [1]. Le calcul de la distribution des états d'interface dans la bande interdite a été présenté précédemment dans le paragraphe IV.3.1.c. Cette distribution des états d'interface N_{ss} est représentée sur la figure V.4.

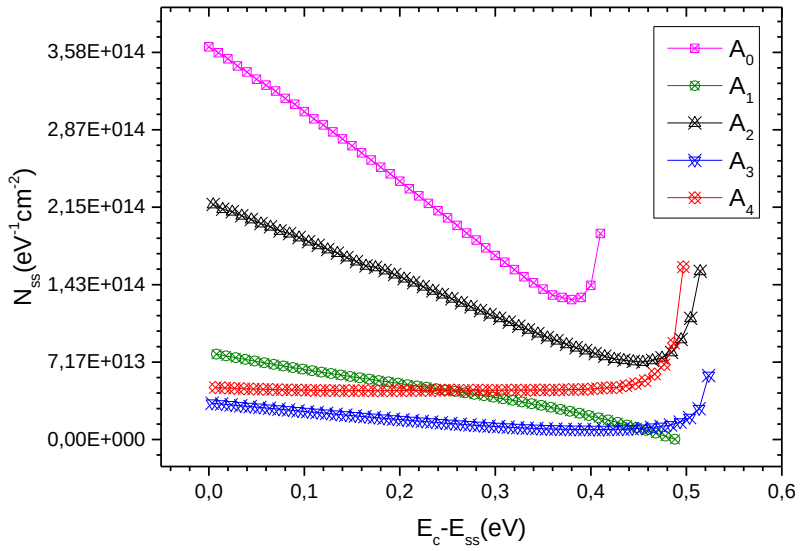


Figure V.4 : Distribution des états d'interface dans le gap des échantillons de la 1ère série.

L'échantillon A_0 (Au/GaAs/Sn) présente une densité d'états d'interfaces plus élevée que les échantillons nitrurés. En effet à E_c - 0,38 eV, N_{ss} est égale à 1,27. 10^{14} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour la structure A_0 non nitruré et N_{ss} est égale à 9,54. 10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour l'échantillon possédant une couche interfaciale de GaN de 2 nm. La densité des états d'interface élevée, observée pour l'échantillon

non nitruré A_0 indique la présence des défauts à l'interface Au/GaAs. Ces défauts sont dus à la dégradation de la morphologie de la surface du GaAs après l'étape de bombardement ionique. Malgré les faibles épaisseurs de GaN créé, les valeurs de N_{ss} diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur de GaN, ce phénomène est le résultat de la restructuration de l'interface métal-semiconducteur, sous l'effet de la formation de la couche interfaciale GaN. L'échantillon A_4 (recuit) présente une densité d'états d'interfaces plus élevée que l'échantillon A_3 (non recuit) avec la même épaisseur de GaN (~2 nm). En effet à E_c - 0,38 eV, N_{ss} est égale à 4.46. 10^{13} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour A_4 et est égale à 9,54. 10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour A_3.

V.2.2. Caractéristique électrique capacité – tension C(V):

Les caractéristiques C(V) mesurées en haute fréquence (1 MHz), à l'obscurité et à température ambiante sont représentées sur la figure V.5.

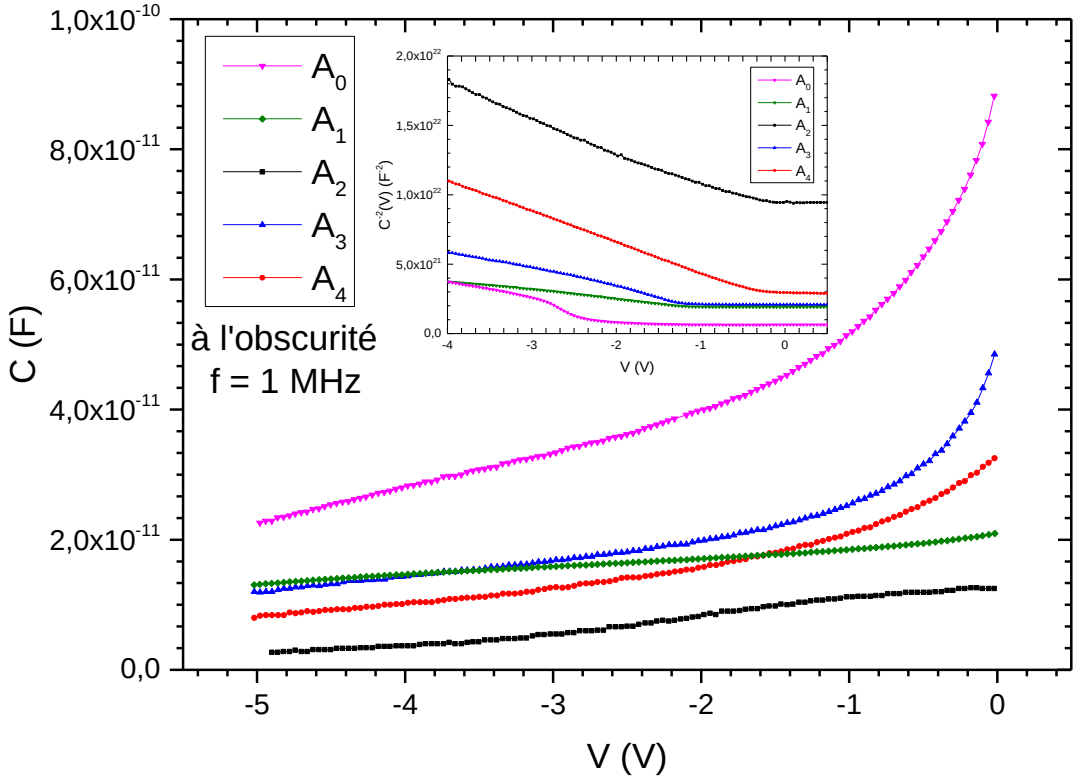


Figure V.5 : Caractéristiques C(V) et $1/C^{-2}(V)$ de la 1ère série

Les paramètres électriques, tels que le dopage, le potentiel de diffusion et la hauteur de barrière, sont extraits à partir de ces mesures C(V) et sont calculés à l'aide du modèle présenté précédemment dans la partie IV.3.2 et regroupés dans le tableau V.3.

	A_0	**A_1**	**A_2**	**A_3**	**A_4**
N_d (cm^{-3})	2.38×10^{14}	2.20×10^{14}	1.50×10^{14}	5.50×10^{14}	3.18×10^{14}
V_d (V)	0.46	0.47	0.32	0.48	0.34
Φ_{BF} (eV)	0.67	0.71	0.62	0.65	0.56

Tableau V.3 : Paramètres électriques extraits à partir de C(V) de la 1ère série

La hauteur de la barrière évaluée à partir des caractéristiques I(V) est inférieure à celles obtenues à partir des caractéristiques C(V). Cette différence peut être expliquée par l'abaissement de barrière par effet Schottky. Les valeurs calculées du dopage N_d sont inférieures au dopage du substrat ($4.9\ .10^{15}$ cm^{-3}), ceci est dû à la présence d'une couche de nitrure non intentionnellement dopée [2].

D'après les résultats obtenus pour les échantillons de la 1ère série, la structure qui présente la meilleure qualité électrique est l'échantillon A_3 (2 nm de GaN, non recuit) avec un facteur d'idéalité de 1.43. Le processus de fabrication utilisé pour la 1ère série permet donc de réaliser des structures Au/GaAs et Au/GaN/GaAs sans oxygène à l'interface métal/semi-conducteur mais engendre une amorphisation de la surface ce qui entraine la détérioration de la qualité électrique des structures fabriquées.

V.2.3. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f:

Nous avons pu effectuer des mesures capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence pour l'échantillon A_3 Possédant une couche de GaN de 2 nm d'épaisseur.

Les caractéristiques C-V-f de l'échantillon A_3, enregistrées à trois fréquences (50, 100 et 500 kHz) sont représentées dans la figure V.6.

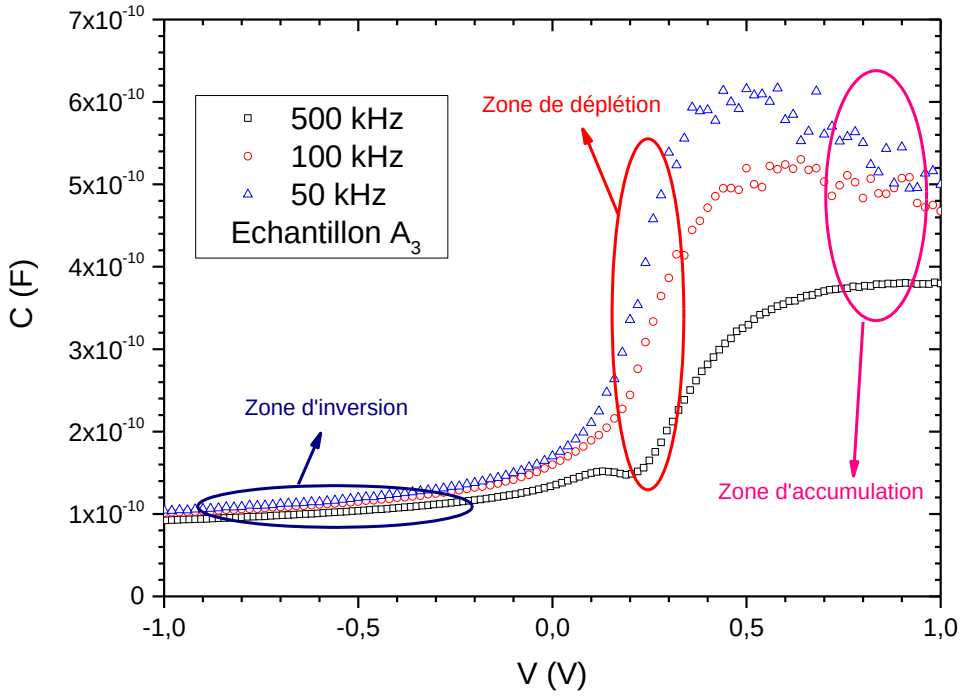


Figure V.6 : Caractéristiques C-V-f de l'échantillons A_3

Le tracé de caractéristique C(V) de l'échantillon A_3 a un comportement d'une structure MIS où on peut distinguer 3 régions : une région d'inversion, une région de déplétion et une région d'accumulation.

On peut remarquer sur les tracés C-V-f de l'échantillon A_3, des valeurs de capacité plus élevées en basses fréquences. Cette capacité additive peut être expliquée par la présence des états d'interface et des pièges dans le matériau. A une fréquence élevée, les états d'interfaces ne

peuvent pas suivre le signal alternatif et la contribution de la capacité de ces états d'interface est négligeable dans la capacité totale. On peut aussi clairement distinguer un pic dans la zone d'accumulation en particulier pour les basses fréquences. Demirezen et al. a reporté dans ces travaux [3, 4] que ce comportement est l'effet de la résistance série de la diode Schottky.

Les caractéristiques G-V-f de l'échantillon A_3 pour les trois mêmes fréquences sont représentées dans la figure V.7.

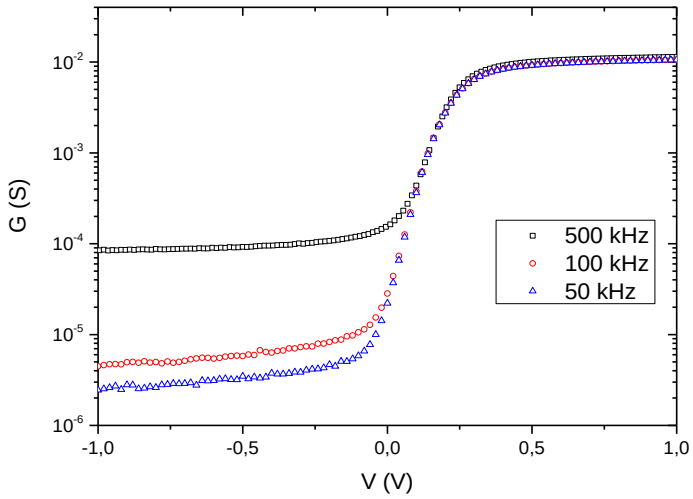


Figure V.7 : Caractéristiques G-V-f de l'échantillon A_3

Les courbes G-V-f représentées dans la figure V.7 montrent que les valeurs de conductance dépendent de la fréquence en particulier dans la région d'inversion. Les valeurs de conductance augmentent avec la diminution de la fréquence. Ceci peut être expliqué par la répartition des états d'interface et des pièges qui vont suivre facilement le signal alternatif.

Les valeurs de R_i calculées à l'aide de l'équation IV.15 sont tracées dans la figure V.8 en fonction de la tension.

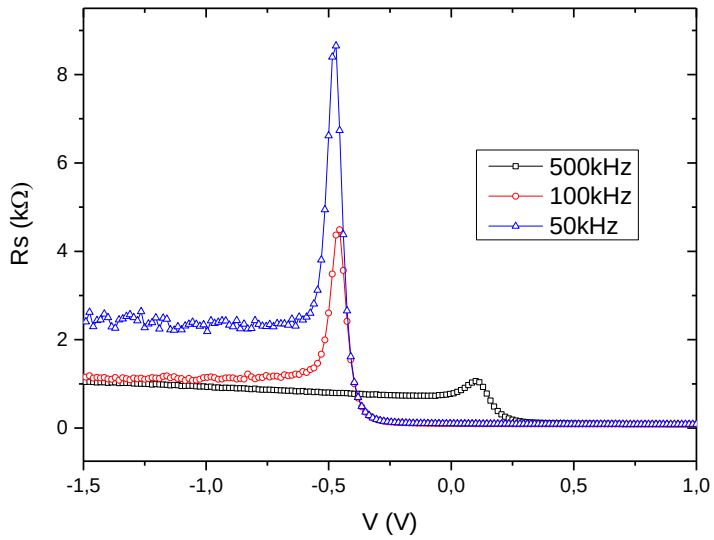


Figure V.8 : Tracés de la résistance série en fonction de la tension pour 3 fréquences

Les courbes de Rs = f(V) présentent des valeurs très importantes de résistance série. On peut ainsi remarquer un pic à environ -0.5 V pour 50 et 100 kHz et à 0.12V pour 500 kHz. La résistance série semble donc le paramètre le plus important qui cause la non-idéalité des caractéristiques C(V) et G(V). S. Demirezen et al. [3] ont observé deux pics pour chaque courbe Rs pour une structure Au / GaAs, ils ont donc déduit que le premier pic est causé par l'existence des états d'interface et leur répartition particulière dans la bande interdite de semi-conducteur. Par contre, le 2ème pic est causé par la couche interfaciale d'oxyde natif. Dans notre cas, nous n'avons pas deux pics car nos structures ne présentent pas une couche d'oxyde natif (plots d'Or déposés sous ultravide). Le pic observé pour chaque fréquence est donc dû à la présence des états d'interface et leur répartition dans la bande interdite.

Afin d'éliminer l'effet de la résistance, les caractéristique C(V) et G(V) à 500 kHz de l'échantillon A_3 ont été corrigées à l'aide du modèle détaillé dans le paragraphe IV.3.3 du chapitre IV. Les caractéristiques C(V) et G(V) à 500 kHz de l'échantillon A_3 avant et après correction sont présentées dans la figure V.9.

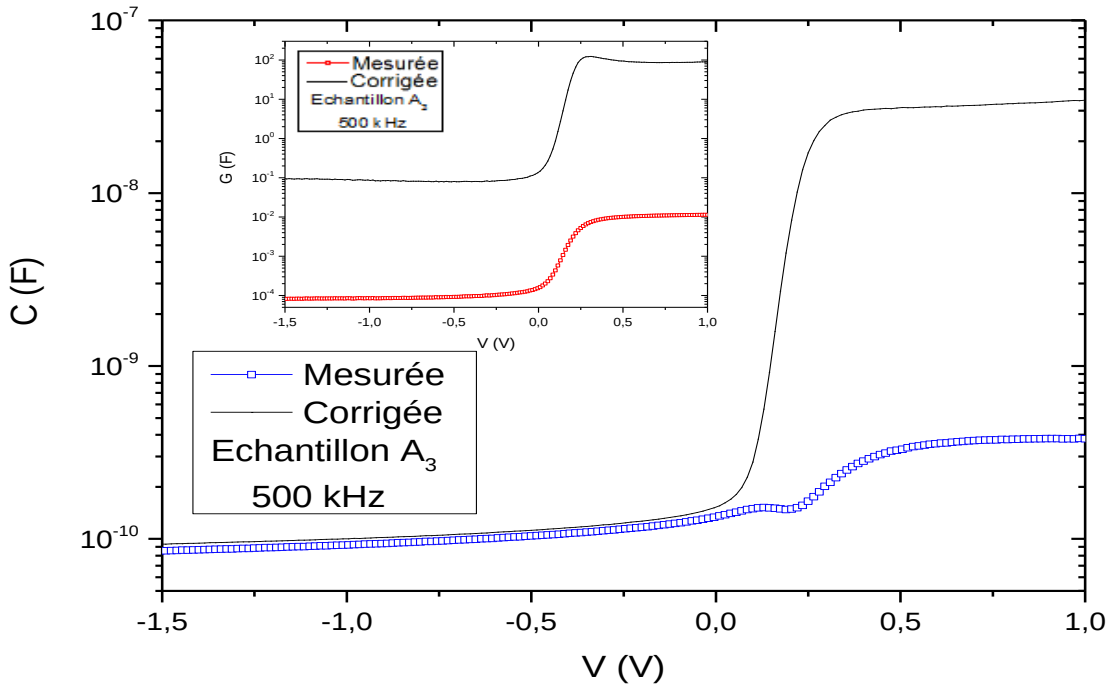


Figure V.9 : Caractéristiques C(V) et G(V) corrigées

Après correction, les valeurs de capacité et de conductance Cc et Gc augmentent dans toute la gamme de tension appliquée. La capacité corrigée C_c montre une augmentation considérable avec l'augmentation de la tension dans les zones de déplétion et d'accumulation. On peut clairement remarquer que la résistance série R_s agit sur les caractéristiques C(V) et G(V) en particulier dans la région d'accumulation. Rs provoque donc des erreurs dans l'extraction des paramètres électriques.

Les paramètres électriques de l'échantillon A_3 extraits, avant et après la correction de la caractéristique C(V) à 500 kHz, sont représentés dans le tableau V.4 :

	V_d (V)	**N_d (cm^{-3})**	**Φ_b (eV)**
Avant correction	0.39	7.39×10^{14}	0.53
Après correction	0.42	5.48×10^{15}	0.54

Tableau V.4 : Les paramètres électriques de l'échantillon A_3 extraits avant et après correction de C(V) à 500 kHz

La valeur de dopage obtenue avec cette méthode est plus proche de celle donnée par le fournisseur du substrat n-GaAs ($N_d = 4.9 \times 10^{15}$). Cette différence est due à la présence des états d'interface N_{ss} et leur distribution dans la bande interdite du semi-conducteur qui causent en partie la résistance série de la diode. La densité des états d'interface est donc le paramètre qui affecte les deux mesures C(V) et G(V).

Les densités des états d'interface calculées avec et sans l'effet de la résistance série sont tracées, en fonction de leur distribution dans la bande interdite du semi-conducteur et présentées dans la figure V.10.

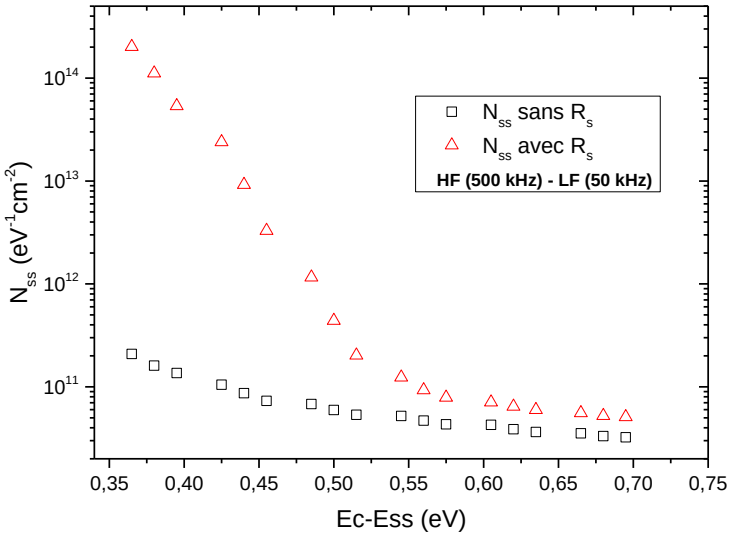


Figure V.10 : Distribution des états d'interface dans le gap avec et sans l'effet de la résistance série

La densité des états de surface est fortement réduite après l'élimination de l'effet de la résistance série. Ceci confirme que la résistance série est un facteur très important qui affecte la qualité électrique d'une diode.

V.3. Caractérisation électrique des échantillons de la 2ème et 3ème série : Au/GaAs/AuGe et Au/GaN/GaAs/AuGe

Les détails technologiques de de fabrication de la 2ème et la 3ème série des échantillons sont résumés dans le tableau V.5.

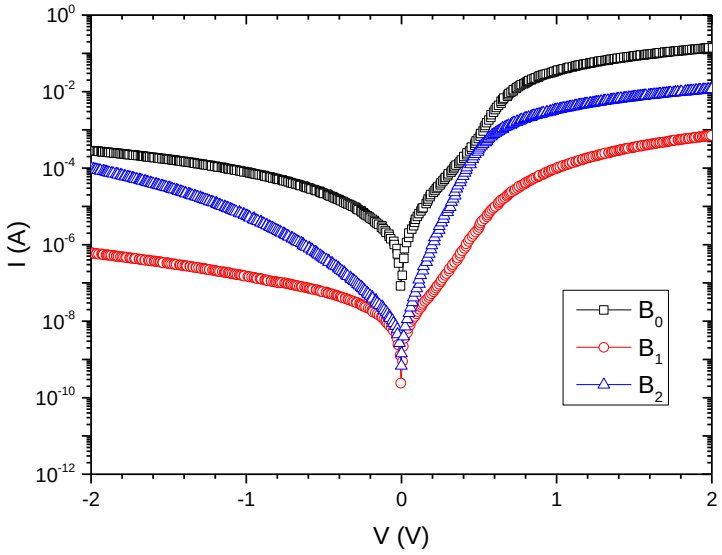
	Structure	Echantillon	Substrat	Nettoyage	Epaisseur du GaN (nm)	Contact ohmique	Contact Schottky
2ème série	**Au/GaAs/AuGe**	**B_0**	GaAs (100) N_d=4,9. 10^{15} cm^{-3}	Chimique + chauffage à 500°C	**/**	AuGe Recuit : T=300°C t = 3 min	4 plots d'Au par évaporation thermique
	Au/GaN/GaAs/AuGe	**B_1**			**0.7**		
		B_2			**2.2**		
3ème série	**Au/GaAs/AuGe**	**C_0**			**/**		
	Au/GaN/GaAs/AuGe	**C_1**			**0.7**		
		C_2			**1.5**		

Tableau V.5 : Détails technologiques de fabrication des échantillons de la 2ème et la 3ème série.

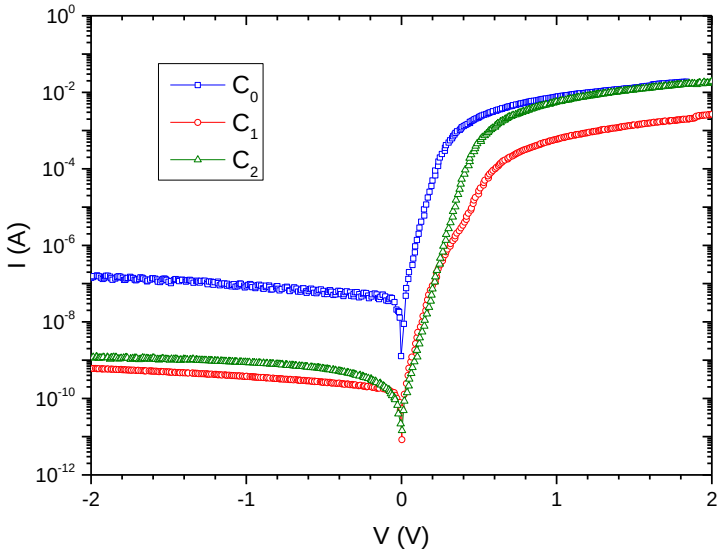
Afin d'améliorer les résultats électriques obtenus avec le processus de fabrication utilisé pour la 1ère série (Au/GaAs/Sn et Au/GaN/GaAs/Sn), nous avons essayé de changer le nettoyage qui contient une étape de bombardement ionique par un autre nettoyage chimique suivi par un chauffage. De la même manière, nous avons remplacé la source d'azote GDS par une source ECR qui émet moins d'espèces ioniques d'azote et le contact arrière Sn+NH_4Cl par l'alliage AuGe. Nous avons réalisé les contacts ohmiques arrière comme dernière étape de fabrication (après la réalisation des contacts Schottky) pour les échantillons de la 2ème série et comme première étape (avant le nettoyage, la nitruration et la réalisation des contacts Schottky) pour les échantillons de la 3ème série. Ce choix de ces deux processus de fabrication était pris pour voir l'effet de la température de recuit des contacts arrière sur les contacts Schottky.

V.3.1. Caractéristiques électriques courant – tension I(V) à l'obscurité :

Les caractéristiques I (V) en direct et en inverse pour les différents d'échantillons de la 2ème série avec contact AuGe réalisé après et la 3ème série avec contact AuGe réalisé avant (les détails de fabrication de la 2ème et la 3ème série sont présentés précédemment dans le chapitre III) sont illustrées dans la figure V.11.



(a)



(b)

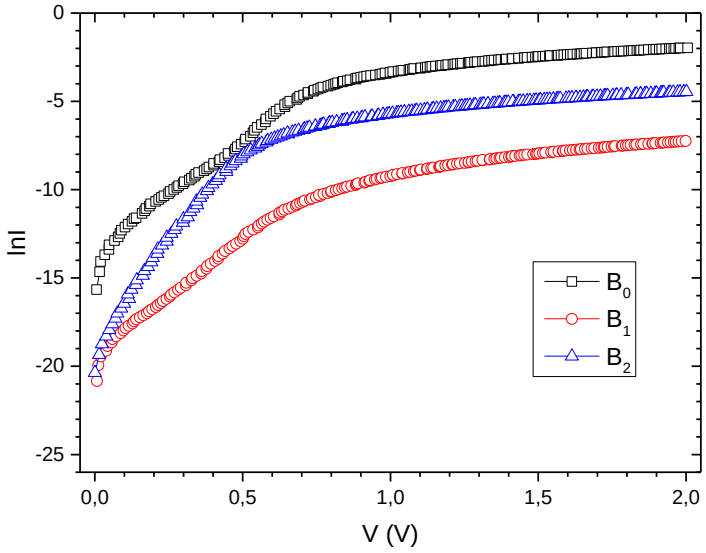
Figure V.11 : Caractéristiques I(V) de la 2ème et 3ème série
a) avec le contact AuGe réalisé après le contact Schottky et b) lorsque le contact AuGe est réalisé avant le contact Schottky

La courbe I(V) de la structure Au/GaAs/AuGe (après) (échantillon B_0) présente deux zones linéaires pour les faibles tensions de polarisation, tandis que la courbe I(V) Au/GaAs/AuGe(avant) (échantillon C_0) présente une seule zone linéaire. La seule différence entre ces 2 échantillons vient de l'organisation des différentes étapes de fabrication. En effet, pour l'échantillon B_0, le contact ohmique AuGe a été réalisé comme dernière étape de fabrication, ce qui fait que l'interface Au/GaAs a subi un recuit à 300°C. Tandis que pour l'échantillon C_0, ce contact AuGe a été réalisé comme première étape de fabrication. Il est clair que le recuit à 300°C du contact ohmique arrière AuGe a une influence sur les caractéristiques électriques. En effet, lorsque ce recuit est réalisé après avoir réalisé les plots d'Au de la face avant, celui-ci va subir une dégradation, c'est-à-dire, les atomes d'or vont migrer dans le semi-conducteur. Ce phénomène aura pour conséquence la détérioration de l'interface Au/GaAs et nous pouvons dire que dans ce cas que la conduction des porteurs n'est pas régie par le phénomène thermoïnique mais il y a d'autres mécanismes de transport qui rentrent en jeu.

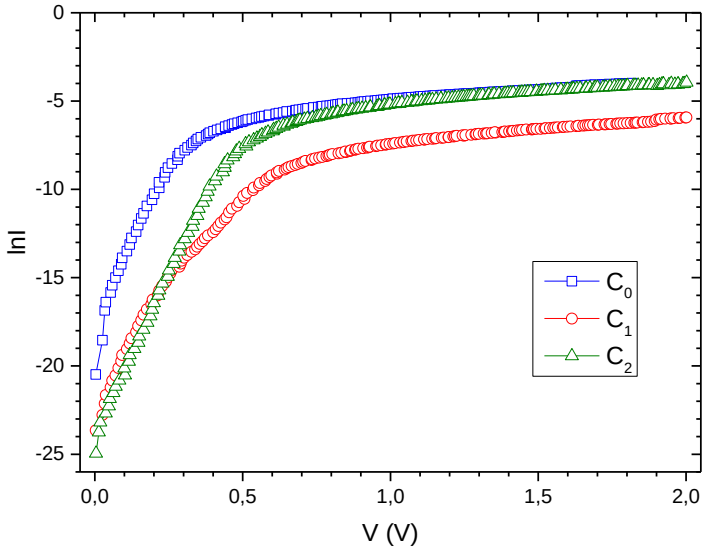
Les courbes I(V) des structures Au/GaN/GaAs/AuGe(après) (échantillons B_1 et B_2) montrent un comportement redresseur, ce dernier s'améliore avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche de GaN. Il a été rapporté dans les travaux de D. Shaw et Willoughby [5, 6] que l'or à une température de 300°C possède un coefficient de diffusion dans le GaN plus faible que dans le GaAs ($D_{Au/GaAs} = 1.92\times10^{-7}$ cm^2s^{-1} et $D_{Au/GaN} = 1.03\times10^{-15}$ cm^2s^{-1}). Cette couche mince interfaciale de GaN va donc jouer le rôle de couche tampon et faire diminuer ce phénomène de diffusion de l'or dans le semi-conducteur. Cette détérioration de l'interface Au/semi-conducteur causée par la diffusion d'or, provoque aussi l'augmentation du courant inverse dans ces trois échantillons. En effet en comparant les caractéristiques I(V) des échantillons B_1, B_2 et C_1, C_2, nous observons une réduction remarquable des courants inverses des échantillons C_1 et C_2 par rapport aux courants inverses observés pour les échantillons B_1 et B_2.

Ces premières observations nous ont permis de conclure que les atomes d'Or diffusant dans le substrat semi-conducteur agissent comme des défauts et de ce fait, détériorent l'interface Métal/Semi-conducteur.

La figure V.12 représente les caractéristiques ln(I)-V des différents échantillons de la $2^{ème}$ et $3^{ème}$ série.



(a)

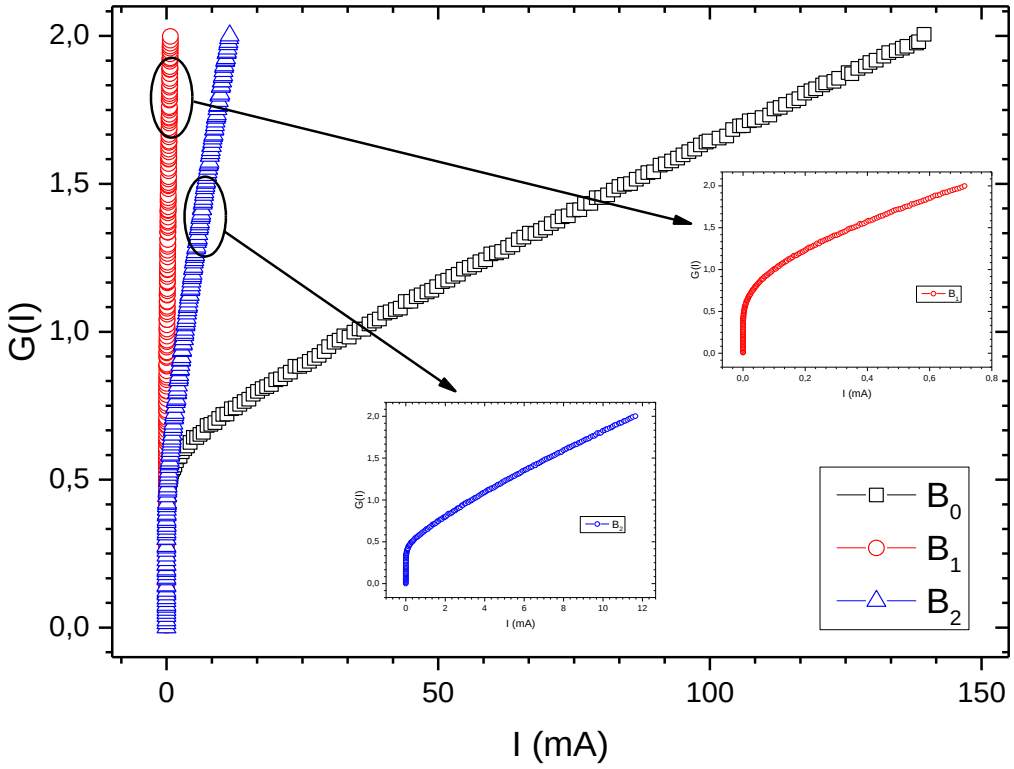


(b)

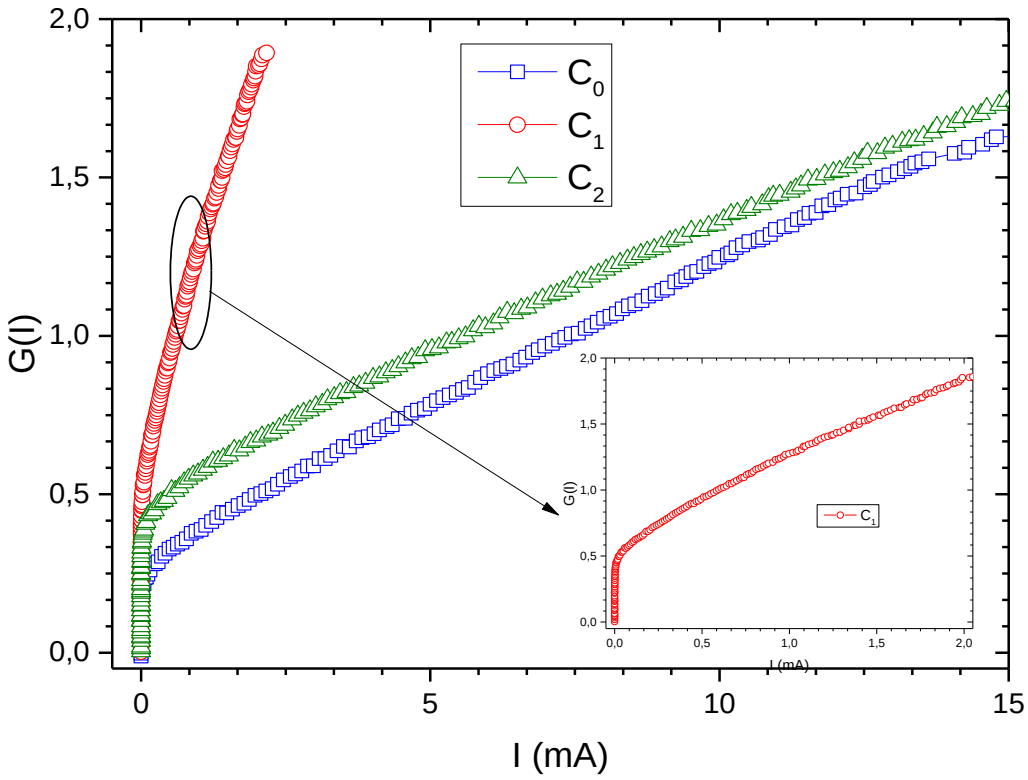
Figure V.12 : Caractéristiques ln(I) – V

a) de la 2ème série et b) de la 3ème série

Les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s et la hauteur de barrière ϕ_{bn}, sont extraits à partir des caractéristiques ln(I) – V. La résistance série est calculée à partir des courbes G(I) (figure V.13).



(a)



(b)

Figure V.13 : Les courbes G(I) des différents échantillons

a) de la 2ème série et b) de la 3ème série

L'ensemble des paramètres électriques extraits à partir des mesures I(V) à l'obscurité, des échantillons de la 2ème et 3ème série, sont regroupés dans le tableau V.6.

	B_0		**B_1**	**B_2**	**C_0**	**C_1**	**C_2**
	Zone 1	***Zone2***					
I_s (A)	1.76×10^{-6}	2.66×10^{-7}	4.36×10^{-9}	3.10×10^{-9}	1.54×10^{-10}	2.32×10^{-10}	1.07×10^{-10}
n	3.51	2.65	2.98	1.76	1.23	1.30	1.15
Φ_{bn} (eV)	0.54	0.52	0.70	0.71	0.79	0.78	0.80
R_s (Ω)	6.95	7.86	1.66×10^{3}	123.66	89.67	136.01	85.34

Tableau V.6 : Paramètres électriques extraits à partir de I(V) de la 2ème et 3ème série

On peut remarquer, d'après les valeurs du tableau V.6, une amélioration des paramètres électriques (n, Φ_{bn} et I_s) des échantillons de la 2ème série en augmentant l'épaisseur de la couche de GaN. En effet, le facteur d'idéalité n a diminué de 3.51 pour la structure Au/GaAs à 2.98 et 1.76 après 10 min et 2h de nitruration respectivement. La valeur de la hauteur de barrière s'est ainsi améliorée après la nitruration et passe de 0.54 eV pour Au/GaAs à 0.71 eV après 2h de nitruration. Cette amélioration des paramètres électriques peut être expliquée par l'amélioration de l'interface métal/semi-conducteur. Par contre, on remarque que la résistance série s'est élevée après la nitruration. En effet, la résistance série est de ~7 Ω pour la structure Au/GaAs et de 1.66 kΩ et 123.66 Ω pour les structures nitrurées pendant 10 min et 2h respectivement. Ceci est dû à la présence de la couche non dopée de GaN qui se comporte plutôt comme un semi-isolant (le GaN a une large bande interdite E_g = 3.9 eV [7]).

Les caractéristiques I(V) présentées dans la figure V.12 montrent un comportement redresseur pour les structures Au/GaAs (échantillon C_0) et Au/GaN/GaAs (échantillons C_1 et C_2). Les structures nitrurées (échantillons C_1 et C_2) ont un courant inverse très faible ceci peut être expliqué par l'amélioration de l'interface Au/Semi-conducteur en utilisant le nouveau processus de fabrication. Les plots d'Or (contact Schottky) n'ont pas subi un chauffage dans ce cas (pas de diffusion d'Or dans le semi-conducteur).

Les paramètres électriques des échantillons de la 3ème série ne varient pas de manière remarquable comme dans le cas des échantillons de la 2ème série. Le facteur d'idéalité varie entre 1,15 et 1,3 pour ces trois échantillons. Ceci est un bon résultat comparé à la littérature avec des structures similaires (D. Korucu et al. [7] ont trouvé un facteur d'idéalité n égal à 1.4 pour une structure Au/GaAs, et M. A. Ebeoğlu [8] a trouvé n égal à 2.06 pour une structure Au/GaN/GaAs). La couche nitrurée dans ce cas peut être considérée comme électriquement « transparente » et ne contribue pas à l'amélioration de la qualité électrique des diodes étudiées, elle agit comme une couche de passivation thermique et contre l'oxydation de la surface GaAs. En revanche, les valeurs élevées de la résistance série pour les échantillons de la 3ème série peuvent être expliquées par la détérioration de la qualité du contact ohmique AuGe au cours de l'étape de nitruration (les échantillons sont chauffés à 500 ° C durant la nitruration).

La densité des états d'interface a été calculée pour les échantillons nitrurés de la 2ème et 3ème série et représentée dans la figure V.14.

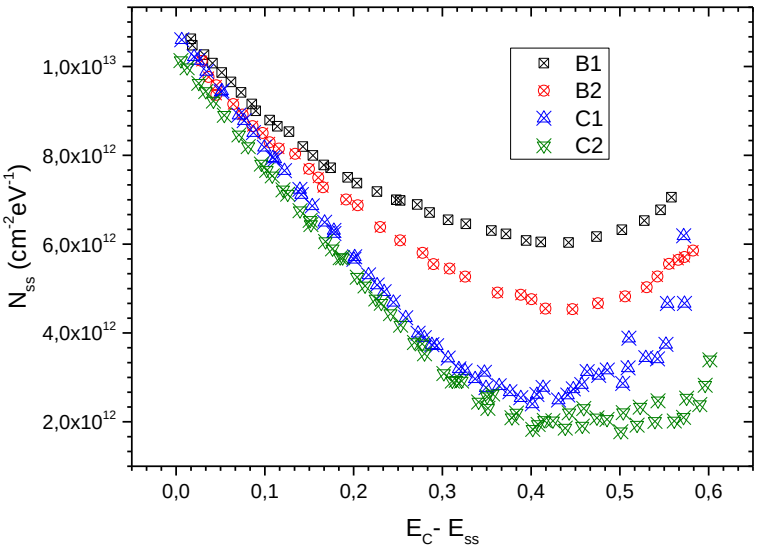


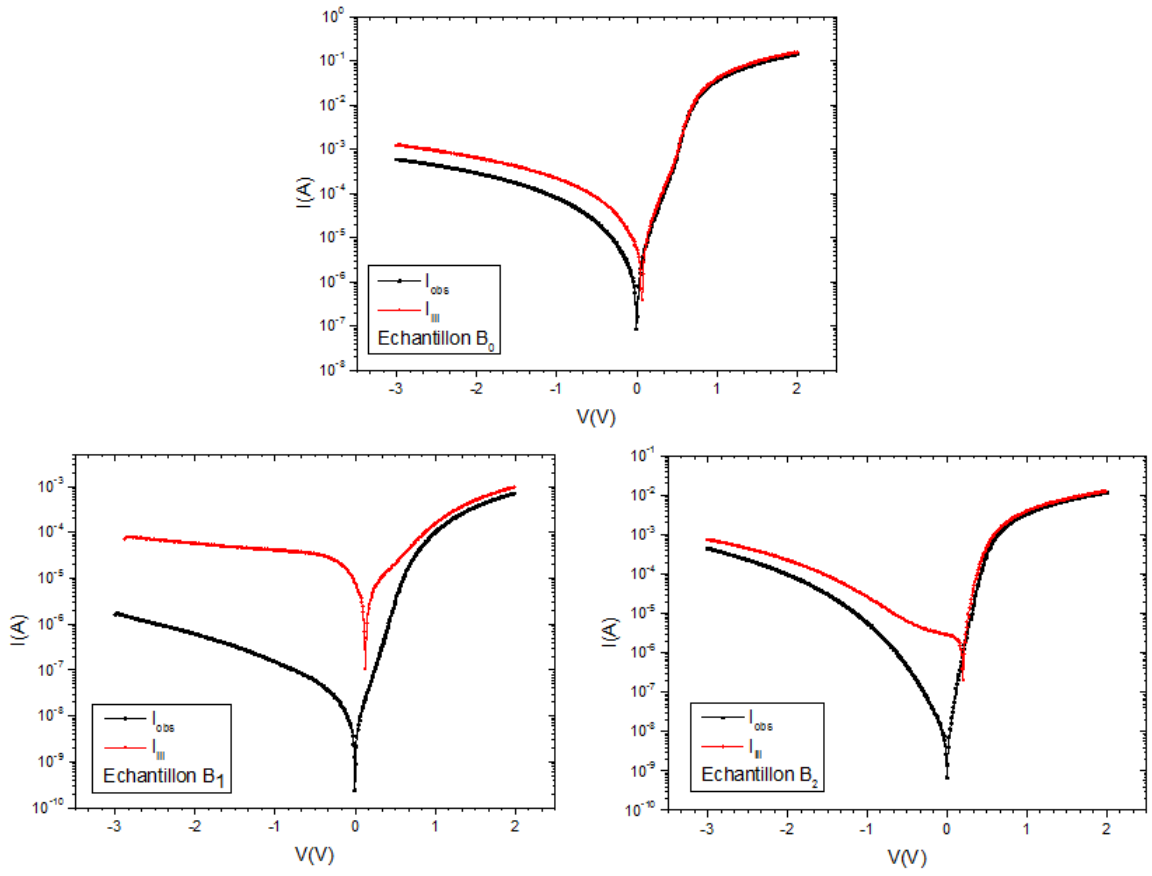
Figure V.14 : La densité des états d'interface des échantillons nitrurés de la 2ème et 3ème série.

Les échantillons de la 2ème série (B_1 et B_2) présentent une densité des états d'interface N_{ss} plus élevée comparée à celle des échantillons de la 3ème série (C_1 et C_2). En effet, à E_C – 0.40 eV la densité des états d'interface N_{ss} est égale à 6.02×10^{12} et 4.53×10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour B_1 et B_2 respectivement. A la même énergie, la densité des états d'interface se réduit à 2.64×10^{12} et

1.89×10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour C_1 et C_2 respectivement. Il est à noter qu'en comparant les deux structures nitrurées de chaque série, la densité des états d'interface N_{ss} se réduit considérablement en augmentant l'épaisseur de GaN pour les échantillons de la 2ème série. Par contre, ceci n'est pas observé pour les échantillons de 3ème série où la variation ne se fait pas d'une manière remarquable. Ce calcul de la densité des états d'interface confirme les résultats du calcul des paramètres électriques et les interprétations tirés précédemment pour la 2ème et la 3ème série.

V.3.2. Caractéristiques courant – tension I(V) sous éclairement :

Nous avons extrait les courbes expérimentales de SPV des échantillons de la 2ème et la 3ème série à partir des mesures I(V) à l'obscurité et sous éclairement en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe (II.4.2). Les caractéristiques courant – tension à l'obscurité et sous éclairement avec un laser vert (λ = 532 nm, P = 100 mW) des échantillons de la 2ème 3ème série sont regroupées dans la figure V.15.



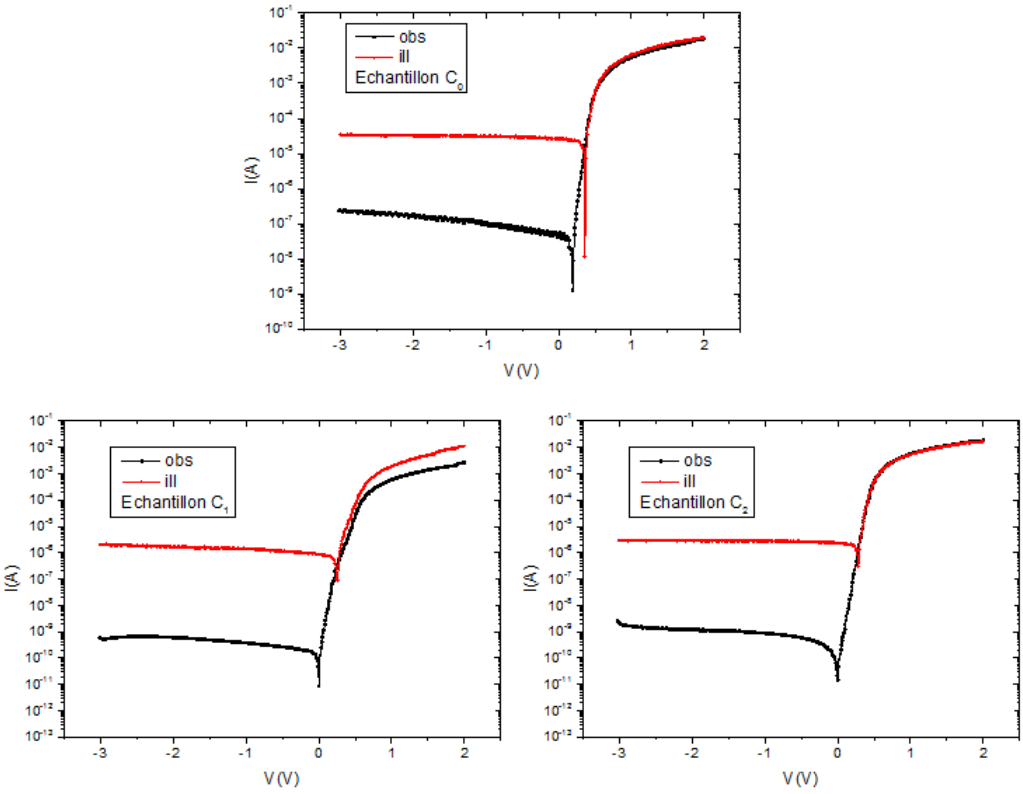
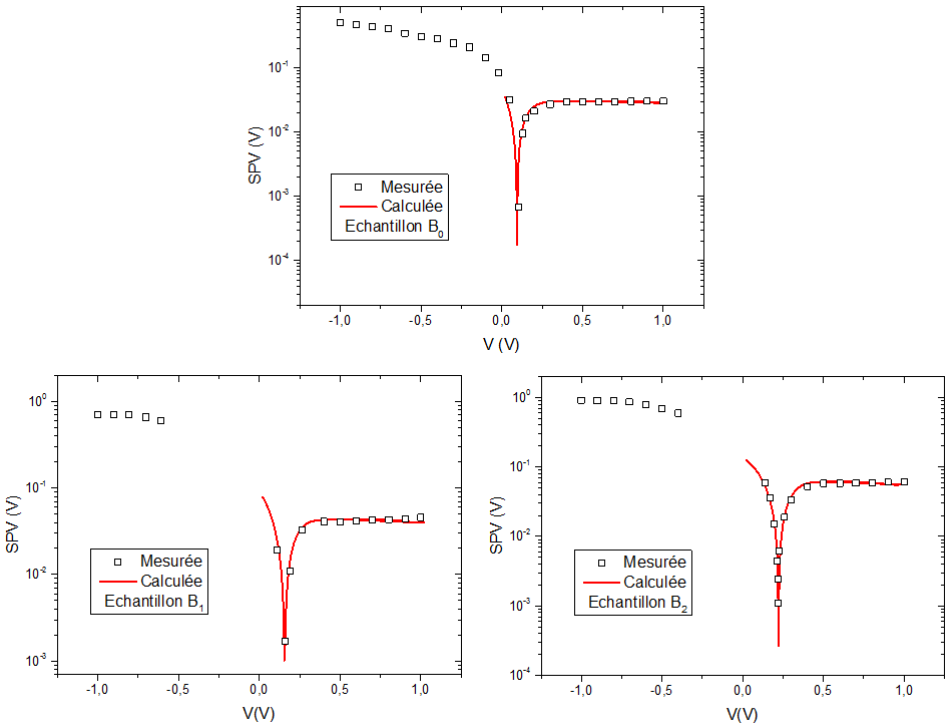


Figure V.15 : caractéristiques courant – tension à l'obscurité et sous éclairement des échantillons de la 2ème et 3ème séries

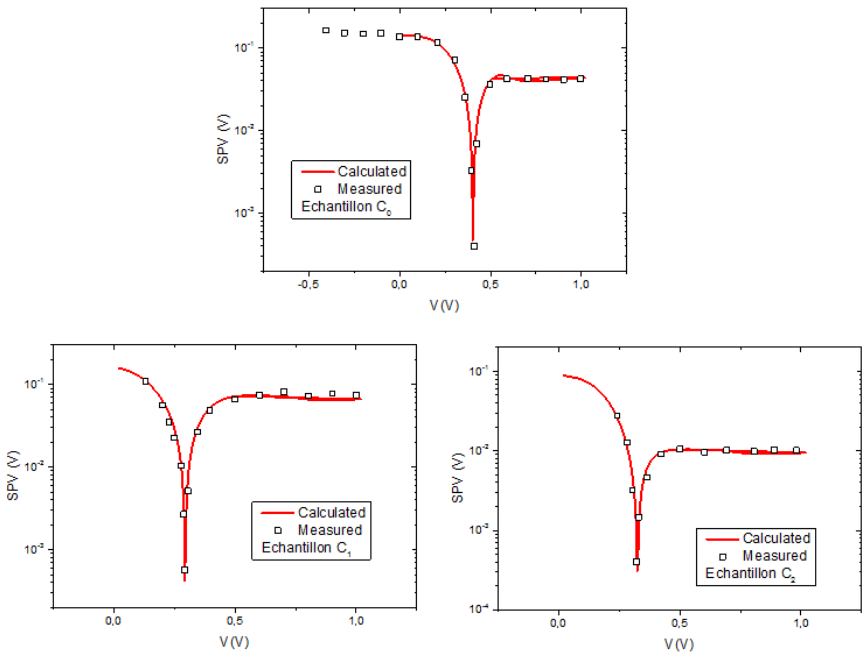
Une première remarque des caractéristiques I(V) de la 2ème série montre une réaction photoélectrique plus importante pour les structures nitrurées (Echantillons B_1 et B_2) comparée à la réaction de la structure Au/GaAs (Echantillon B_0). Par contre, les échantillons de la 3ème série présentent un comportement photoélectrique semblable.

V.3.2.1. Estimation de la densité des états d'interface et de l'excès de concentration :

Les courbes de SPV, extraites expérimentalement à partir des mesures I(V) à l'obscurité et sous éclairement, ont été ajustées avec celles calculée à partir du programme de simulation de SPV et tracées dans la figure V.16.



(a)



(b)

Figure V.16 : Les courbes théoriques de SPV ajustées aux courbes expérimentales pour les échantillons a) de la 2ème et b) de la 3ème séries

Les valeurs de la densité des états d'interface moyenne N_{ss} et de l'excès de concentration δn extraites à partir de l'ajustement des courbes SPV expérimentales avec les courbes théoriques sont regroupées dans le tableau V.7 :

Echantillon	N_{ss} ($cm^{-2}eV^{-1}$)	δn (cm^{-3})
B_0	$8,5 \times 10^{12}$	$4,05 \times 10^{7}$
B_1	$7,5 \times 10^{12}$	$8,00 \times 10^{7}$
B_2	$5,0 \times 10^{12}$	$1,08 \times 10^{8}$
C_0	$4,5 \times 10^{12}$	$2,35 \times 10^{8}$
C_1	$3,5 \times 10^{12}$	$3,05 \times 10^{8}$
C_2	$2,0 \times 10^{12}$	$3,25 \times 10^{8}$

Tableau V.7 : Valeurs estimées de N_{ss} et de δn pour les échantillons de la 2ème et 3ème série.

Les valeurs de la densité des états d'interface N_{ss} estimées à partir de la méthode SVP sont en bon accord avec les résultats trouvés précédemment à partir des caractéristiques I(V) à l'obscurité. Les valeurs du tableau V.7 montrent une amélioration considérable des paramètres extraits à partir de la méthode SPV, en augmentant l'épaisseur de GaN pour les échantillons de la 2ère série. En effet, la densité des états d'interface N_{ss} se réduit de 8.5×10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour l'échantillon non nitruré B_0 à 7.5×10^{12} et 5.0×10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ pour les échantillons B_1 et B_2 (nitrurés pendant 10 min et 2h respectivement). Cette amélioration est ainsi observée pour les valeurs d'excès de concentration δn. En effet, cet excès de concentration augmente de 4.05×10^{7} cm^{-3} pour l'échantillon B_0 (Au/GaAs) à 8×10^{7} et 1.08×10^{8} cm^{-3} pour les deux échantillons nitrurés B_1 et B_2 respectivement. Ceci n'est pas le cas pour les échantillons de la 3ème série où les valeurs des paramètres extraits n'ont pas changé d'une manière remarquable en augmentant l'épaisseur du nitrure. En effet, la densité des états d'interface varie entre 2×10^{12} et 4.5×10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ et l'excès de concentration varie entre 2.35×10^{8} et 3.25×10^{8} cm^{-3}.

V.4. Interprétation des résultats :

V.4.1. Impact de l'épaisseur de la couche nitrurée :

Nous avons exploité, dans notre travail, l'impact de la couche interfaciale de GaN sur la qualité électrique des diodes Schottky à base de GaAs nitruré. Ceci a été le sujet de plusieurs travaux précédents [9 – 12]. La nouveauté dans notre travail, est de faire cette étude en utilisant différents processus de fabrication en améliorant les conditions technologiques comme le contrôle de la qualité de la surface de GaAs de départ et de la couche de nitrure créée par suivi spectroscopique XPS. Afin d'étudier l'effet de l'épaisseur du GaN créé par nitruration du substrat GaAs, nous avons fabriqué des structures de chaque série avec les mêmes conditions et en changeant juste le temps de nitruration et par conséquent l'épaisseur de la couche du GaN créé. La figure V.17 regroupe les caractéristiques électriques I(V) des échantillons nitrurés de chaque série :

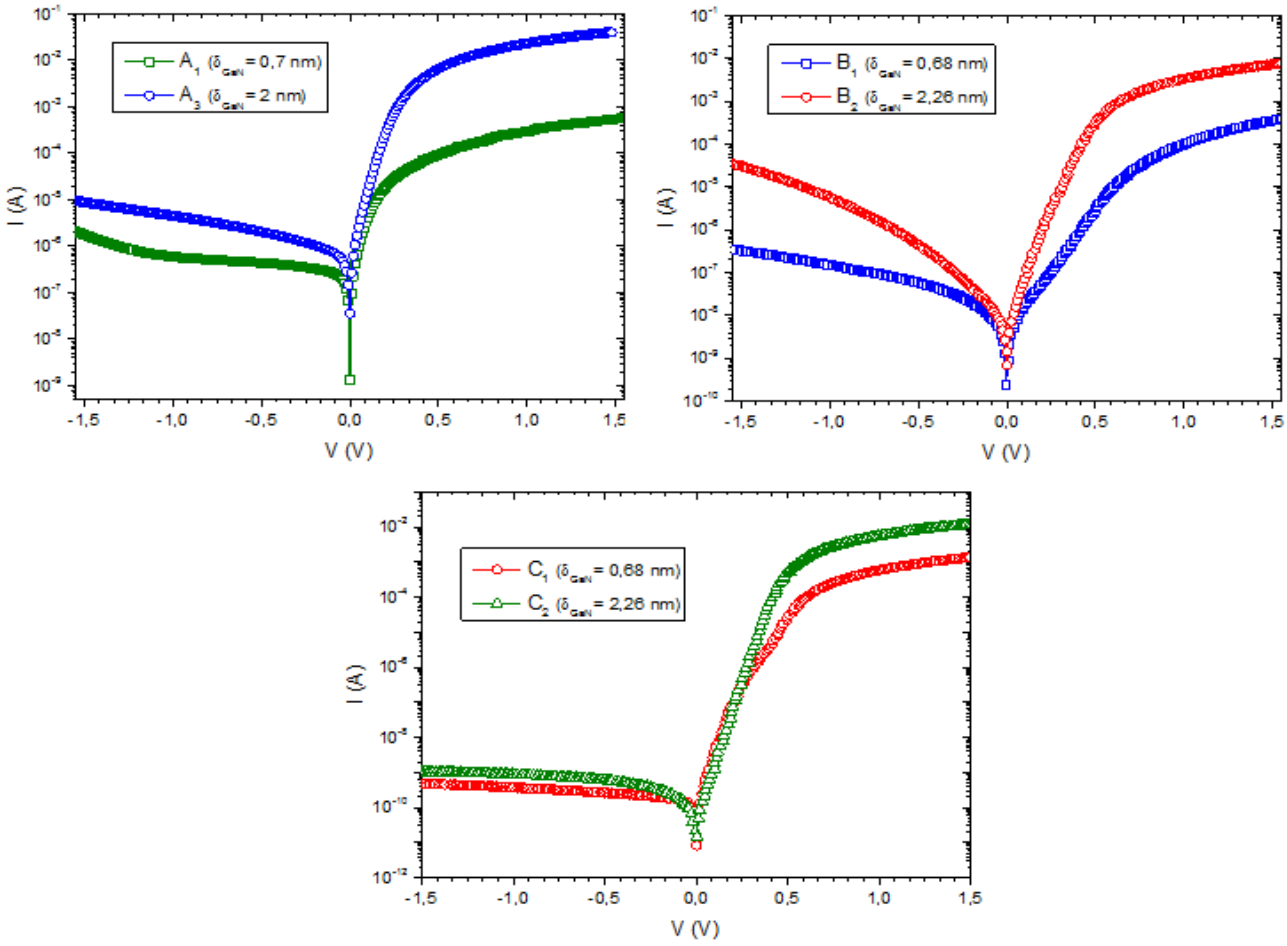
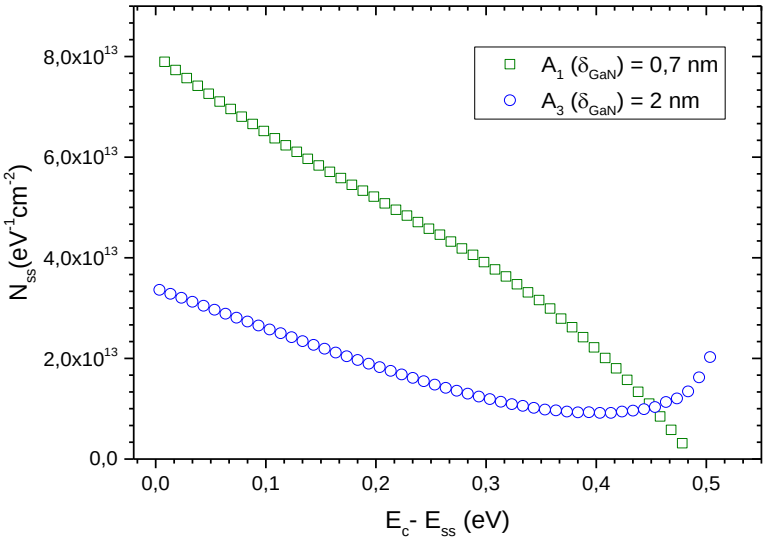
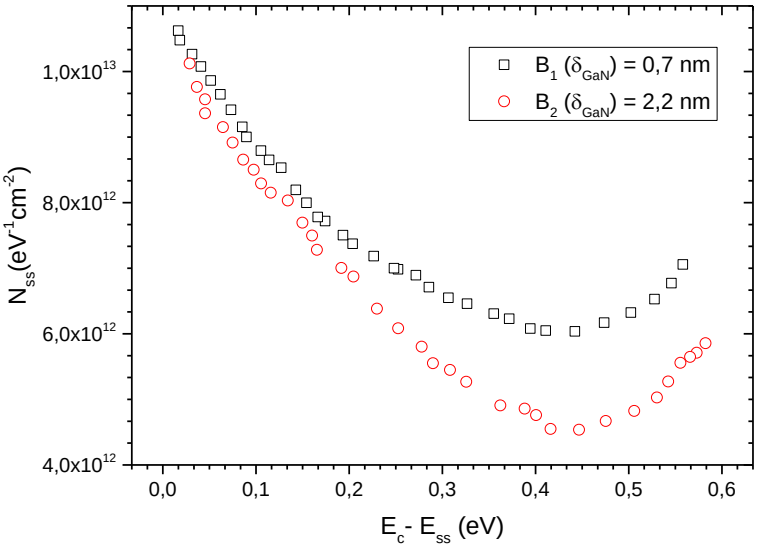


Figure V.17 : Caractéristiques courant – tension des échantillons en fonction de l'épaisseur du GaN

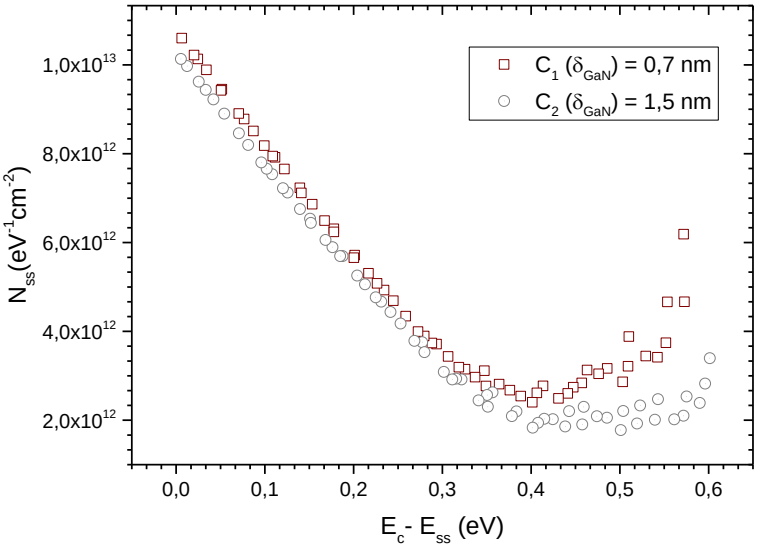
Les courbes I(V) illustrées dans la figure V.17 montrent qu'une couche de GaN plus épaisse amène à améliorer le comportement redresseur de nos structures. Ceci est validé par le calcul des paramètres électriques des structures présentés dans le tableau V.2 et V.6. En effet, le facteur d'idéalité baisse de 2.18, après 5 min de nitruration (échantillon A_1, δ_{GaN} = 0.7 nm), à 1.43 après 30 min de nitruration (échantillon A_3, δ_{GaN} = 2 nm) pour les échantillons de la 1ère série et de 2.98 après 10 min de nitruration (échantillon B_1, δ_{GaN} = 0.7 nm), à 1.76 après 2 heures de nitruration (échantillon B_2, δ_{GaN} = 2.2 nm) pour les échantillons de la 2ème série. La couche du GaN créé absorbe donc les défauts présents sur la surface du GaAs après le bombardement ionique (1ère série) ou dans le cas d'une interface Au/semi-conducteur détériorée par la diffusion des atomes de l'or dans le semi-conducteur (2ème série). Cet effet n'est pas observé pour les échantillons de la 3ème série (tableau V.6) où les paramètres électriques ne varient pas d'une façon remarquable comme dans le cas des échantillons de la 1ère et la 2ème série. Ceci est confirmé par le calcul des densités des états d'interface des échantillons des trois séries (figure V.18).



(a).



(b).



(c).

Figure V.18 : Effet de l'épaisseur du GaN sur la densité des états d'interface des échantillons nitrurés de

a) la 1ère série, b) 2ème série et c) 3ème série.

La figure V.18 montre que la densité des états d'interface se réduit en augmentant l'épaisseur de la couche nitrurée pour les échantillons nitrurés de la 1ère série (A_1 et A_3) et la 2ème série (B_1 et B_2). Ceci n'est pas observé pour les échantillons nitrurés de la 3ème série (C_1 et C_2) où la densité des états d'interface ne varie pas d'une façon significative en augmentant l'épaisseur de la couche nitrurée.

V.4.2. Effet du recuit :

Il est connu que le recuit thermique des structures mène à la cristallisation des couches amorphes. La couche du GaN créée après le processus de nitruration du GaAs étant de nature amorphe, nous avons donc procédé à effectuer un recuit thermique de 620°C pendant 1 heure afin de la cristalliser et voir par la suite l'effet du recuit sur la qualité électrique des structures fabriquées. Lors du recuit, les couches de GaN cristallisent en un réseau cubique de zinc blende. Cette cristallisation induit des contraintes à l'interface entre le GaN et le GaAs en raison du désaccord de maille de 20% entre les deux matériaux [13]. Ces contraintes créent de nouveaux états d'interface qui dégradent les paramètres électriques comme il est observé dans le tableau V.2. En effet, le facteur d'idéalité augmente après le recuit à 620°C de 1,43 à 2,77 et de 2,18 à 2,86 pour 5 min (échantillon A_2) et 30 min (échantillon A_4) de nitruration, respectivement. Ceci est validé par le calcul des densités des états d'interfaces présenté dans le paragraphe V.1.1. La figure V.19 illustre l'effet du recuit sur la densité des états d'interface des structures fabriquées.

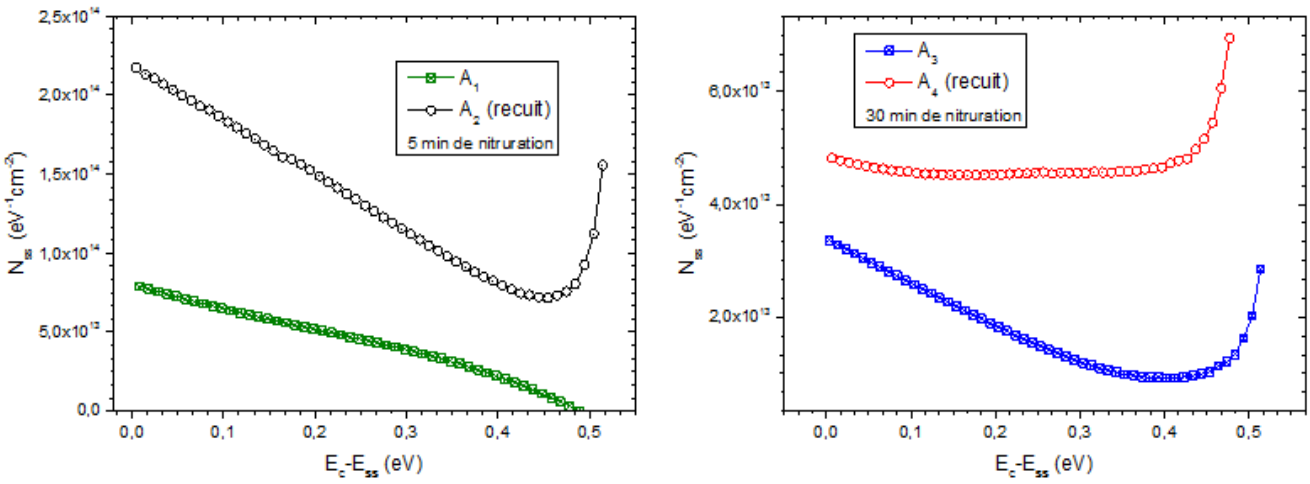


Figure V.19 : Effet du recuit sur la densité des états d'interface

Les échantillons recuits présentent un nombre plus élevé de défauts à l'interface GaN/GaAs et ceci quelle que soit l'épaisseur de la couche GaN.

V.4.3. Impact de l'ordre chronologique des étapes de fabrication :

Les étapes technologiques de fabrication, des diodes Schottky, telles que le dépôt des contacts métalliques et le recuit des contacts ohmiques, ont un grand impact sur la qualité électrique et photoélectrique de ces structures. Nous avons essayé dans ce travail de fabriquer les mêmes structures (2ème et 3ème série) mais en réalisant le contact ohmique AuGe comme la dernière étape de fabrication pour les échantillons de la 2ème série des échantillons et en première étape pour les échantillons de la 3ème série comme le montre la figure V.20.

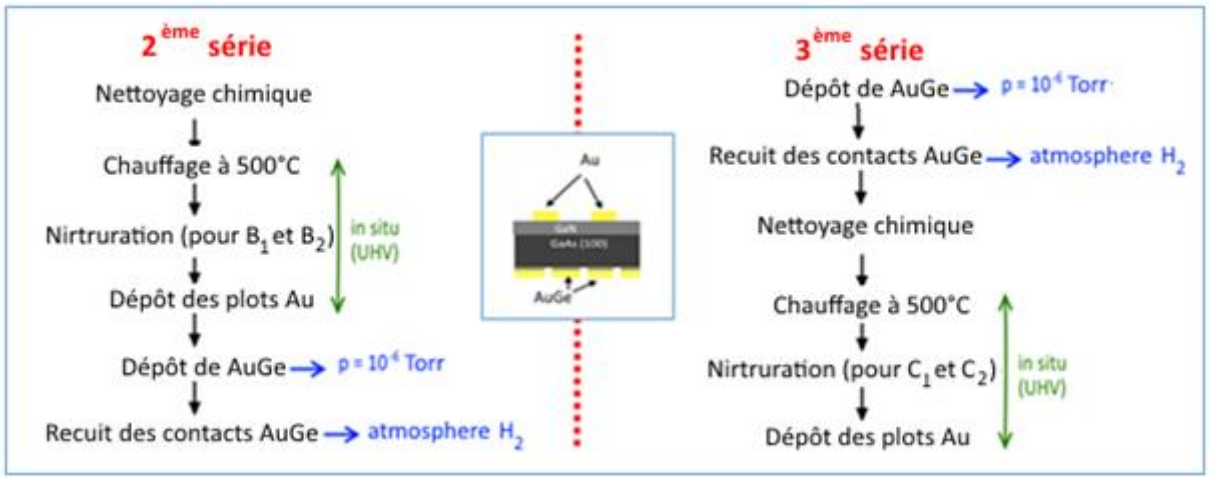


Figure V.20 : Etapes technologiques de fabrication de la 2ème et 3ème série.

Les résultats de caractérisation des échantillons de la 2ème série montrent une dégradation de l'interface Au/semi-conducteur. Les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière varient de 1.43 à 3.51 et 0.52 et 0.71 eV (tableau V.6) respectivement. Cette dégradation est due à la diffusion de l'or (contact Schottky) dans le semi-conducteur durant l'étape du recuit du contact ohmique AuGe à une température de 300°C. Cette dégradation de l'interface Au/semi-conducteur n'est pas observée dans les résultats de caractérisation des échantillons de la 3ème série, où le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière varient entre 1.15 et 1.3 et 0.78 et 0.80 eV (tableau V.6) respectivement. Par contre une légère dégradation du

contact ohmique a été observée pour les échantillons de la 3ème série où la valeur de la résistance série est de 90 Ω pour l'échantillon C_0 (Au/GaAs) comparée à 7 Ω pour l'échantillon B_0 (Au/GaAs). Cette légère dégradation peut être expliquée par le fait que les contacts ohmiques des échantillons de la 3ème série ont été chauffés à 500°C après l'étape de nettoyage chimique ce qui mène à une grande diffusion du contact ohmique arrière AuGe dans le GaAs.

V.5. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des résultats expérimentaux et des interprétations. Plusieurs paramètres électriques et photoélectriques ont été extraits des différentes caractéristiques courant – tension et capacité – tension à l'aide des modèles de caractérisation électriques et la méthode de la tension photoélectrique de surface SPV. Le calcul de ces paramètres nous a permis d'évaluer l'influence des différents processus technologiques de fabrication de ces structures. Nous avons essentiellement mis en évidence l'effet de la couche de GaN et son épaisseur, celui du recuit sur la qualité des diodes Schottky fabriquées à base de GaAs nitruré ainsi que l'impact des étapes technologique de fabrication sur la qualité de ces structures.

L'ensemble des résultats de caractérisation électrique nous permet de conclure que l'épaisseur de la couche nitrurée est un paramètre important, lors de la fabrication des diodes Schottky à base de GaAs nitruré, dans le cas d'une interface Au/GaAs de départ détériorée. La couche de GaN, dans ce cas, joue un rôle dans la reconstruction de l'interface métal/semi-conducteur. Dans le cas d'une bonne interface Au/GaAs de départ, la couche interfaciale de GaN n'apporte pas une amélioration remarquable sur la qualité électrique mais joue un rôle de passivation de la surface de GaAs.

Les résultats trouvés avec la méthode SPV nous amène à dire que la couche interfaciale de GaN joue un rôle dans l'amélioration de la réponse photoélectrique dans le cas d'une structure de départ avec une interface Au/GaAs détériorée. Ceci n'est pas le cas pour des bonne structure Au/GaAs de départ où cette couche interfaciale de GaN est photoélectriquement « transparente ».

Le recuit thermique des structures à base de GaAs nitruré, mène à la restructuration et la cristallisation de la couche de GaN créée. Ceci engendre des défauts à l'interface GaN/GaAs en raison du grand désaccord de maille entre les deux matériaux.

Références :

[1] L.F. Wanger, R.W. Yong, A. Sugerman

IEEE Electron. Dev. Lett. 4 (1983) 320.

[2] K. Ameur

Thèse de Doctorat en Electronique. Université Djillali Liabes, Sidi Bel Abbes (2012).

[3] S. Demirezen, E.Özavcı, Ş. Altındal
Materials Science in Semiconductor Processing 23 (2014) 1–6
[4] A. Tsormpatzoglou, N. A. Hastas, D. H. Tassis, C. A. Dimitriadis, G. Kamarinos, P. Frigeri, S. Franchi, E. Gombia and R. Mosca

Applied Physics Letters 87 (2015), 163109

[5] D. Shaw

Atomic diffusion in semiconductors 1973 NY: Plenum

[6] WILLOUGHBY

Rep. Prog. Phys., Vol. 41 (1978) 1666-1703

[7] D. Korucu, A. Turut, Ş. Altındal

Current Applied Physics. Vol. 13, Iss. 6 (2013) 1101-1108

[8] M. A. Ebeoğlu
Physica B, 403 (2008) 61–66

[9] Z. Benamara, N. Mecirdi, B. Bachir Bouiadjra, L. Bideux, B. Gruzza, C. Robert, M. Miczek, B. Adamowicz

Appl. Surf. Sci. 252 (2006) 7890–7894.

[10] N. Zougagh, Z. Benamara, H. Mazari, N. Benseddik, K. Ameur, G. Monier, L. Bideux, B. Gruzza

Sens. Lett. 9 (2011) 2268–2271.

[11] K. Ameur, H. Mazari, S. Tizi, R. Khelifi, Z. Benamara, N. Benseddik, A. Chaib, N. Zougagh, M. Mostefaoui, L. Bideux, G. Monier, B. Gruzza, C.Robert-Goumet

Sens. Lett. 9 (2011) 2211–2214.

[12] M.A. Ebeoglu

Physica B 403 (2008) 61–66.

[13] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J.L. Labar, M. Menyhard Surf. Sci. 606 (13–14) (2012) 1093–1099.

Conclusion Générale

Le but de cette étude était de caractériser électriquement et photoélectriquement des diodes Schottky fabriquées à base de GaAs nitruré. L'intérêt de cette étude était de mettre en évidence l'effet de la couche interfaciale de GaN, l'effet du recuit thermique et l'impact des étapes technologiques de fabrication sur la qualité électrique des structures Au/GaAs et Au/GaN/GaAs.

Plusieurs paramètres ont été varié lors de la fabrication des structures étudiées, tels que la méthode de nettoyage du substrat GaAs, la source de nitruration, le recuit thermique, le contact ohmique et l'ordre chronologique des étapes de fabrication. L'élaboration de ces structures a été contrôlée par un suivi spectroscopique XPS (spectroscopie des photoélectrons X) après chaque étape afin d'obtenir les surfaces et les interfaces souhaitées.

Les structures élaborées ont été testées électriquement à l'obscurité avec des mesures I(V) et C(V). Ces mesures ont permis la détermination des paramètres électriques de ces structures tels que le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s, la hauteur de barrière ϕ_b, la résistance série R_s, la tension de diffusion V_d et le dopage N_d. Des mesures C-V-f et G-V-f ont été effectuées sur une structure Au/GaN/GaAs afin de déterminer l'effet de la résistance série sur les autres paramètres électriques de cette structure.

Afin de tester photoélectriquement nos structures, nous avons effectué des mesures I(V) sous éclairement par un laser d'une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et d'une puissance de sortie P = 100 mW. Ces mesures nous ont permis d'extraire expérimentalement la tension photoélectrique de surface SPV de ces structures. Les courbes SPV expérimentales ont été ajustées avec des courbes SPV calculées, à l'aide du programme de simulation que nous avons établi, afin d'estimer la densité des états d'interface Nss et l'excès de concentration δn des structures étudiées.

Nous pouvons conclure à partir des résultats expérimentaux des trois séries d'échantillons que :

- Pour la 1ère série, la structure qui présente la meilleure qualité électrique est l'échantillon A_3 (2 nm de GaN, non recuit). Malgré cela, la valeur trouvée du facteur d'idéalité pour cet échantillon (1.43) reste assez élevée. Le processus de fabrication utilisé pour la 1ère série permet donc de réaliser des structures Au/GaAs et Au/GaN/GaAs sans oxygène à l'interface métal/semi-conducteur mais engendre une

amorphisation de la surface ce qui entraine la détérioration de la qualité électrique des structures fabriquées.

- Le recuit thermique des structures à base de GaAs nitruré entraine la cristallisation de la couche interfaciale de GaN ce qui crée des défauts à l'interface GaN/GaAs en raison du grand désaccord de maille (20%) entre les deux matériaux.
- La couche interfaciale de GaN joue un rôle dans l'amélioration de la qualité électrique et de la réponse photoélectrique dans le cas d'une structure de départ avec une interface Au/GaAs détériorée par l'étape du nettoyage ou par la diffusion du contact métallique dans le GaAs. Ceci n'est pas le cas pour les structures Au/GaAs interessantes de départ où cette couche interfaciale de GaN est photoélectriquement « transparente » et joue un rôle plutôt dans la protection et la passivation de la surface de GaAs.

Cette étude nous a aidé à comprendre l'effet de la nitruration sur la qualité électrique et photoélectrique des diodes Schottky Au/GaAs. Nous avons aussi contribué à l'amélioration du processus d'élaboration de ces structures.

Finalement, la recherche dans ce domaine est vaste et nous n'avons fait qu'efflorer une partie des aspects de la nitruration des matériaux III-V dans cette thèse.

En perspective, nous pouvons compléter cette étude en apportant plus d'informations sur les phénomènes physiques liés aux composants électroniques fabriqués à base de matériaux III-V nitruré, en :

- Effectuant des mesures I(V) et C(V) en fonction de la température sur les mêmes structures étudiées dans cette thèse.
- Testant ces structures en tant que photodiodes.
- En contribuant d'avantage à l'amélioration des techniques d'élaboration.

Annexe :

Propriétés générales du GaN

Le GaN se présente principalement sous deux phases cristallines : la structure wurtzite (hexagonale) et la structure blende de zinc (cubique) [1].
L'arrangement des atomes dans la maille de chacune des deux structures est représenté sur la figure A.1.

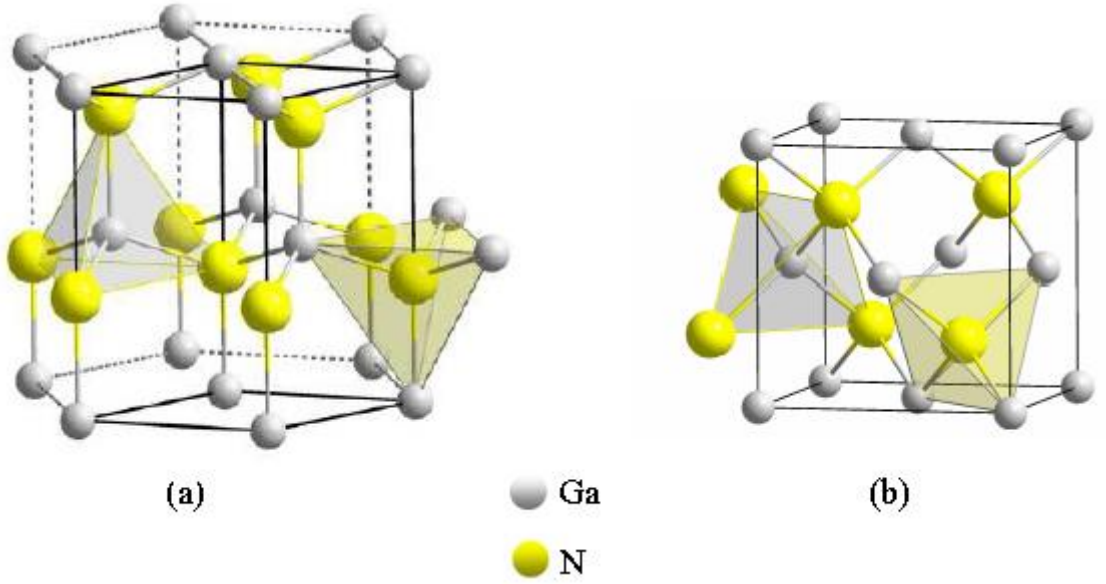


Figure A.1: Structure cristalline des matériaux nitrurés [2].
a)- Structure hexagonale. b)- Structure blende de zinc.

La structure wurtzite [3] présente une symétrie hexagonale avec un paramètre de maille "c" correspondant à la hauteur du prisme et un paramètre de maille "a" correspondant au côté de l'hexagone de base. Cette structure appartient au groupe d'espace $P6_3mc$ [3] et résulte d'un empilement de couches compactes de type ABAB selon la direction [0001] (voir figure A.1.a). Le réseau cristallin complet peut être représenté par deux réseaux hexagonaux compacts décalés de (0 0 0 3/8c), un réseau constitué d'atomes d'éléments du groupe III (gallium) interpénétrant un même réseau constitué d'atomes d'azote.
La structure blende de zinc présente une symétrie cubique appartenant au groupe d'espace F43m [11]. Elle peut être représentée sous forme de deux réseaux cubiques faces centrées, l'un occupé par des atomes du Gallium et l'autre par des atomes d'azote, décalés de (1/4a 1/4a 1/4a). Cette structure est obtenue par un empilement de plans compacts de type ABCAB [3] selon la direction [111] (voir figure A.2).

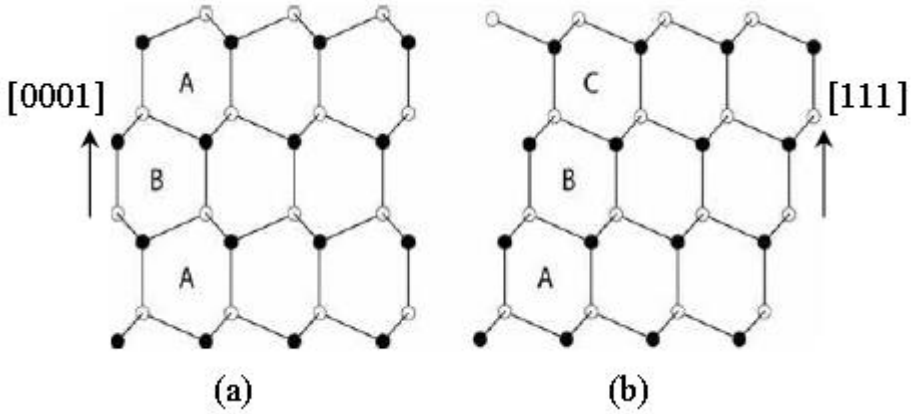


Figure A.2: Séquence d'empilement des couches compactes [3].
a)- Plans (0001) hexagonaux (azimut [1120]).
b)- Plans (111) blende de zinc équivalents (azimut [110]).

Il est donc important de connaître le coefficient de dilatation thermique du réseau cristallin du matériau. Pour les nitrures en phase cubique, il n'existe pas à l'heure actuelle des mesures expérimentales de ce paramètre. Cependant, si on considère que la longueur des liaisons des deux phases est semblable, on peut supposer que la valeur du matériau en phase hexagonal est aussi valable pour les nitrures en phase cubique. Le tableau III.3 indique le paramètre de maille et le coefficient de dilatation thermique du GaN.

	Paramètre de réseau (Å)	**Coefficient de dilatation thermique ($\times 10^{-6}$ K^{-1})**
GaN structure wurtzite	a =3.189 c = 5.185	$\delta a/a$ = 5.59 $\delta c/c$ = 3.17
GaN structure cubique	a = 4.52	non déterminé

Tableau A.1: Paramètre de maille et coefficient de dilatation thermique du GaN [4]

Une propriété électrique importante dans les semi-conducteurs est la capacité de déplacement des électrons sous l'effet d'un champ électrique, appelée mobilité électronique. La mobilité électronique dépend fortement de la qualité cristallographique du matériau. La mobilité du GaN peut atteindre 1000 $cm^2/V.s$ [5].

Les substrats utilisés pour la croissance du GaN :

Jusqu' à présent, il n'existe pas de substrat adapté à la croissance du GaN, qui soit en bon accord de maille. Cependant, on réalise des couches de GaN sur des substrats comme le saphir ou le GaAs. Des couches fines de GaN de structure blende de zinc ont été stabilisées par croissance sur des substrats cubiques tels que le GaAs. Dans ces conditions, la tendance naturelle du GaN à cristalliser dans la structure wurtzite est dominée par la compatibilité topologique entre le substrat et la couche.

La majorité des couches de GaN élaborées à l'heure actuelle sont déposées sur substrat saphir. Ce substrat présente les avantages d'un coût relativement faible et surtout d'une grande stabilité en température, mais les inconvénients d'être un isolant électrique et thermique. Le substrat le plus utilisé pour la croissance de GaN est l'arsenic de gallium GaAs, malgré le désaccord de maille qui est très important (de l'ordre de 20 %) [6, 7].

Le tableau A.2 rassemble les substrats les plus couramment utilisés pour la croissance du GaN, ainsi que les paramètres de maille obtenus pour chaque poly type et le facteur de dilatation entre le GaN et le substrat.

GaN hexagonal			
Matériau	Structure cristalline.	Paramètre de maille (Å)	Coefficient de dilatation thermique ($\Delta a/a$; $\Delta c/c$) ($x10^{-6} k^{-1}$)
Saphir (Al_2O_3)	Hexagonale	a=4.758 ; c=12.99	a=7.5 ; c=8.5
6H SiC	Wurtzite	a=3.08 ; c=15.12	a=4.2 ; c=4.68
Si (111) (100)	Cubique	a=5.4301	a=3.59
GaAs (111) (100)	Cubique	a=5.6533	a=6
ZnO	Wurtzite	a=3.250 ; c=5.213	a=8.25 ; c=4.75
AlN (couche tampon)	Wurtzite	a=3.112 ; c=4.982	a = 4.2 ; c =5.3
GaN cubique			
Matériau	Structure cristalline.	Paramètre de maille (Å)	Coefficient de dilatation thermique ($\Delta a/a$; $\Delta c/c$) ($x10^{-6} k^{-1}$)
3 C SiC	Cubique	a=4.36	a ≅5
Si (100)	Cubique	a=5.4301	a =3.59
GaAs (100)	Cubique	a=5.6533	a = 6
MgO	Cubique	a=4.126	a =10.5

Tableau A.2 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique autour de 300°C des substrats les plus employés pour la croissance de GaN.

Références :

[1] K. Ameur

Thèse de Doctorat en Electronique. Université Djillali Liabes, Sidi Bel Abbes (2012).

[2] Solid State

Crystal wurtzite structure with coordination polyhedra

[3] F. Guillot,

Thèse de docteur de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I, (2007).

[4] F. Languy,

Mémoire de fin d'études en Sciences Physiques, Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix, Madrid, (2007).

[5] V. W. L. Chin, T. L. Tansley, T. Osotchan,

J. Appl. Phys. 75, 11 (1994).

[6] Y. Ould-Metidji.

Thèse de docteur d'université. Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, N° d'ordre : 1382 (2002).

[7] A. Philipe

Thèse de docteur d'université, Institut des sciences appliquées de Lyon (1999).

Publications

Superlattices and Microstructures 83 (2015) 827–833

Contents lists available at ScienceDirect

Superlattices and Microstructures

journal homepage: www.elsevier.com/locate/superlattices

Effects of the GaN layers and the annealing on the electrical properties in the Schottky diodes based on nitrated GaAs

A.H. Kacha [a,*], B. Akkal [a], Z. Benamara [a], M. Amrani [a], A. Rabhi [a], G. Monier [b,c], C. Robert-Goumet [b,c], L. Bideux [b,c], B. Gruzza [b,c]

[a] Laboratoire de Micro-électronique Appliquée, Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, 22000 Sidi Bel Abbès, Algeria
[b] Université Clermont Auvergne, Université Blaise Pascal, Institut Pascal, BP 10448, F-63000 Clermont-Ferrand, France
[c] CNRS, UMR 6602, IP, F-63171 Aubière, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 8 January 2015
Received in revised form 26 March 2015
Accepted 17 April 2015
Available online 25 April 2015

Keywords:
GaAs
GaN
Nitridation
Schottky diode
Passivation

ABSTRACT

This work attempts to characterize the Au/GaN/GaAs Schottky diode. The thin GaN film is realized by nitridation of GaAs substrates with different thicknesses (0.7–2.2 nm). We propose a study of the electrical quality of the components after the elaboration of the Au/GaN/GaAs systems; first without annealing and the second with annealing at 620 °C. Analysis of the current voltage *I–V* and capacitance voltage *C–V* characteristics of the Au/heated GaN/GaAs and Au/GaN/GaAs samples with 2.2 nm of GaN thickness allows the determination of the electrical parameter variations. Then, the ideality factor increases after the annealing at 620 °C and becomes equal to 2.86 and 2.77 for the 5 min and 30 min of nitridation, respectively. The calculated states density N_{ss} shows less defects and traps in the Au/GaN/GaAs structure (not heated). It is seen that the electrical parameters of the Au/heated GaN/GaAs diode are significantly different from the conventional Au/GaAs Schottky diode. The improvement of the parameters may be attributed to the passivation of the GaAs surface with the formation of the GaN interfacial layer.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

* Corresponding author.
E-mail address: arslane_k@hotmail.com (A.H. Kacha).

http://dx.doi.org/10.1016/j.spmi.2015.04.017
0749-6036/© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The GaAs substrate and its related compounds have potential application for high speed and low power devices. The fabrication of high quality Schottky barrier with low leakage currents and high barrier height is essential to most of these devices. In general, the performance and reliability of Schottky diode is drastically influenced by the interface quality between the deposited metal and the semiconductor surface. The GaAs substrate having a thin native oxide on its surface induces a very large surface state density. The surface states act as recombination generation centers that cause a reduction of carrier lifetime and an increase of the device noise and of the leakage currents. The use of gallium nitride (GaN) as an alternative interlayer for stable passivation of gallium arsenide (GaAs) surface is investigated. GaN is chemically stable compound semiconductor with a wide direct band gap (3.4 eV), high breakdown electrical field and high electron saturation velocity. Moreover GaN has unique applications in high brightness blue and green light emitting diodes, UV detectors and blue laser diodes [1,2].

We propose a study of the electrical quality of elaborated components after Au/GaN/GaAs interface creation. Then, the thin GaN film is realized by nitridation of GaAs substrates with different thickness and conditions of nitridation (duration, annealing...). In this aim, we have used a singular glow discharge source (GDS) in a UHV chamber.

The electrical characterization is realized, then, the current versus bias voltage $I(V)$ and capacitance versus bias voltage $C(V)$ curves are plotted for different structures.

The analysis of these characteristics of the Au/GaN/GaAs diodes allows the determination of the electrical parameters as the saturation current, the ideality factor, states densities, etc. These results are compared with those obtained for Au/GaAs structure.

2. Experimental part

The commercially available GaAs (0 0 1) wafers are *n* type with concentration $N_D = 4.9 \times 10^{15}$ cm^{-3}. The cleaning procedure of the samples consists of 3 steps as follows:

Step 1: chemical cleaning subsequently in H_2SO_4, deionized water, cold and hot methanol all combined with ultrasounds, finally drying in N_2.
Step 2: Ar^+ ion bombardment (ion energy: 1 keV, sample current: 5 μA/cm^2, time: 1 h) in UHV chamber.
Step 3: sample heating at 500 °C in UHV chamber.

A singular glow discharge source (GDS) described in detail elsewhere [3] was used for the nitridation. In this kind of nitrogen cell which presents the particularity of working at low power (5–10 W) continuous plasma was produced by a high voltage (about 2.5 kV) and a majority of N atomic species were created (nitrogen pressure: 1×10^{-2} Pa, sample current: 1.0 μA/cm^2). Nitridation was made at a power range of 5 W during 5 and 30 min in the same UHV chamber of steps 2 and 3. The sample temperature was kept at 500 °C during the nitridation. *In situ* annealing was then realized at a temperature of 620 °C during one hour.

All the samples were analyzed *in situ* by XPS. These experiments were carried out in an UHV chamber equipped with an XPS system (dual anode Al–Mg X-ray source and hemispherical electron energy analyzer OMICRON EA125). Mg Kα source (1253.6 eV) at an incident angle of 55°, normal detection and pass energy of the analyzer equal to 20 eV were used for analysis. Estimation of the created GaN thickness was made using models described elsewhere [4].

Conditions of nitridation, annealing and estimations of created GaN thicknesses on GaAs are summarized in Table 1.

After the nitridation steps, *in situ* deposition of a 750 μm-diameter and 100 nm-thick Au dot was realized. Then, after removing the sample from the UHV chamber, Tin was deposited on the back face with N_4HCl in order to improve the quality of the Ohmic contacts. The sample was heated to a temperature of 350 °C during 5 min to allow the diffusion of Tin in GaAs.

Table 1
Conditions of nitridation and annealing and estimations of created GaN thickness.

	Nitridation time (min)	Annealing	GaN thickness (nm)
Sample 1	0	–	0
Sample 2	5	–	0.8
Sample 3	5	620 °C	0.7
Sample 4	30	–	2.2
Sample 5	30	620 °C	2

Then these structures were electrically tested. The measurements of current versus bias voltage $I(V)$ were obtained using an HP Semiconductor Parameters Analyzer 4155B. The measurements of the capacitance versus bias voltage $C(V)$ were recorded using a KEITHLEY test system (590 CVAnalyser) at a high frequency of 1 MHz.

3. Results

Fig. 1 illustrates $I(V)$ curves in forward and reverse modes for the different samples. Note that the current gain characteristics change depending on the thickness of the nitride layer and on the annealing treatment. A first observation of Fig. 1 shows that sample 1 has very high reverse current in comparison with the other samples. This can be explained by the fact that there is creation of Ga metallic atoms on the GaAs surface after the cleaning process [5] which induce a better conductance. The gradual shift of the current–voltage $I(V)$ curves toward a higher voltage is observed with increase of the thickness of the GaN interfacial layers (Samples 2 and 4).

For deeper interpretation, some modeling of the $I(V)$ curves could be made. The thermionic emission current of a real Schottky diode is given by [6] the following:

$$I_{th} = I_s\left(e^{\frac{q(V-R_sI_{th})}{nkT}}\right) \quad \text{for } V > 3kT/q \tag{1}$$

where V is the applied voltage drop across the semiconductor surface depletion layer, q is the electron charge, k the Boltzmann constant, n the ideality factor, R_s the series resistance and I_s, the saturation current density. The saturation current density can be expressed by [7] the following:

$$I_s = A * T^2 e^{\frac{-q\phi_{Bno}}{kT}} \tag{2}$$

where T, Φ_{Bno}, A^*, are the temperature in Kelvin, the barrier height at zero bias and the effective Richardson constant which is equal to 8.78 A cm^{-2} K^{-2} respectively [8].

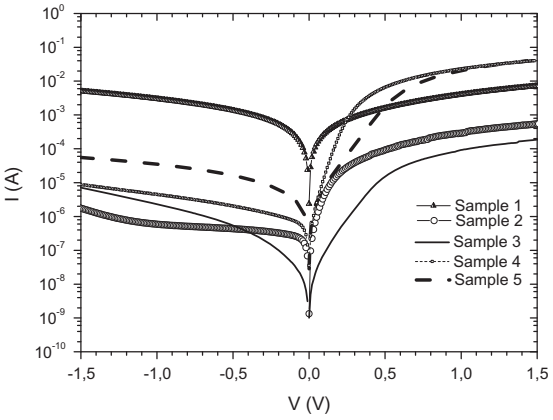


Fig. 1. $I(V)$ characteristic of the Au/GaAs and Au/GaN/GaAs Schottky diodes.

The $\ln(I) = f(V)$ evolution is shown in Fig. 2. Note that each characteristic presents two linear zones for $V > 3kT/q$. The straight slope fitting of the first zone gives the mean value of the ideality factor n. The saturation current I_s is defined as the intersection between the interpolated straight lines of the first region with the currents axis. Then, the I_s obtained value allows to determine the barrier height Φ_{Bno} thanks to the Eq. (2). Note also that, due to the very thin thickness of the GaN over-layer, the bias voltage V can be considered to be equal to the voltage applied to the GaAs surface depletion zone for low current. In this particular case, one can only consider the influence of the interfacial state density N_{ss} on the real $I(V)$ characteristics [9]. Thus, the series resistance R_s can be estimated from the linear part of the $\ln(I) = f(V)$ characteristic. R_s is defined as the gradient of this linear part. Thus, from this method, the Schottky diode parameters of the samples 1–5 are determined and reported in Table 2.

For a MIS structure with interface states entirely governed by the semiconductor, the expression of the interface state density is [10,11]:

$$N_{ss} = \frac{1}{q}\left[\frac{\varepsilon_i}{\delta}(n-1) - \frac{\varepsilon_s}{W}\right] \tag{3}$$

where ε_i, ε_s, δ and W are the interfacial layer permittivity, the semiconductor permittivity, the thickness of the interfacial layer and the depletion zone width respectively. W is deduced from the experimental $C(V)$ curves.

The states density N_{ss} can be estimated using the values of n, the variation of the depletion width $W(V)$ and $\delta = (0.7 \text{ or } 2)$ nm. In Fig. 3, we have plotted $N_{ss} = f(E_c - E_{ss})$ using the following equation [12,13]:

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_{Bno} - V) \tag{4}$$

where E_{ss} is the interface state energies compared to the conduction band edge E_c at the GaAs surface.

After 30 min of nitridation (Sample 4), the interface state density has changed from $9.54 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-2}\ \text{eV}^{-1}$ in $(E_c - 0.38)$ eV to $1.27 \times 10^{14}\ \text{cm}^{-2}\ \text{eV}^{-1}$ at about the same position for Au/GaAs (Sample 1). The values of N_{ss} decrease with increasing of GaN thickness, this phenomenon is a result of restructuring and proceeding of the metal–semiconductor interface under the effect of formation of the GaN interfacial layer. Then we can deduce that this GaN film passivates the GaAs substrate.

The $C^{-2}(V)$ characteristics measured at a frequency of 1 MHz presented in Fig. 4 are. Fanash [14] has shown that when the semiconductor entirely governs the populations of interface states and when the frequency is sufficiently high as these states cannot follow the ac signal, the slope of the $C^{-2}(V)$ curve is given by the following:

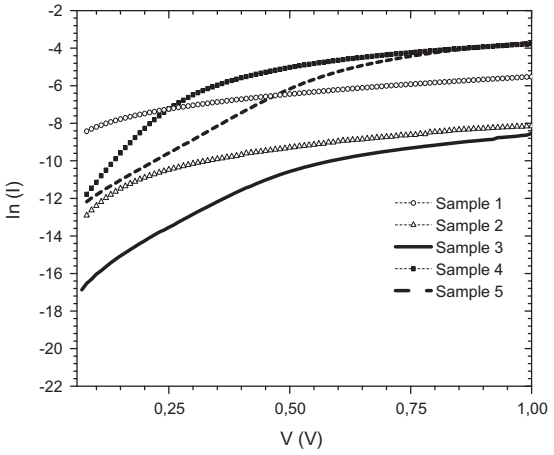


Fig. 2. Variations of $\ln(I)$ with bias voltage of the Au/GaAs and Au/GaN/GaAs Schottky diodes.

Table 2
Experimental parameters obtained from *I*(*V*) measurements on Au/GaAs and Au/GaN/GaAs structures.

	Sample 1	Sample 2	Sample 3	Sample 4	Sample 5
I_s (A)	7.19×10^{-5}	6.90×10^{-7}	3.99×10^{-8}	1.06×10^{-6}	2.02×10^{-6}
n	3.06	2.18	2.86	1.43	2.77
Φ_{Bno} (V)	0.45	0.57	0.64	0.56	0.54
R_s (Ω)	2.25×10^3	2.62×10^3	1.98×10^3	24.23	14.15

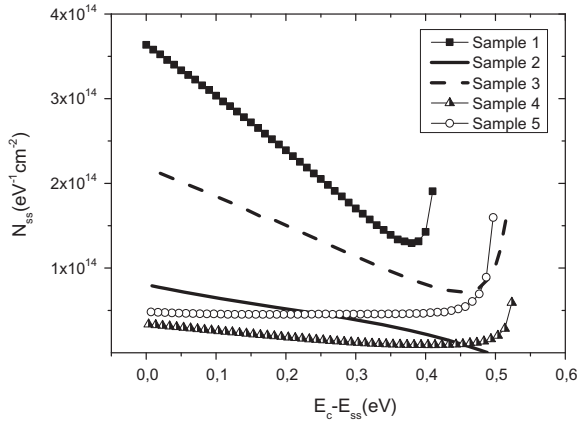


Fig. 3. Distribution of state density in the band gap.

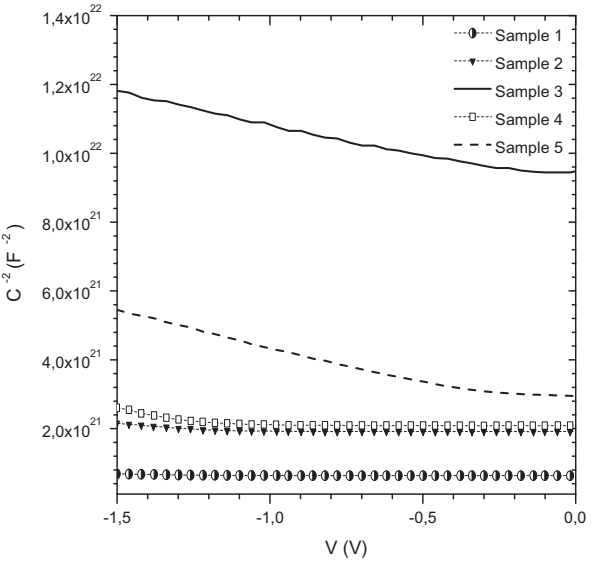


Fig. 4. $C^{-2}(V)$ characteristics.

$$\frac{dC^{-2}(V)}{dV_G} = \frac{2}{q\varepsilon_s S^2}\left[\frac{1}{N_d(1+\alpha)}\right] \tag{5}$$

where S is the contact area and the parameter α is given by [15] the following:

$$\alpha = \frac{qN_{ss}\delta}{\varepsilon_i} \tag{6}$$

The intersection of the $C^{-2}(V)$ straight line extrapolation with the voltage axis is given by the following:

$$V_0 = (V_d - kT/q)(1+\alpha) \tag{7}$$

The flat band barrier height Φ_{BF} is extracted from the built in potential V_d using the standard equation:

$$\Phi_{BF} = V_d + \frac{kT}{q}\ln\frac{N_c}{N_d} \tag{8}$$

where N_c is the state effective density in the conduction band and N_d is the donor concentration.

Substituting the mean interfacial states density N_{ss} in Eq. (6), we can determine the value of α.

Taking the slope of the $C^{-2}(V)$ straight line (see Fig. 4) and the intersection with the voltage axis, and using Eqs. (5) and (7) the N_d concentration and the diffusion potential V_d can be evaluated.

The electrical parameters from the $C(V)$ curves are given in Table 3.

The barrier height evaluated from $I(V)$ characteristics is lower than that obtained from $C(V)$ characteristics. This difference has been attributed to image force due to current flow across the barrier. Another possibility is observed, the ideality factor n is greater than 1 and this is an indication that thermionic emission is not the only operative mechanism for current flow and is usually attributed to a Schottky barrier height which is bias dependent [16]. Sheu et al. [17] analyzed the structural properties of Au/GaN contacts by X-ray diffraction measurements. They have observed that the formation of Au–Ga compounds at the Au/GaN interface due to high temperature thermal annealing could reduce the Schottky barrier height, yielding a large reverse leakage current. These results are in a good agreement with those obtained with our samples.

4. Discussion

The electrical parameters evaluated from $I(V)$ measurements show a large ideality factor (3.06) and a high saturation current (7.19×10^{-5} A) for the sample 1 whereas the electrical parameters obtained by other authors on the Au/GaAs structure are highly better [18]. This difference can be explained by the step 2 of the sample preparation which involves an Ar^+ ion sample etching. Indeed, this bombardment induces a big impact on the GaAs surface as it is described by some authors [19]. These induced defects and traps are a source of many interface states which will block the surface recombination and thus degrade the quality of the Schottky diode. This result is supported by the state density calculation N_{ss} showing that the sample 1 presents a high number of defects and traps.

After 5 min of nitridation (sample 2), the electrical parameters become better as the ideality factor decreases to 2.18 and the saturation current to 6.90×10^{-7} A. The ideality factor is further improved after 30 min of nitridation to 1.43 (sample 4). N_{ss} calculations (Fig. 3) show less defects and traps in the Au/GaN/GaAs structure than in the Au/GaAs structure. Furthermore, the state density in the band gap is widely reduced with the increasing of the nitridation thickness from 5 min (sample 2) to 30 min

Table 3
Experimental parameters extracted from $C(V)$ curves.

	Sample 1	Sample 2	Sample 3	Sample 4	Sample 5
N_d (cm^{-3})	2.38×10^{14}	2.20×10^{14}	1.50×10^{14}	5.50×10^{14}	3.18×10^{14}
V_d (V)	0.46	0.47	0.32	0.48	0.34
Φ_{BF} (V)	0.67	0.71	0.62	0.65	0.56

(sample 4) of nitridation. These results might be explained by the fact that the nitridation of the GaAs occurs in the near-surface impacted by the Ar^+ bombardment. In fact, the nitridation modifies the unstructured part of the GaAs surface by replacing As atoms by N atoms to form GaN [20] removing by this way numbers of interface states. Thus the formation of the GaN layer leads to a better Schottky diode.

Moreover, the presence of Au/GaN/GaAs regions with higher barrier heights than those observed in Au/GaAs could be attributed to the formation of interface dipoles during the nitridation process. Indeed, the different electro-negativities of GaAs and GaN [4] allow a charge transfer between the GaAs and the GaN/GaAs interface during the formation of the interface bonds [17]. The final result is a local modification of the surface potential that affects the band bending of the unmodified domains.

During the annealing, the GaN layers crystallize in a Zinc Blende cubic lattice [4]. This crystallization will induce some constraints at the interface between the GaN and the GaAs due to the high mismatch lattice parameter of 20%. These constraints create new interface states which will degrade the electrical parameters as it is observed in Table 2. Indeed the ideality factor increases after the annealing at 620 °C to become 2.86 and 2.77 for the 5 min (sample 3) and 30 min (sample 5) of nitridation respectively.

5. Conclusion

The article presents an electrical study of Au/GaAs and Au/heated GaN/GaAs systems. The electrical parameters of barrier height Φ_{Bn}, ideality factor n, and interface state density N_{ss} for this diode have been calculated by the $I(V)$ and $C(V)$ measurements.

The $I(V)$ curves are not ideal and the ideality factor is controlled by the interfacial density of states.

The state density in the band gap is widely reduced with increasing of the nitridation thickness from 5 min (sample 2) to 30 min (sample 4) of nitridation. This decrease in the interface state density may be attributed to the passivation of GaAs surface with the formation of the GaN interfacial layer.

It was observed that the formation of Au–Ga compounds at the Au/GaN interface due to high temperature thermal annealing could reduce the Schottky barrier height yielding a large reverse leakage current.

References

[1] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) 3976.
[2] D. Walker, A. Saxler, P. Kung, X. Zhang, M. Hamilton, J. Diaz, M. Razeghi, J. Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 3303.
[3] V. Matolın, S. Fabík, J. Glosık, L. Bideux, Y. Ould-Metidji, B. Gruzza, Vacuum 76 (2004) 471.
[4] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J.L. Lábár, M. Menyhárd, Surf. Sci. 606 (13–14) (2012) 1093–1099.
[5] L. Bideux, G. Monier, V. Matolin, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, Appl. Surf. Sci. 254 (13) (2008) 4150–4153. 2008.
[6] V.R. Reddy, C.K. Ramesha, C.J. Choi, Phys. Status Solidi (A) 203–622 (2006).
[7] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, second ed., Wiley, New York, 1981. p. 245.
[8] A. Singh, Solid State Electron. 26 (1983) 815.
[9] L.F. Wanger, R.W. Yong, A. Sugerman, IEEE Electron. Dev. Lett. 4 (1983) 320.
[10] B. Akkal, Z. Benamara, M. Chellali, H. Sehil, B. Gruzza, Mater. Sci. Forum 173 (1995) 279.
[11] B. Akkal, Z. Benamara, L. Bideux, B. Gruzza, Microelectron. J. 30 (1999) 673–678.
[12] H.C. Card, E.H. Rhoderik, J. Appl. Phys. 4 (1971) 1589.
[13] C. Barret, A. Vapaille, Solid State Electron. 19 (1976) 73.
[14] S.J. Fonash, J. Appl. Phys. 54 (1983) 1966.
[15] I. Balberg, J. Appl. Phys. 58 (1985) 2603.
[16] Z. Benamara, B. Akkal, A. Talbi, B. Gruzza, Mater. Sci. Eng., C 26 (2006) 519–522.
[17] J.K. Sheu, Y.K. Su, G.C. Wang, E.K. Lin, C.Y. Chen, C.N. Huang, J.M. Hong, Y.C. Ya, C.W. Wang, E.K. Lin, Appl. Phys. Lett. 83 (1998) 3172.
[18] M. Ambrico, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, T. Ligonzo, L. Schiavulli, I. Farella, V. Augelli, Solid State Electron. 49 (2005) 413–419.
[19] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J.L. Lábár, M. Menyhárd, Surf. Sci. 606 (2012) 1093–1099.
[20] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, E.A. Irene, Phys. Rev. B 58 (1998) 15878.



Molecular Crystals and Liquid Crystals

ISSN: 1542-1406 (Print) 1563-5287 (Online) Journal homepage: http://www.tandfonline.com/loi/gmcl20

Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method

A. H. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara, C. Robert-Goumet, G. Monier & B. Gruzza

To cite this article: A. H. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara, C. Robert-Goumet, G. Monier & B. Gruzza (2016) Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method, Molecular Crystals and Liquid Crystals, 627:1, 66-73, DOI: 10.1080/15421406.2015.1137114

To link to this article: http://dx.doi.org/10.1080/15421406.2015.1137114

Published online: 13 May 2016.

Submit your article to this journal

Article views: 4

View related articles

View Crossmark data

Full Terms & Conditions of access and use can be found at
http://www.tandfonline.com/action/journalInformation?journalCode=gmcl20

Download by: [arslane hatem kacha] **Date:** 17 May 2016, At: 01:28

MOL. CRYST. LIQ. CRYST.
2016, VOL. 627, 66–73
http://dx.doi.org/10.1080/15421406.2015.1137114

Taylor & Francis
Taylor & Francis Group

Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method

A. H. Kacha[a], B. Akkal[a], Z. Benamara[a], C. Robert-Goumet[b], G. Monier[b], and B. Gruzza[b]

[a]Laboratoire de Micro-électronique Appliquée, Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, Sidi Bel Abbès, Algeria; [b]Laboratoire des Sciences des Matériaux pour l'Electronique et d'Automatique, Université Blaise Pascal de Clermont II, Aubière, France

ABSTRACT

The effects of surface preparation and illumination on electric parameters of Au/GaN/GaAs Schottky diode were investigated. The thin GaN film is realized by nitridation of GaAs substrates with different thicknesses of GaN layers (0.7 – 2.2 nm). In order to study the electrical characteristics under illumination, we use an He-Ne laser of 632 nm wavelength. The I(V) current- voltage, the surface photovltage SPV measurement were plotted and analysed taking into consideration the influence of charge exchange between a continuum of the surface states and the semiconductor. The barrier height Φ_{Bn}, the serial resistance R_s and the ideality factor n are respectively equal to 0.66 eV, 1980 Ω, 2.75 under dark and to 0.65 eV, 1160 Ω, 2.74 under illumination for simple 1 (GaN theckness of 0.7 nm). The interface states density N_{ss} in the gap and the excess of concentration δn are determined by fitting the experimental curves of the surface photovltage SPV with the theoretical ones and are equal to 4.5×10^{12} eV^{-1} cm^{-2}, 5×10^{7} cm^{-3}, respectively, for sample 1 and 3.5×10^{12} eV^{-1} cm^{-2}, 7×10^{8} cm^{-3} for sample 2 (GaN theckness of 2 nm). The results confirm that the surface photovoltage is an efficient method for optical and electrical characterizations.

KEYWORDS

SPV; laser; Nitridation; Characterization

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

1. Introduction

The surface state density (SSD) and the barrier height (BH) of the MIS Schottky diode are important parameters, which influence the performance of devices. We have several methods for measuring the SSD such as the current – voltage, capacitance - voltage [1] and surface photovoltage SPV method. The surface photovoltage was first introduced by A. M. Goodman in 1961 [2] for measuring minority carrier diffusion lengths in extrinsic semiconductors. In surface photovoltage one measures the change in the surface potential due to optically excited electron hole pair generation under periodic illumination and subsequent carrier redistribution and/or recombination in the surface states [3]. The surface photovoltage has emerged as a powerful method to study surface states, heterojunction, quantum well, and other nanostructures.

The propose of this paper is to characterize the interface states in Au/GaN/GaAs Schottky diode using the surface photovoltage method.

CONTACT A. H. Kacha arslane_k@hotmail.com Laboratoire de Micro-electronique Appliquee, Universite Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, 22000, Sidi Bel Abbes, Algeria

Color versions of one or more of the figures in the article can be found online at www.tandfonline.com/GMCL.

© 2016 Taylor & Francis Group, LLC

Table 1. Conditions of elaboration and estimations of created GaN thickness.

	Nitridation time	GaN thickness
Sample 1	5 min	0.7 nm
Sample 2	30 min	2.2 nm

2. Experimental part

The commercially available GaAs (001) wafers are n-type with concentration $N_D = 4.9\times10^{15}cm^{-3}$. The cleaning procedure of the samples consists of 3 steps:

Step 1: chemical cleaning subsequently in H_2SO_4, deionized water, cold and hot methanol all combined with ultrasounds, finally drying in N_2,
Step 2: Ar^+ ion bombardment (ion energy: 1 keV, sample current: 5 $\mu A/cm^2$, time: 1 h) in UHV chamber,
Step 3: sample heating at 500°C in UHV chamber.

A singular glow discharge source (GDS) described in detail elsewhere [4] was used for the nitridation. In this kind of nitrogen cell which presents the particularity of working at low power (5–10 W) continuous plasma was produced by a high voltage (about 2.5 kV) and a majority of N atomic species were created (nitrogen pressure: 1×10^{-2} Pa, sample current: 1.0 μAcm^{-2}). Nitridation was made at a power range of 5 W during 5 and 30 min in the same UHV chamber of steps 2 and 3. The sample temperature was kept at 500°C during the nitridation.

All the samples were analyzed *in situ* by XPS. These experiments were carried out in an UHV chamber equipped with an XPS system (dual anode Al–Mg X-ray source and hemispherical electron energy analyzer OMICRON EA125). Mg Kα source (1253.6 eV) at an incident angle of 55°, normal detection and pass energy of the analyzer equal to 20 eV were used for analysis. Estimation of the created GaN thickness was made using models described elsewhere [5].

Nitridation time and estimations of created GaN thicknesses on GaAs are summarized in Table 1.

After the nitridation steps, *in situ* deposition of a 750 μm-diameter and 100 nm-thick Au dot was realized. Then, after removing the sample from the UHV chamber, Tin was deposited on the back face with N_4HCl in order to improve the quality of the Ohmic contacts. The sample was heated to a temperature of 350°C during 5 minutes to allow the diffusion of Tin in GaAs.

Then these structures were electrically tested. The measurements of current versus bias voltage I(V) in the dark and under illumination (monochromatic light $\lambda = 632$ nm) were obtained using an HP Semiconductor Parameters Analyzer 4155B.

3. Theoretical part

If the semiconductor is no generated, we obtain the relation of the electron and hole densities in space charge region (SCR) to their densities in the quasi neutral bulk from the Boltzmann relation [3]:

$$n(x) = n_b e^{\psi_0(x)} \tag{1}$$

$$p(x) = p_b e^{\psi_0(x)} \tag{2}$$

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

where ψ_0 (x) is the electrostatic potential in units of kT/q in the dark condition.

k, T, q are the Boltzmann constant, the temperature in Kelvin and the electron charge respectively.

n_b, p_b are the thermodynamic equilibrium densities of holes and electrons in bulk respectively.

In the presence of both donors and acceptors, the total charge density is [3]:

$$\rho(x) = q\left[N_d - N_a + p(x) - n(x)\right] \tag{3}$$

where N_d, N_a are the donor and acceptor density respectively.

In the quasi neutral region, the net charge density is zero.

$$N_d - N_a = n_b - p_b \tag{4}$$

The space charge is obtained by solving Poisson's equation; the explicit expression for the charge Q_{sc} is [6]:

$$Q_{sc} = A\frac{|\psi_0|}{\psi_0}\left[\beta\left(e^{-\psi_0} - 1\right) + \beta^{-1}\left(e^{\psi_0} - 1\right) + \left(\beta + \beta^{-1}\right)\psi_0\right]^{1/2} \tag{5}$$

where: $A = -(2n_i\varepsilon_s kT)^{1/2}$ β is the doping factor (ratio of p_0/n_i), n_i the intrinsic concentration, p_0 bulk hole concentration in equilibrium and ε_s is the semiconductor permittivity.

The surface photovoltage $\Delta\psi$ is defined as difference of surface potential in nonequilibrium (under illumination) and equilibrium (under dark) [6].

$$SPV = \Delta\psi = \psi - \psi_0 \tag{6}$$

where ψ is the surface potential under illumination and ψ_0 is the surface potential under dark (see Fig. 1).

The electrostatic potential under dark ψ_0(x) is given by: [7]

$$\psi_0(x) = (V - V_d) \times \left(\frac{2x}{W} - \frac{x^2}{W^2}\right) \tag{7}$$

Where V is the applied voltage, V_d the diffusion potential, x the distance from surface and W the depletion zone width.

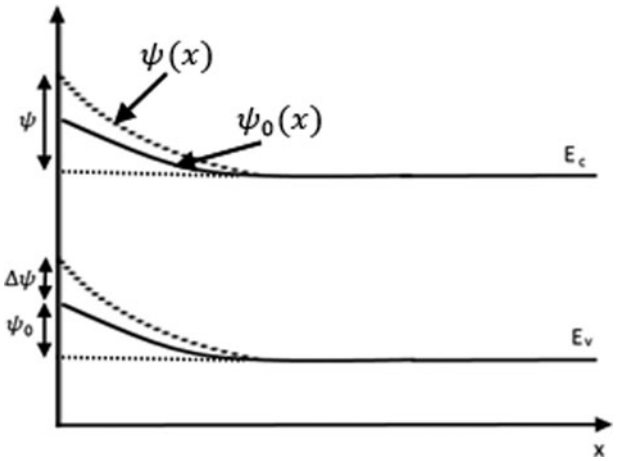


Figure 1. Energetic band diagram.

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

Under illumination, the absorbed photos induce the formation of free carriers by creating electron-hole pairs via band to band transitions and/or release captured carriers via trap- to band transitions. The photo generated excess carrier concentrations for electrons and holes are given by [6]:

$$\delta n\,(x) = n\,(x) - n_0 \tag{8}$$

$$\delta p\,(x) = p\,(x) - p_0 \tag{9}$$

The charges, Q_{sc} and Q_{ss} under illumination change due to both carrier injection and charge in surface potential. Therefore, the differential of the charge neutrality condition may be written as [3]:

$$\delta Q_{sc} = \delta Q_{ss} \tag{10}$$

where δQ_{sc} is the change of charge inside the space charge region under illumination and δQ_{ss} the corresponding change of charge in surface states.

Therefore, we expressed Eq. (10) as a function of surface photovoltage $\Delta\psi$ and interface state density N_{ss} by [6] :

$$A\frac{|\psi|}{\psi}\left[\beta\left(e^{-\psi}-1\right)+\beta^{-1}\left(e^{\psi}-1\right)+\left(\beta+\beta^{-1}\right)\psi+\frac{\delta n}{n_i}\left(e^{\psi}+e^{-\psi}-2\right)\right]^{1/2}$$
$$-A\frac{|\psi_0|}{\psi_0}\left[\beta\left(e^{-\psi_0}-1\right)+\beta^{-1}\left(e^{\psi_0}-1\right)+\left(\beta+\beta^{-1}\right)\psi_0\right]^{\frac{1}{2}}+qkTN_{ss}$$
$$\left[-ln\left(1+\frac{\delta n}{n_i\beta}-\Delta\psi\right)\right]=0 \tag{11}$$

Using parameters pertaining to GaAs at room temperature ($n_i = 1.79\times10^6 cm^{-3}$, $\varepsilon_s = 12.9\ Fcm^{-1}$), solutions of Eq. (11) have been plotted in Fig 2.

Curves (see Fig 2) show that the parameters N_{ss} and δn have marked influence on the photovoltage. For the interface states density, the curves have been horizontally shifted and for excess concentration, they were vertically shifted.

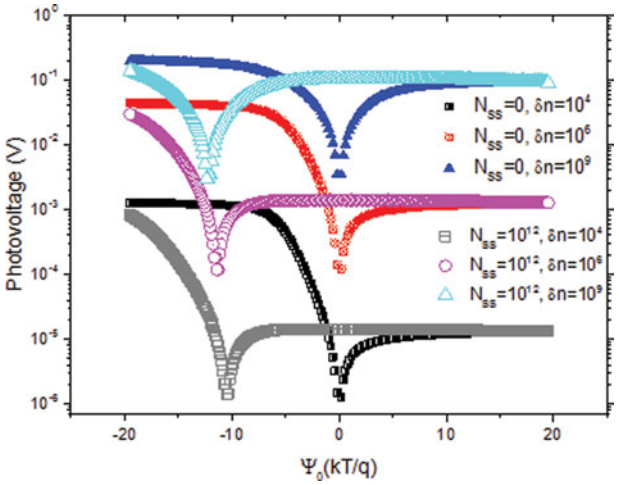


Figure 2. Calculated photovoltages as function of band bending for two values of the surface states density N_{ss} and three values of excess concentration δn.

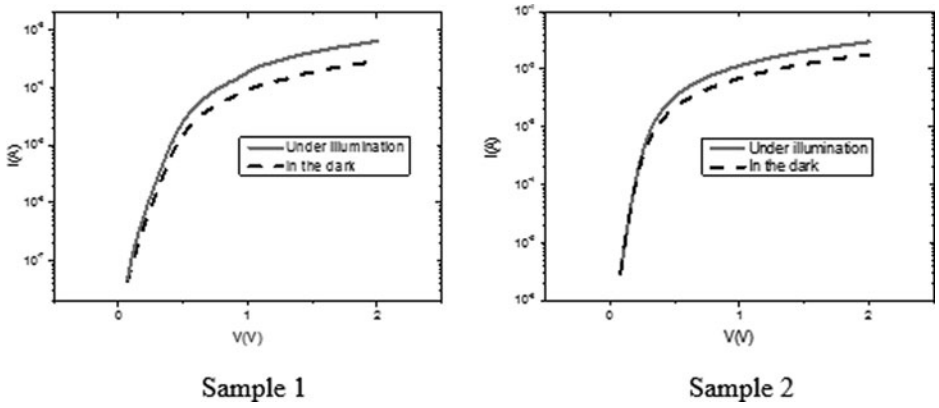


Figure 3. I(V) Characteristics in the dark and under illumination.

4. Results and discussion

The direct measured I(V) under dark and illumination is shown in fig. 3 for simple 1 and simple 2. The difference between the under dark case and the illumination one is important for bias V > 1 V. This seems to be due to the generation-recombination phenomenon. It occurs, consequently from free charges creation in excess ($\delta p = \delta n$), hence, an increase in the N_d impurity concentration. This effect is a direct influence on the parameters bound to N_d, such as the saturation current I_s, the barrier height ϕ_{Bn} and the serial resistance R_s.

The determination of the electric parameters was achieved using the characteristic formula expressing the thermoionic emission current passing through a Schottky diode [1, 8]:

$$I_{th} = I_s e^{\frac{q(V-R_s I_{th})}{nkT}} \text{ for } V \rangle \frac{3kT}{q} \tag{12}$$

where n is the ideality factor and I_s, the saturation current density. The saturation current density can be expressed by:

$$I_s = A * T^2 e^{\frac{-q\varphi_{Bno}}{kT}} \tag{13}$$

Where Φ_{Bno}, A∗, are the barrier height at zero bias and the effective Rechardson constant which is equal to 8,78 A cm^{-2} K^{-2} [1] respectively.

From the Ln(I) = f(V) curves, we estimated the saturation current I_s, the ideality factor n, the barrier height Φ_{Bn} and the serial resistance R_s for both of sample in the dark and under illumination.

The electrical parameters obtained for both of simples are reported in table 2.

The increase of the saturation current under illumination du to the transfert of the photo generated electrons and holes. But the decrease of resistance under illumination is associated with the generation of charge carriers.

Table 2. Experimental parameters extracted under dark and under illumination using I(V) measurements.

	Under Dark				Under illumination			
	I_s (A)	n	Φ_{Bn} (V)	R_s (Ω)	I_s (A)	n	Φ_{Bn} (V)	R_s (Ω)
Sample 1	2.33×10^{-8}	2.75	0.66	1.98×10^3	3.74×10^{-8}	2.74	0.65	1.16×10^3
Sample 2	3.45×10^{-7}	1.34	0.60	74.56	3.59×10^{-7}	1.33	0.59	48.24

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

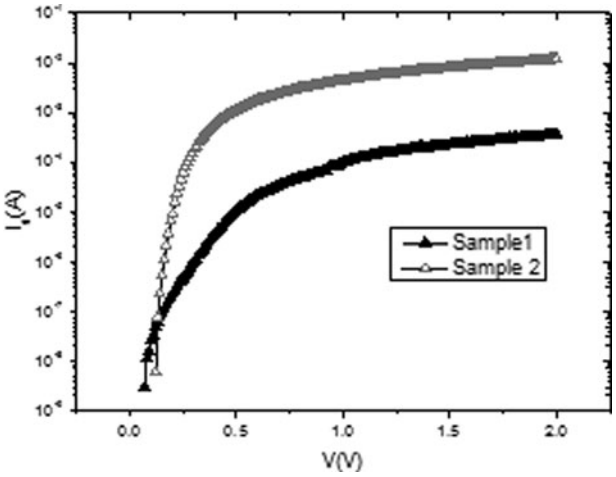


Figure 4. Generation current variations as a function of bias voltage.

The generation current is the deference between the current under illumination and the current in the dark, it can be written as:

$$I_g = I_{Ph} - I_{dark} \tag{14}$$

Where I_{dark} and I_{ph} are the current in the dark and under illumination respectively. I_g curves are plotted in Fig 4.

Curves in fig 4. show that the generation current for sample 2 is more important than that shown for sample 1.

The experimental SPV can be evaluated by: [9]

$$SPV = \frac{nkT}{q} ln\left(1 + \frac{I_g}{I_s}\right) \tag{15}$$

Values of the interface state density N_{ss} and the excess concentration δn, for both of samples, can be determined after fitting the SPV experimental curves with those calculated theoretically.

Values of the interface states density and the excess concentration, obtained from SPV method were recapitulated in Table 3.

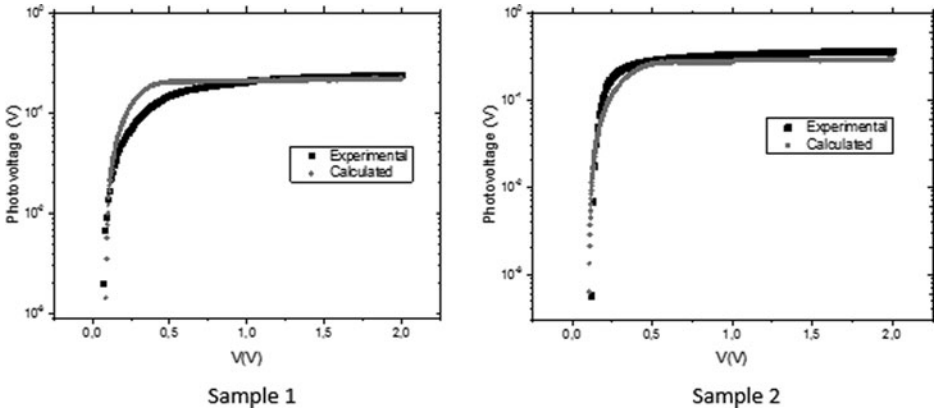


Figure 5. SPV experimental curves plotted and fitted with calculated ones.

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

Table 3. Values of interface state density and excess concentration obtained by SPV method.

	SPV method	
	N_{ss} ($cm^{-2}eV^{-1}$)	δn (cm^{-3})
Sample 1	4.5×10^{12}	5×10^{7}
Sample 2	3.5×10^{12}	7×10^{8}

Results show that sample 1 presents a higher interface states density than sample 2 this may be explained by the presence of a large number of traps and defects due to the insufficient of the thickness of the GaN layer.

Sample 2 presents better electrical parameters compared to sample 1. This can be attributed to the improvement of the GaAs surface quality after 30 min of nitridation.

The used laser energy of 1.96 eV which is greater the band gap energy of the GaAs, is sufficient to extract the valence band electrons. The excess of concentration δn can be calculated from [10]:

$$\delta n = \delta p = \frac{J_{ph} R_s C_{sc}}{q} \tag{16}$$

where J_{ph} is photo current and C_{sc} the capacitance of the semiconductor.

Values of excess concentration δn from Eq.(16) for sample 1 and 2 are 3.57×10^{7} cm^{-3} and 2.48×10^{8} cm^{-3} respectivelly. These results are in good agreement with those obtained using SPV method.

Conclusion

The article presents an electrical study of the surface states density and the potential in elaborated components after Au/GaN/GaAs using the surface photovoltage method.

Electrical parameters of ideality factor n, current of saturation I_s, serial resistance R_s, the barrier height Φ_{Bn} and the diffusion potential V_d were calculated using I(V) in the dark and under illumination and C(V) measurements.

The resistance which decreases under illumination is close to the electrons, we know that the resistance is inversely proportional to the doping level.

The state density in the band gap is widely reduced with increasing of the nitridation time from 5 min (sample 1) to 30 min (sample 2) of nitridation.

The improvement of the electrical parameters after 30 min of nitridation shows that the GaN with a thickness of 2 nm presents a good passivation for the GaAs surface.

SPV experimental results are in good agreement with those obtained from the theoretical model. Therefore, the surface photovoltage is an efficient method of electrical and optical characterizations.

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

References

[1] Sze, S.M. (1981). *Physics of semiconductor devices*, 2nd ed., Wiley, New York, p. 245.
[2] Goodman, A. M. (1961). *J. Appl. Physi.*, *32*, 2550.
[3] Kronik, L., & Shapira, Y. (1999). *Surf. Sci. Rep.*, *37*, 1.
[4] Matolín, V., Fabík, S., Glosík, J., Bideux, L., Ould-Metidji, Y., & Gruzza, B. (2004). *Vacuum*, *76*, 471.
[5] Monier, G., Bideux, L., Robert-Goumet, C., Gruzza, B., Petit, M., Lábár, J.L., & Menyhárd, M. (2012). *Surface Science*, *606*, 13–14, 1093–1099.
[6] Heilig, K. (1978). *Solid State Electronics*, *21*, 975–980.
[7] Dhariwal, S. R., & Deoraj, B. M. (1993). *Semicond. Sci. Technol.*, *8*, 372–376.
[8] Singh, A. (1983). *Solid State Electronics*, *26*, 815.
[9] Liu, J., Fan, C., Chen, X., Jiao, G.-C., Hu, C., & Qian, Y. (2014). *Materials Science in Semiconductor Processing*, *20*, 12–16.
[10] Schlichthörl, G., & Lewerenz, H.J. (1998). *Journal of Electroanalytical Chemistry*, *443*, 9–31.

Downloaded by [arslane hatem kacha] at 01:28 17 May 2016

Résumé :

Le but de ce travail est l'étude des diodes Schottky fabriquées à base de GaAs nitruré. Afin de comprendre les phénomènes physiques liés à ce type de composants électroniques, nous avons mis en jeu plusieurs paramètres lors de l'élaboration de ces structures tels que nettoyage chimique, la source de nitruration, le recuit thermique et le contact ohmique. Les étapes de fabrication ont été contrôlées par XPS (spectroscopie des photoélectrons X). Les structures élaborées ont été testées électriquement à l'obscurité avec des mesures I(V) et C(V). Ces mesures ont permis la détermination des paramètres électriques de ces structures tels que le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s, la hauteur de barrière φ_b, la résistance série R_s, la tension de diffusion V_d et le dopage N_d. Des mesures C-V-f et G-V-f ont été effectuées sur une structure Au/GaN/GaAs afin de déterminer l'effet de la résistance sur les autres paramètres électriques de cette structure. Afin de tester photoélectriquement les structures étudiées, nous avons effectué des mesures I(V) sous éclairement par un laser d'une longueur d'onde λ = 532 nm et d'une puissance de sortie P = 100 mW. Ces mesures nous ont permis d'extraire expérimentalement la tension photoélectrique de surface SPV de ces structures. Les courbes SPV expérimentales ont été ajustées avec des courbes SPV calculées, à l'aide du programme de simulation que nous avons établi, afin d'estimer la densité des états d'interface Nss et l'excès de concentration δn des structures étudiées.

Mots clés : GaAs, Nitruration, XPS, diodes Schottky, caractérisation électrique, caractérisation photoélectrique.

Abstract :

The aim of this work is the study of MIS type Schottky diodes based on nitrided GaAs. In order to understand the physical phenomena associated with this type of electronic components, we have variated several parameters during the elaboration of these structures such as chemical cleaning, nitriding source, thermal annealing and ohmic contact. The fabrication steps were controlled by XPS (X-ray photoelectron spectroscopy). The structures were electrically tested in the dark with I (V) and C (V) measurements. These measurements lead us to determine the electrical parameters of these structures such as the ideality factor n, the saturation current Is, the barrier height ϕ_b, the series resistance Rs, the diffusion potential V_d and the doping concentration N_d. C-V-f and G-V-f measurements were carried out on an Au / GaN / GaAs structure in order to determine the effect of the serries resistance on the other electrical parameters of this structure. In order to photoelectrically test our studied structures, I (V) measurements were performed under illumination by a laser with a wavelength λ = 532 nm and an output power P = 100 mW. These measurements have lead us to extract experimentally the surface photo voltage SPV of these structures. The experimental SPV curves were adjusted with SPV curves calculated using the simulation program we established in order to estimate the density of the interface states Nss and the excess concentration δn of the studied structures.

Key words : GaAs, Nitridation, XPS, Schottky diodes, electrical characterization, photoelectrical characterization.

الملخص:

الهدف من هذا العمل هو دراسة الصمامات الثنائية شوتكي المصنوعة بنتريد زرنيخ الغاليوم GaAs . لفهم الظواهر الفيزيائية المرتبطة بهذا النوع من المكونات الإلكترونية، غيرنا عددا من العوامل أثناء صنع هذه الهياكل مثل التنظيف الكيميائية، مصدر نيترة، الصلب الحراري والتلامس الأومي. وقد سيطرنا على مختلف الخطوات التصنيعية بتقنية XPS . تم اختبار الصمامات كهربائيا في الظلام باستعمال القياسات I (V) و.C (V).سمحت هذه التدابير تحديد المعلمات الكهربائية من هذه الهياكل مثل عامل المثالية، وتيار التشبع، ارتفاع الحاجز، المقاومة على التسلسل. وقدمت تدابير C-V-F و G-V-fعلى هذه الصمامات لتحديد أثر المقاومة على المعلمات الكهربائية الأخرى.لاختبار هذه الصمامات تحت الإضاءة، أجرينا القياسات I (V) تحت إضاءة بواسطة الليزر الطول الموجي 532 نانومتر وانتاج الطاقة 100 ميغاواط. تم تركيب منحنيات التجريبية SPV مع منحنيات SPV تم حسابها باستخدام برنامج المحاكاة التي وضعناها، لتقدير كثافة NSS و الزائدفي تركيز من الهياكل التي شملتها الدراسة.

الكلمات المفتاحية: GaAs, XPS، الصمامات الثنائية شوتكي، دراسة كهربائية، دراسة فوطوكهربائية