



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Thèse

Présentée par : HELAL HICHAM

Pour l'obtention du Diplôme de Doctorat en Electronique

Spécialité : Nanostructures intégrée dans les dispositifs électroniques et optoélectronique

Thème

Elaborations et caractérisations de nanostructures réalisées sur des matériaux III/V nitrurés

Soutenu publiquement le 16 / 12 / 2021 devant les membres du jury :

Mr AMRANI Mohammed	Professeur U.D.L (S.B.A)	Président
Mme BENAMARA Zineb	Professeur U.D.L (S.B.A)	Directrice de thèse
Mr LASRI Boumeddiene	Professeur U. (SAIDA)	Examineur
Mr BOUDALI AKKAL	Professeur U.D.L (S.B.A)	Examineur
Mr CHELLALI Mohammed	Professeur U.D.L (S.B.A)	Membre Invité

Année universitaire 2020-2021



Remerciements

Je remercie ALLAH le tout puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au Laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de l'Université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès.

En premier lieu, je tiens à remercier Monsieur Amrani Mohammed professeur à l'Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse de doctorat Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements.

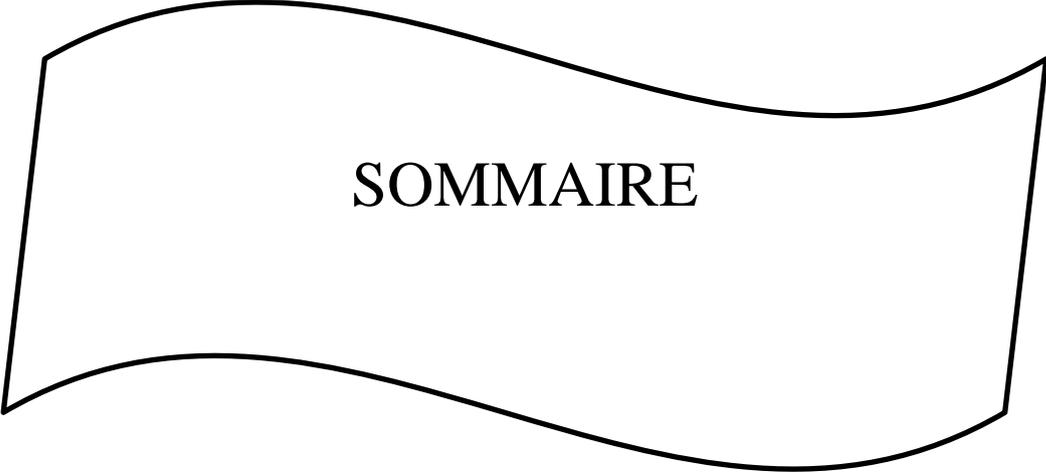
Je tiens à remercier à Madame BENAMARA Zineb Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès et directrice du laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de m'avoir guidé et éclairé tout au long de ce travail. Ses conseils et ses encouragements m'ont permis de mener à terme la rédaction de cette thèse. Elle a su diriger ces recherches avec efficacité et gentillesse. Je la remercie pour les discussions fructueuses que nous avons eues et les conseils avisés qu'elle a su me prodiguer.

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

Mes vifs remerciements vont également à Boudali Akkal, Professeur à l'Université de Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès, d'avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur CHELLALI Mohammed, Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès d'avoir accepté d'être membre invité du jury.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL, tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.



SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE..... 1

Chapitre I

RAPPEL THEORIQUE SUR L’HETEROJONCTION

I.1 Introduction :..... 3

I.2 Modèle théorique d’un contact métal-semi-conducteur :..... 3

 I.2.1 Diagramme de bandes d’énergie: 3

 I.2.2 Zone de charge d’espace ZCE : 5

 I.2.3 Polarisation de la structure Métal-Semiconducteur : 8

 I.2.4. Les états d’interface ou états de surface: 9

 I.2.5 Circuit équivalent de la jonction Métal-Semiconducteur : 10

I.3 Mécanismes de transport travers la barrière Schottky : 11

 I.3.1 Émissions au-dessus de la barrière:..... 12

 I.3.1.a La théorie de la diffusion : 12

 I.3.1.b La théorie de l’émission thermionique : 13

 I.3.1.c Théorie mixte, thermoionique-diffusion : 14

 I.3.2 La théorie de courant Tunnel : 15

I.4. Conclusion :..... 16

I.5. References:..... 16

Chapitre II :

***DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES***

II.1. Introduction :..... 17

II.2. Caractérisation électrique :	17
II.2.1. Banc de spectroscopie d'admittance :	17
II.2.2. Banc de mesures électriques Courant-Tension I(V) :	19
II.2.3. Protocole de mesure :	21
II.2.4. Modèles de caractérisation électrique :	21
II.2.4.a. Caractéristique capacité-tension :	21
II.2.4.b. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f:	23
II.2.4.c. Caractéristique courant-tension :	23
II.3. Caractérisation optique par la photoluminescence (PL):	26
II.3.1. Dispositif expérimental de PL :	26
II.3.1.a. Source d'excitation :	27
II.3.1.b. Optique de focalisation :	27
II.3.1.c. Monochromateur :	27
II.3.1.d. Système de détection :	28
II.3.1.e. Système cryogénique :	28
II.3.2. Principe de PL :	28
II.3.2.a. La photo excitation:	29
II.3.2.b. Thermalisation:	29
II.3.2.c. Recombinaison:	29
II.3.3. Dépendance de la PL en fonction de la température :	30
II.4. Conclusion :	31
Référence :	31

Chapitre III :

**DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR ELABORATION DES
STRUCTURES A BASE DE MATERIAUX III-V NITRURES**

III.1 Introduction :	34
III.2. Technologie et Dispositifs Expérimentaux :	34
III.2.1 La chambre d'introduction:	35
III.2.2 La chambre de préparation :.....	35
III.2.2.a Le canon à ions :.....	36
III.2.2.b Cellules d'évaporation :.....	36
III.2.2.c Cellules de nitruration :.....	37
III.2.2.d Porte-échantillon chauffant :.....	38
III.2.3 Chambre d'analyse :.....	38
III.2.4 Système et contrôle du vide :.....	41
III.3 Les étapes et procédures de fabrication des contacts Schottky à base de GaAs nitruré :	42
III.3.1. Désoxydation des surfaces :.....	42
III.3.1.a. Processus 1 : dégraissage chimique + bombardement ionique :.....	42
III.3.1.b. Processus 2 : Nettoyage chimique et chauffage sous ultra-vide :.....	44
III.3.2. Comparaison des deux processus :.....	44
III.4. Nitruration du GaAs (100) :	45
III.4.1. Nitruration avec la source GDS :.....	45
III.4.2. Nitruration avec la source ECR :.....	46
III.4.3. Comparaison des deux méthodes de nitruration :.....	46

III.5. Conclusion :..... 47

III. Références :..... 47

Chapitre IV :

***SIMULATION DES STRUCTURES SCHOTTKY (Au/n-GaAs et
Au/GaN/n-GaAs) ET DEVELOPEMENT D'UN NOUVEAU MODELE
DE COURANT D'EMISSION THERMOÏONIQUE, AVEC UNE
METHODE D'EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES***

IV.1. INTRODUCTION :..... 49

**IV.2. Etude de la structure Métal/n-GaAs pour différent contact
Schottky :..... 49**

IV.2.a. Le partie de simulation :..... 49

IV.2.b. Résultats de la simulation :..... 50

**V.3. Etude de l'effet de nitruration sur les caractéristiques électriques de la
structure Schottky Au/n-GaAs pour différentes températures (100 K-400
K):..... 58**

IV.3.a. Les caractéristiques courant - tension (I-V) :..... 58

IV.3.b. Les caractéristiques Capacité-Tension (C-V) :..... 67

**IV.4. Développement d'un nouveau modèle de courant d'émission thermoïonique
pour les contacts Schottky non idéal avec une méthode d'extraction des
paramètres électriques :..... 70**

IV.5. Conclusion :..... 82

IV.6. References:..... 83

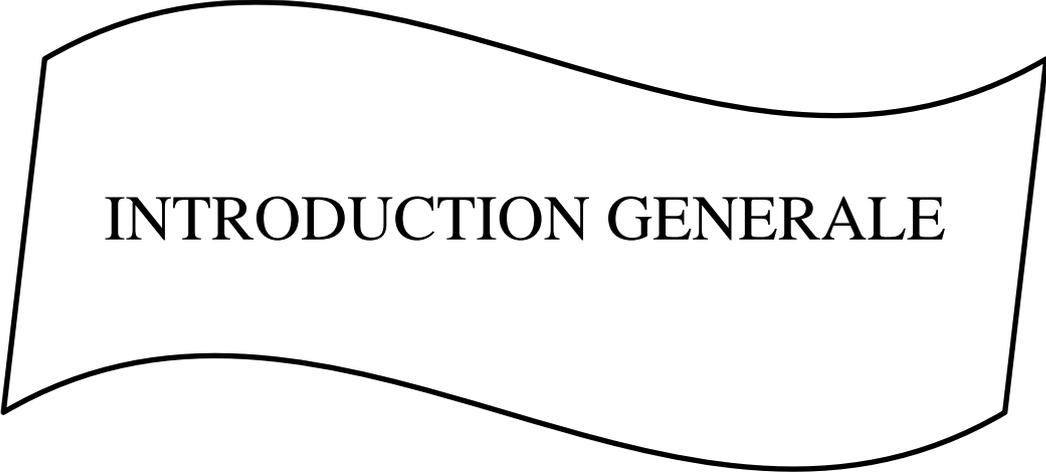
Chapitre V :

***RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES CARACTERISATIONS
ELECTIQUES ET OPTIQUES***

V.1. Introduction :	87
V.2. Présentation des structures Schottky élaborées à base de GaAs nitruré :...	87
V.3. Etude des échantillons de la 1^{ère} série : Au/n-GaAs/Sn et Au/GaN/n-GaAs/Sn	89
V.3.1. Caractéristiques courant–tension (I-V) à température ambiante :.....	89
V.3.2. Caractéristiques capacité–tension (C-V) à température ambiante :.....	90
V.3.3. Distribution des états d’interface :.....	92
V.3.4. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence, C-V-f et G-V-f:.....	93
V.3.5. Caractéristiques C-V-f et G-V-f corrigées :.....	95
V.3.6. Caractéristiques courant-tension à différentes températures (I-V- T) :.....	97
V.3.7. Caractéristiques capacité-tension et conductance-tension en fonction de la température C-V-T et G-V-T:.....	103
V.3.8. Caractéristiques conductance-fréquence en fonction de la température G- f-T:.....	105
V.4. Etude des échantillons de la 2^{ème} série : Au/n-GaAs/AuGe et Au/GaN/n- GaAs/AuGe :	107
V.4.1. Caractéristiques électriques courant-tension I(V) à température ambiante :.....	107
V.4.2. La distribution de densité des états d’interface :.....	109
V.4.3. Caractéristiques électriques courant-tension pour différentes températures I-V-T :.....	111
V.4.4. Caractéristiques optiques de spectroscopie photoluminescence (PL) :....	118
V.4.4.a. Etude PL à 10 K :.....	118
V.4.4.b. Émissions de PL en fonction de la température :.....	119

SOMMAIRE

V.4.4.c. Comparaison des émissions PL de n-GaAs et GaN/n-GaAs à basse température 10 K :.....	123
V.5. Validation de nouveau modèle de courant d'émission thermoionique pour les contacts Schottky non idéaux :.....	124
V.6. Conclusion :.....	130
V.7. Références:.....	131
CONCLUSION GENERALE :.....	138
ANNEXE A :.....	141
ANNEXE B :.....	144
ANNEXE C :.....	146



INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les matériaux traditionnels comme le silicium, sont des matériaux moins chers et seront utilisés à l'avenir au moins comme des matériaux de substrat. Mais pour améliorer encore les dispositifs électroniques, il est nécessaire de rechercher des matériaux alternatifs. Les cristaux semi-conducteurs composés III-V (GaAs, GaN, GaInAs, GaSb, InAs, InP) deviendront probablement les matériaux les plus courants dans la fabrication des dispositifs électroniques.

Les semi-conducteurs III-V sont déjà utilisés dans un certain nombre de dispositifs, notamment en optoélectronique et les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) dans les communications. En optoélectronique, les III-V présentent de nombreux avantages par rapport au silicium. La plupart des semi-conducteurs III-V ont une bande interdite directe qui est utile dans les diodes électroluminescentes et les cellules photovoltaïques. En outre, la bande interdite peut être réglée lorsque l'élément ternaire est introduit dans le réseau.

Cependant, la qualité de l'interface de structures à base des matériaux III-V est de la plus haute importance. En particulier, le développement de matériaux à l'échelle nanométrique, tels que les nanocristaux, les nanofils et les couches minces à l'échelle nanométrique, met l'accent sur l'importance de la connaissance et le contrôle des propriétés de surface et d'interface des cristaux III-V.

Récemment, dans le cas de semi-conducteur GaAs, des progrès ont été réalisés dans l'amélioration de la qualité de structures à base de GaAs. Où, la nitruration de GaAs présente une solution optimale pour la passivation de la surface et de créer une couche primordiale de GaN nanométrique, sans déphasage ou désaccord de maille à l'interface. Ce qui permet de réaliser dans la future des structures GaN/GaAs massive, intime et parfaites. Cette couche de GaN permet de passiver thermiquement le GaAs, de protéger sa surface contre l'oxydation et de minimiser les défauts, créés pendant les processus de fabrication.

Dans cette thèse, nous allons élaborer des structures Schottky à base de GaAs nitruré, par différentes technologies et sous différentes conditions, en contrôlant chaque étape de fabrication par un suivi spectroscopique XPS (spectroscopie des photoélectrons X). Les structures réalisées seront soumises des caractérisations électriques (mesures courant-tension, capacité-tension et conductance-tension) et optique (spectroscopie de photoluminescence) sous différentes conditions. Complémentairement, des Simulation numérique par logiciel Silvaco-Atlas et validation par les résultats expérimentaux de nos échantillons seront effectué.

Notre thèse se divise en cinq chapitres :

- Le premier chapitre est préservé pour le rappel théorique sur les contacts métal/semiconducteur et les différents mécanismes de conduction du courant fonctionnant dans les contacts Schottky.

INTRODUCTION GENERALE

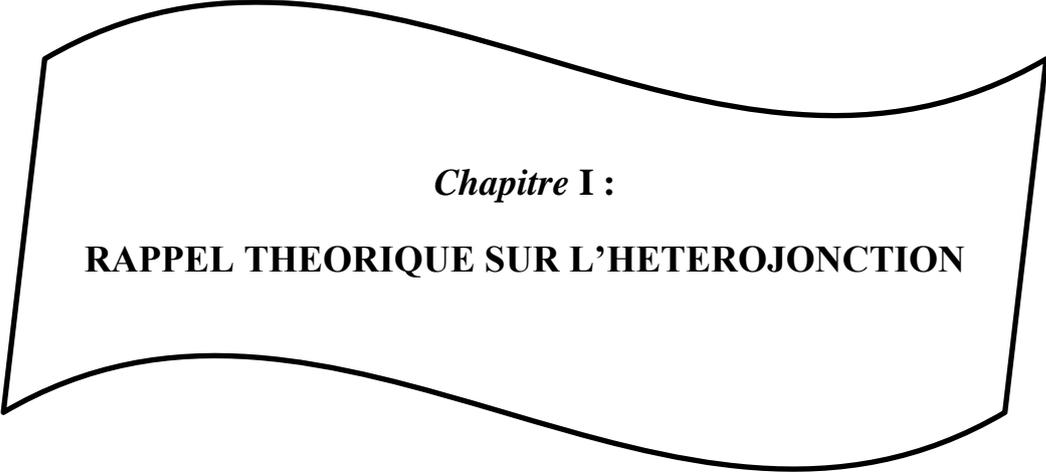
- Dans le deuxième chapitre de cette thèse, nous présentons l'ensemble des techniques de caractérisation électrique (courant-tension, capacité-tension, capacité- fréquence et conductance- fréquence) et les caractérisations optiques par la photoluminescence (PL). Aussi, les méthodes d'extraction des paramètres électriques pour chaque type de caractérisation.

- 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 est consacré aux simulations et optimisation de structures métal/n-GaAs pour différents contacts Schottky. Avec une étude sur l'effet de la couche interfaciale de GaN (1 nm) sur les caractéristiques électriques, pour différentes températures. Ainsi, On a présenté un nouveau modèle de courant d'émission thermo-ionique pour les contacts Schottky non idéal avec une méthode d'extraction des paramètres électriques.

Le cinquième chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux. Tel que, les caractéristiques électriques avec des mesures courant-tension, capacité-tension et conductance-tension pour différentes températures et fréquences, et les caractéristiques optiques par spectroscopie de photoluminescence, à différentes températures. Enfin, On a validé expérimentalement notre modèle de courant d'émission thermo-ionique, pour les diodes Schottky non idéales, avec notre méthode d'extraction des paramètres électriques.

Cette thèse est terminée par une conclusion générale où les principaux résultats obtenus sont résumés et par des perspectives à ce travail.



Chapitre I :

RAPPEL THEORIQUE SUR L'HETEROJONCTION

I.1 Introduction

Le contact redresseur Métal-semiconducteur est connu sous le nom de contact Schottky. Le premier modèle de ce contact est proposé par W. barrière Schottky [1]. La connaissance des diodes métal-semiconducteur remonte à plus d'un siècle. En 1874, F. Braun a rapporté la nature rectifiant des contacts métalliques sur Cuivre, du Fer et des cristaux de Sulfure de Plomb [2]. Bien que de nombreuses études expérimentales et théoriques aient été menées depuis lors, notre compréhension des jonctions métal-semiconducteur est encore loin d'être complète. Pour réaliser une jonction métal-semiconducteur, on doit déposer une couche métallique sur la surface d'un cristal semiconducteur dopé soit de type n ou p.

Ce chapitre est consacré à l'étude théorique des jonctions métal-semiconducteur. Nous exposons l'ensemble des phénomènes physiques et électriques dans les jonctions métal-semiconducteur ainsi que les mécanismes de transport des charges.

I.2 Modèle théorique d'un contact métal-semi-conducteur.

I.2.1 Diagramme de bandes d'énergie:

Lorsqu'un métal est mis en contact avec un semiconducteur, une barrière de potentielle se forme, elle résulte de la séparation des charges à l'interface métal semiconducteur, de sorte qu'une zone à haute résistance dépourvue de charges mobiles est créée dans le semiconducteur, appelée la zone de charge d'espace (ZCE).

La figure I.1 montre le diagramme de bande d'énergie d'un métal et d'un semiconducteur de type n.

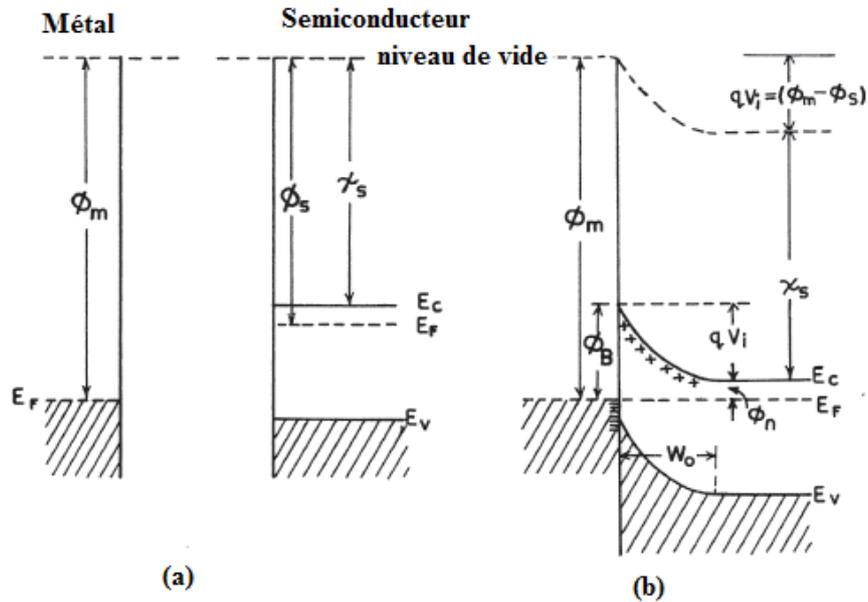


Figure I.1 : Diagrammes de bande d'énergie électronique du contact métal-semiconducteur de type n avec $\phi_m > \phi_s$. (a) Situation électriquement et géométriquement isolé. (b) Situation de l'équilibre thermodynamique après le contact [1].

Sachant que,

Niveau de vide E_0 : C'est le niveau d'énergie d'un électron juste à l'extérieur du matériau avec une énergie cinétique nulle et est le niveau de référence de la figure I.1.a.

Travail de sortie $\phi_{(S \text{ ou } M)}$: C'est l'énergie minimum qu'il faut apporter, par excitation thermique, électrique ou par éclaircissement, pour élever un électron du niveau de Fermi au niveau du vide. Et est une grandeur variable pour les semiconducteur, car le niveau de Fermi dans le semiconducteur varie avec la valeur de le dopage.

Niveau de Fermi E_F : Est l'énergie maximale qui peut avoir un électron à l'équilibre thermodynamique.

Affinité électronique χ_{sc} : Un paramètre de surface important qui ne dépend pas du dopage, défini comme la différence d'énergie d'un électron entre le niveau de vide et le niveau inférieur de la bande de conduction.

Le semiconducteur représenté sur la Figure I.1.a ne contient aucune charge à la surface de sorte que la structure de la bande de la surface est la même que celle du volume et qu'il n'y a pas de flexion de la bande.

La figure I.1.b montre le diagramme de la bande d'énergie après le contact géométrique et électrique à l'équilibre thermodynamique. Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, des électrons de la bande de conduction du semiconducteur, qui ont une énergie supérieure à celle des électrons métalliques, s'écoulent dans le métal jusqu'à ce que le niveau de Fermi des deux côtés soit mis en alignement. Lorsque les électrons sortent du semiconducteur pour entrer dans le métal, la concentration d'électrons libres dans la région du semiconducteur près de la limite diminue. Comme la séparation entre le minimum de la bande de conduction E_c et le niveau de Fermi E_f augmente avec la diminution de la concentration d'électrons et en équilibre thermique ; E_f reste constante, le bord de la bande de conduction E_c se courbe comme indiqué sur la figure I.1.b.

Les électrons de la bande de conduction qui passent dans le métal laissent une charge positive sur les donateurs ionisés, de sorte que la région du semiconducteur près du métal se vide des électrons mobiles. Ainsi, une charge positive est établie sur le côté semiconducteur de l'interface et les électrons qui passent dans le métal forment une mince couche de charge négative de $\sim 0.5\text{\AA}$. Par conséquent, un champ électrique est établi entre le semiconducteur et le métal dans la figure II.b. Notez que la largeur de la ZCE dans le semiconducteur est appréciable car la concentration du donneur dans le semiconducteur est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à la concentration des électrons dans le métal.

I.2.2 Zone de charge d'espace ZCE [3]:

Pour déterminer la distribution spatiale du potentiel et des champs électriques, la largeur de la ZCE et la capacité de jonction d'une diode Schottky, il faut résoudre l'équation de Poisson dans la zone de charge d'espace en utilisant des conditions limites appropriées.

Les conditions limites sont obtenues à partir de la hauteur de la barrière, et qu'il n'y a pas de champ électrique dans le volume du semiconducteur. Si l'on considère que $x = 0$ à l'interface, les conditions limites peuvent être écrites $V(0) = V_d$ et $E(\infty) = 0$, où V

est le potentiel de contact et E est le champ électrique. L'équation de Poisson dans la zone de charge d'espace d'une diode Schottky peut être écrite comme suit :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{1}{\epsilon_s} \rho(x) \quad (I.1)$$

où $\rho(x)$ est la densité de charge totale dans le semiconducteur à la profondeur x et ϵ_{sc} est la permittivité du semiconducteur. En général, $\rho(x)$ devrait inclure les contributions de la bande de valence, de la bande de conduction, des donneurs et accepteurs ionisés et des niveaux profonds dans la bande interdite. En résulte une équation complexe qui ne peut être résolue que par des méthodes numériques. L'équation peut être simplifiée en appliquant l'approximation de l'épuisement. En utilisant l'approximation de l'épuisement ou de l'approximation brusque, on suppose que le semiconducteur peut être divisé en deux régions : la région d'épuisement, directement sous le métal, qui ne contient pas de porteurs libres, et la majeure partie du semiconducteur, qui est électriquement neutre et dans laquelle le champ électrique est nul. Dans la ZCE puisqu'il n'y a pas d'électrons dans la bande de conduction, la charge densité $\rho(x)$ est qN_d . Si la largeur de la ZCE est w , la densité de charge dans la zone semiconductrice, en négligeant les défauts d'états d'interface, peut s'écrire comme suit :

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_d & \text{si } x \leq w \\ 0 & \text{si } x > w \end{cases} \quad (I.2)$$

Où N_d est la densité des dopants.

En intégrant deux fois l'équation (I.1) et en appliquant la condition limite, la largeur de la ZCE peut s'écrire comme suit :

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_d}{qN_d}} \quad (I.3)$$

Lorsque le contact est polarisé par une tension V , la largeur de la ZCE peut être exprimée comme suit :

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} \left(V_d - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (I.4)$$

Où le terme $\frac{kT}{q}$ provient de la contribution de la queue de distribution de la porteuse majoritaire (électrons du côté n). L'équation (I.4) montre que la largeur de la couche d'appauvrissement est directement proportionnelle à la racine carrée de la tension

appliquée et est inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité du dopant du semiconducteur. Le champ électrique $E(x)$ et le potentiel $V(x)$ dans la zone de charge d'espace sont donnés respectivement par :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_s}(x - w) \quad (I.5)$$

et

$$V(x) = -\left(\frac{qN_d}{\epsilon_s}\right)\left(\frac{x^2}{2} - wx\right) - \Phi_b \quad (I.6)$$

La figure I.2 montre $\rho(x)$, $E(x)$ et $V(x)$ pour un contact Schottky.

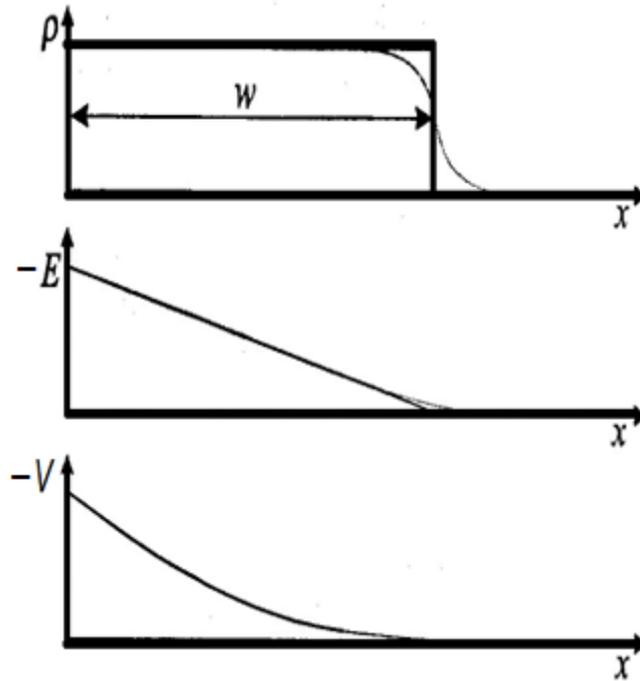


Figure I.2 : Graphiques de la densité de charge $\rho(x)$, du champ électrique $E(x)$, et du potentiel électrostatique $V(x)$.

La densité de charge spatiale Q_{sc} par unité de surface du semiconducteur et la capacité de la couche d'appauvrissement C par unité de surface sont données par [3]:

$$Q_{sc} = qN_d w = \sqrt{2q\epsilon_s N_d \left(V_d - V_a - \frac{kT}{q}\right)} \quad (I.7)$$

$$C = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_d}{2(V_d - V_a - \frac{kT}{q})}} = \frac{\epsilon_s}{w} \quad (I.8)$$

L'équation (I.8) peut aussi être exprimée comme suit :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d - V_a - \frac{kT}{q})}{q\epsilon_s N_d} \quad (I.9)$$

Et

$$N_d = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[-\frac{1}{\frac{d}{dV} \frac{1}{C^2}} \right] \quad (I.10)$$

Si N_d est supposée constante dans l'ensemble de la région d'appauvrissement, on obtient, ainsi, une ligne droite en traçant $1/C^2$ par rapport à V . Si N_d n'est pas constant, la méthode de la capacité différentielle peut être utilisée pour déterminer le profil de dopage à partir de l'équation (I.10). A partir de l'interception sur l'axe de tension, la hauteur de la barrière peut être déterminée par :

$$\phi_b = V_i + \xi + \frac{kT}{q} - \Delta\phi \quad (I.11)$$

Où V_i est l'intersection de tension, ξ est la profondeur du niveau de Fermi au-dessous de la bande de conduction, qui peut être calculée si la concentration de dopage est connue et $\Delta\phi$ est l'abaissant de la barrière de force d'image et est donnée par :

$$\Delta\phi = \left[\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_{sc}\epsilon_0} \right]^{1/2} \quad (I.12)$$

Avec E_m est le champ électrique maximum et est donné par

$$E_m = \left[\frac{2qN_d V_i}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \right]^{1/2} \quad (I.13)$$

I.2.3 Polarisation de la structure Métal-Semiconducteur [4]:

- Polarisation directe ($V > 0$):

Si on applique une tension positive par rapport au semiconducteur. Les électrons de la bande de conduction du semiconducteur peuvent surmonter la barrière de potentiel abaissée par la tension de polarisation V . Le diagramme énergétique devient celui de la figure (I.3.a). Un courant direct des porteurs majoritaires (électrons) passe du semiconducteur vers le métal dans le cas de semiconducteur de type n. Donc, la bande conduction du semiconducteur s'élève ce qui se traduit

par une diminution de la barrière. Dans le sens métal-semiconducteur, la barrière reste inchangée.

• Polarisation inverse :

Lorsqu'on applique une tension négative par rapport au semiconducteur. Les électrons du métal ne peuvent pas passer dans le semiconducteur à cause de la barrière de Schottky. La bande de conduction du semiconducteur est abaissée et la hauteur de barrière s'élève (figure I.3.b), ce qui s'opposera à la diffusion des électrons et on a aucun flux possible dans le sens semiconducteur-métal. La jonction est bloquée. Cet écoulement des porteurs reste limité par cette barrière (Schottky) qui est indépendante de la tension appliquée.

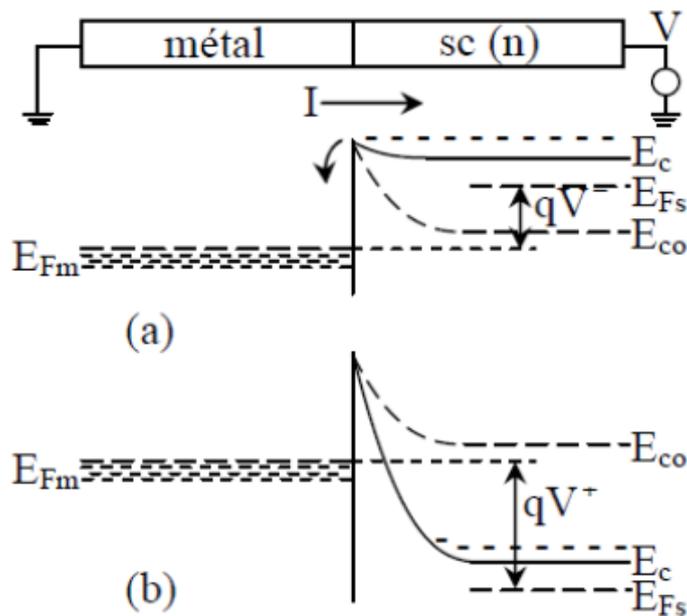


Figure I.3 : Contact métal-semiconducteur (n) sous polarisation.

(a) Polarisation directe. (b) Polarisation inverse.

I.2.4. Les états d'interface ou états de surface [5]:

Les états d'interface capturent les électrons ou les trous du semiconducteur. Il existe deux types des états d'interface, les donneurs qui sont neutres lorsque sont occupés par des électrons et chargés positivement s'ils sont occupés par des trous et les accepteurs qui sont neutres s'ils sont occupés par des trous, et chargés négativement s'ils sont occupés par des électrons. 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 E_{Fsc} sont occupés par des trous (vides d'électrons). La figure (I.4) montre les états d'interface et leurs occupations.

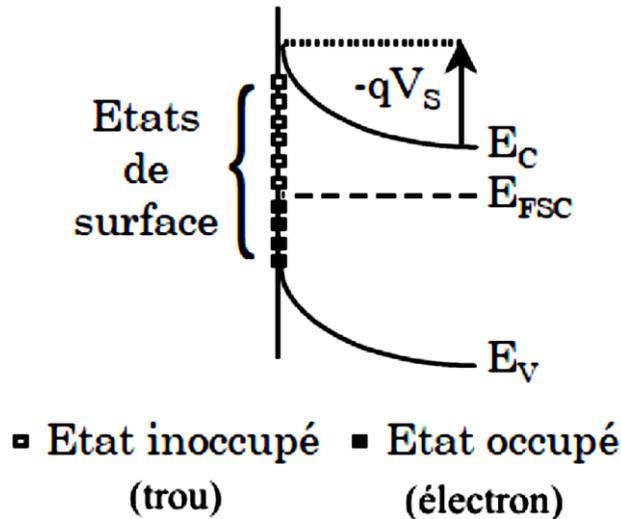


Figure I.4 : Diagramme de bandes montrant les états d'interface et leur occupation

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

$$f_{ss}(E_{ss}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - E_{Fsc}}{kT}\right)} \quad (I.14)$$

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

$$Q_m = -(Q_{ss} + Q_{sc}) \quad (I.15)$$

Lorsque la densité des états d'interface est élevée dans un contact métal semiconducteur, 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 semiconducteur.

I.2.5 Circuit équivalent de la jonction Métal-Semiconducteur [6]:

Le circuit équivalent de la jonction métal-semiconducteur est présenté par la figure I.5. La résistance de jonction et la capacité de jonction sont indiquées par R_j et C_j ,

respectivement. La résistance résultante causée par le substrat et la couche épitaxiale est représentée par la résistance série R_s et C_p représente la capacité parallèle parasite.

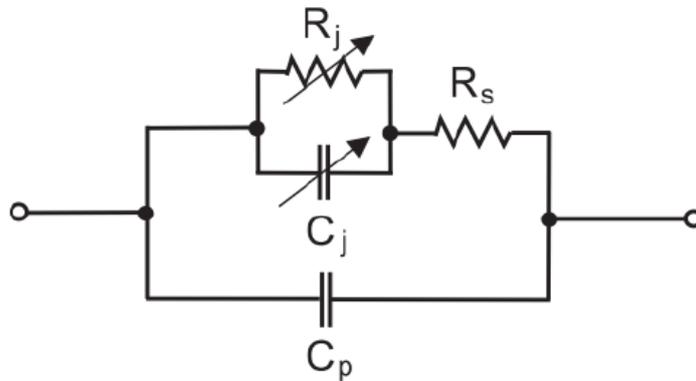


Figure I.5 : Circuit équivalent de la jonction Métal-Semiconducteur.

I.3 Mécanismes de transport travers la barrière Schottky :

Si un contact Schottky est polarisé en direct, le potentiel électrique du côté métallique est supérieur à celui du semiconducteur pour le cas de type n, les électrons qui contribuent au courant de la diode passeront à travers la barrière Schottky. Les principaux processus de transport du courant sont les suivants et sont illustrés dans la figure I.6.

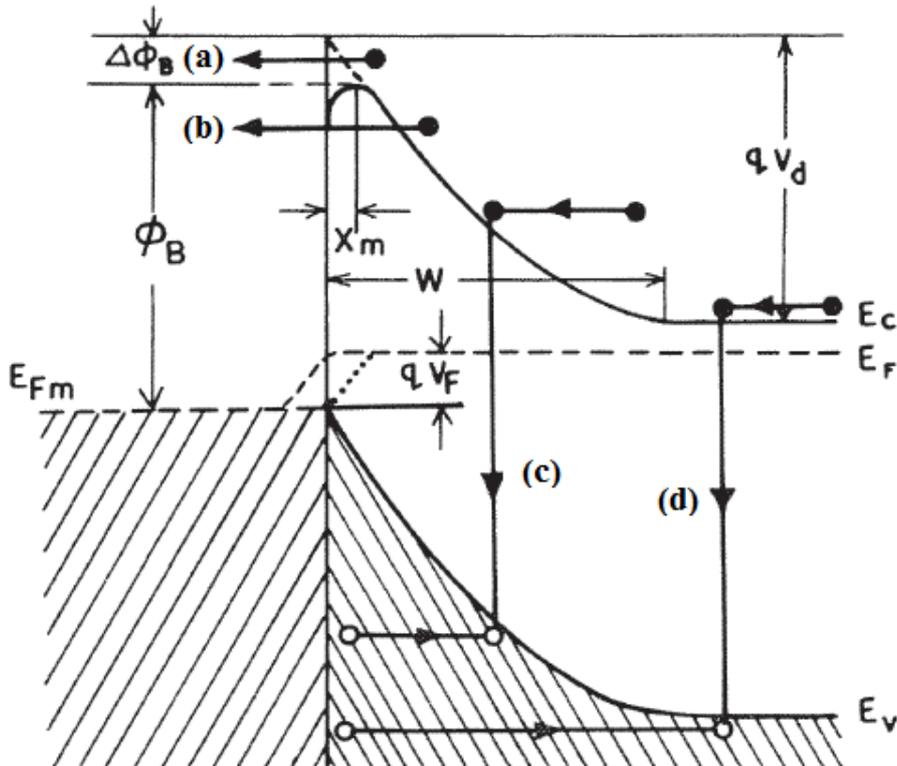


Figure I.6 : Principaux processus de transport dans une barrière Schottky polarisée direct [1].

Il existe quatre mécanismes différents par lesquels le transport par les porteurs peut se produire : (a) émission thermionique au-dessus de la barrière, (b) tunnel à travers la barrière, (c) recombinaison de porteurs (ou génération) dans la zone de charge d'espace, et (d) recombinaison de porteurs dans la région neutre du semiconducteur qui est équivalente à l'injection de porteurs minoritaires.

Le procédé (a) est généralement le mécanisme dominant dans les jonctions de barrière Schottky en Si et GaAs et conduit aux caractéristiques idéales de la diode. Les mécanismes restants (b) et (c) provoquent principalement des écarts par rapport au comportement idéal.

I.3.1 Émissions au-dessus de la barrière:

Pour que les électrons se déplacent de la bande de conduction du semiconducteur dans le métal, ils doivent d'abord être transportés à travers la zone de charge d'espace et ensuite être émis par-dessus de la barrière. Deux théories ont été proposées pour ce phénomène. L'une d'elles est la théorie de diffusion de Wagner en 1931 et Schottky et Spenke en 1939, l'autre est la théorie de l'émission thermionique [7-9].

I.3.1.a La théorie de la diffusion :

Selon la théorie de la diffusion, le courant est limité par la diffusion et la dérive dans la région de l'épuisement. Les électrons dans la bande de conduction du semiconducteur sont en équilibre avec les électrons dans le métal près de l'interface. La tension appliquée n'a aucun effet sur la concentration des électrons à l'interface. Par conséquent, le niveau de quasi-Fermi dans le semiconducteur coïncide avec le niveau de Fermi dans le métal à la jonction, comme le montre la figure I.7 [10]. Puisque le gradient du niveau quasi-fermi est la force motrice qui pousse les électrons à se déplacer du semiconducteur vers le métal, le transport des électrons dans la zone de charge d'espace est la raison du flux de courant [8]. Le courant de diffusion est donné par :

$$I = I_{sd} \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (I.16)$$

avec I_{sd} est le courant de saturation de diffusion:

$$I_{sd} = qN_d v_d \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) \quad (I.17)$$

où la vitesse de diffusion des porteurs à l'interface v_d est donnée par:

$$v_d = U_n \frac{qN_d}{\epsilon_{sc}} \quad (I.18)$$

U_n est la mobilité des électrons.

I.3.1.b La théorie de l'émission thermionique :

La théorie de l'émission thermionique suggère que le courant est limité par l'émission d'électrons au-dessus de la barrière, semblable à l'émission thermionique est ce que ce n'est pas l'extraction d'électrons d'un métal dans le vide. Les électrons transportés ne sont pas en équilibre thermique avec les électrons du métal. Ils perdent de l'énergie lorsqu'ils se déplacent dans le métal et le niveau quasi Fermi s'approche du niveau de Fermi dans le métal. Par conséquent, les électrons ne sont pas en équilibre thermique à l'interface et le niveau de quasi-fermi ne coïncide pas avec le niveau de Fermi du métal à la limite, mais reste constant dans toute la zone de la barrière. La condition pour que la théorie des émissions thermioniques soit applicable est que le libre parcours moyen des électrons soit supérieur à la distance d , dans laquelle la barrière diminue de kT de sa valeur maximale, comme c'est illustré dans la figure I.7 [10]. Des données expérimentales ont montré que la théorie de l'émission thermionique est une meilleure approximation que la théorie de la diffusion [9]. Le courant de thermionique est donné par :

$$I = \int_{E_f+q\phi_b}^{\infty} q v_x dn \quad (I.19)$$

où dn est la concentration en électrons, avec :

$$dn = N(E)f(E)dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2kTm_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right) \quad (I.20)$$

où $f(E)$ est la statistique de remplissage des niveaux (approximation de Boltzmann), m_e^* est la masse effective de l'électron et $\hbar = h/2\pi$, où h est le constante de Planck.

Si on applique une tension V sur le métal par rapport au semiconducteur, à l'interface :

$$E_F = E_c - q\phi_b + qV \quad (I.21)$$

On a

$$I = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{\hbar^2} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (I.22)$$

Qui s'écrit aussi :

$$I = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (I.23)$$

où A^* est le constante de Richardson pour l'interface métal-semiconducteur.

I.3.1.c Théorie mixte, thermoïonique-diffusion :

Les théories de la diffusion et de l'émission thermionique ont été combinées pour donner la théorie de la diffusion des émissions thermioniques. Cette théorie suggère que le courant total dans la diode Schottky est dû à la diffusion et à l'émission thermionique. L'équation pour la densité de courant est donnée par l'équation de Richard-Dushman [11]:

$$j = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \quad (I.24)$$

$$A^{**} = \frac{f_p f_q A^*}{1 + f_p f_q v_R / v_D} \quad (I.25)$$

Avec,

f_p : Probabilité qu'un électron franchisse la barrière dans le métal sans être dispersé par un phonon.

f_q : Coefficient moyen de transmission,

v_r : Vitesse de recombinaison effective ,

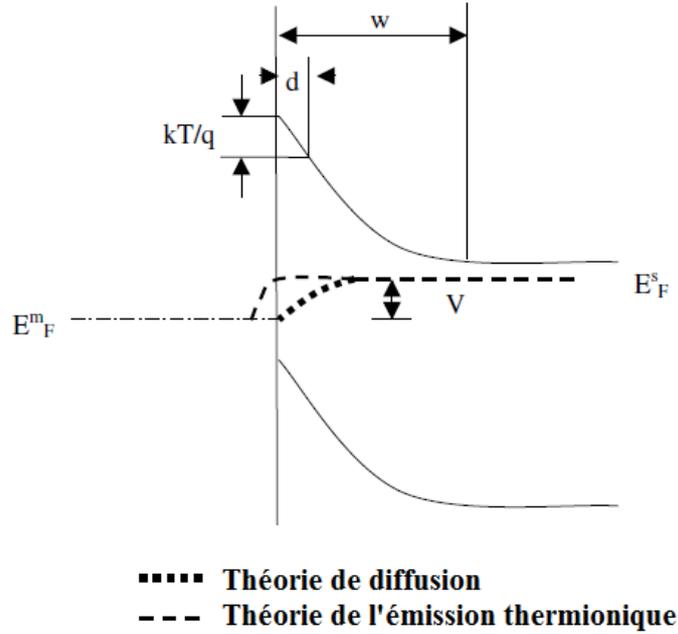


Figure I.7 : Niveau quasi-Fermi électronique dans une barrière Schottky polarisée en direct [10].

I.3.2 La théorie de courant Tunnel :

Le courant tunnel est le déplacement des porteurs à travers la barrière. Ce courant est un autre important mécanisme de conduction, qui a un effet significatif à basse température et des concentrations élevées de dopage. Dans le cas des semiconducteurs fortement dopés, l'appauvrissement et la largeur de la barrière sont étroites, ce qui permet aux porteurs de creuser facilement un tunnel à travers la région de la barrière. La densité du courant de tunnel est donnée par [11]:

$$J = J_s \exp\left(\frac{V}{E_0}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right) \quad (I.26)$$

où, E_0 est donné par :

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \quad (I.27)$$

$$E_{00} = \frac{q\eta}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_{sc} m_e^*}} \quad (I.28)$$

où J_s est la densité du courant de saturation, E_{00} est le potentiel de diffusion d'une barrière de Schottky.

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les propriétés du contact métal-semiconducteur, telles que les diagrammes de bandes énergétiques, la zone de charge d'espace en équilibre thermodynamique et sous polarisation direct et inverse. Nous avons, aussi étudié les états d'interfaces. Les différents mécanismes de conduction du courant fonctionnant dans les contacts Schottky, sont notamment expliqués.

I.5. References:

- [1] B. Sharma, *Metal-semiconductor Schottky barrier junctions and their applications*: Springer Science & Business Media, 2013.
- [2] F. Braun, "Ueber die Stromleitung durch Schwefelmetalle," *Annalen der Physik*, vol. 229, pp. 556-563, 1875.
- [3] A. Chawanda, "Electrical and structural characterization of metal germanides," University of Pretoria, 2010.
- [4] A.Rabehi. (2012, Thèse de Doctorat en Sciences, Université Djillali Liabès.
- [5] A. H. KACHA, "Caractérisation électrique et photoélectrique des hétéros structures à base de composés III-V nitrurés," 2017.
- [6] S. Khanal, "Pulsed and transient characterization of THz Schottky diodes," 2012.
- [7] E. H. Rhoderick, "Metal-semiconductor contacts," *IEE Proceedings I-Solid-State and Electron Devices*, vol. 129, p. 1, 1982.
- [8] H. K. Henisch, *Rectifying semi-conductor contacts*: Clarendon Press, 1957.
- [9] E. Rhoderick, "Comments on the conduction mechanism in Schottky diodes," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 5, p. 1920, 1972.
- [10] R. Solomon, "Fabrication and Characterization of Cu/4H-SiC Schottky Diodes," 2007.
- [11] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*: John wiley & sons, 2006.

Chapitre II :

***DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES***

II.1. Introduction :

Nous présenterons, dans ce chapitre, le matériel utilisé pour les caractérisations électriques à différentes températures. Nous étudions, aussi, les caractérisations optiques par la photoluminescence (PL) à différentes températures, ceci dans le but de déterminer les propriétés intrinsèques et la détection des impuretés et des défauts. Nous exposerons ainsi, dans ce chapitre, les différentes techniques utilisées pour extraire les paramètres électriques de nos dispositifs.

II.2. Caractérisation électrique :

II.2.1. Banc de spectroscopie d'admittance

La figure II.1 représente le banc de spectroscopie d'admittance, utilisé pour mesurer la caractéristique capacité-tension $C(V)$ et la spectroscopie d'admittance (ou d'impédance, qui revient à la mesure de la conductance, réactance, résistance... en fonction de la fréquence) des échantillons.

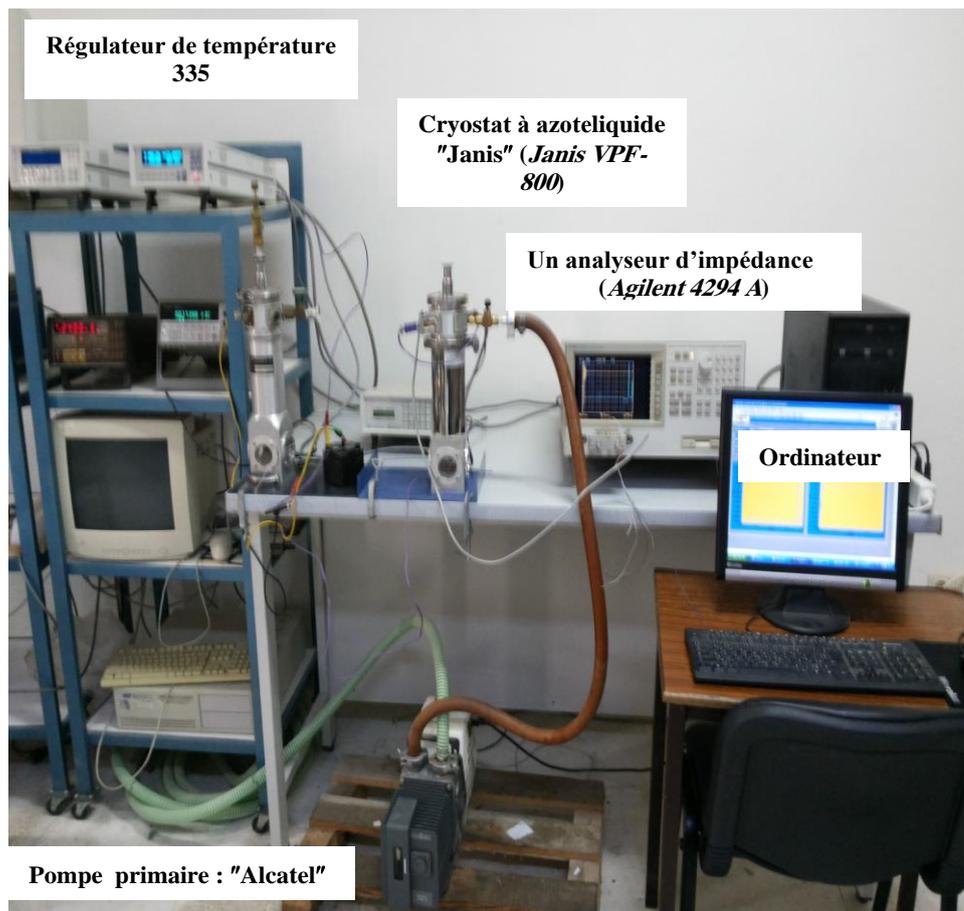


Figure II.1 : Banc expérimental de caractérisation électrique : la spectroscopie d'impédance.

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

Il est composé par :

a. Pont d'impédance

Le pont d'impédance est l'appareil crucial du banc expérimental de la technique de spectroscopie d'impédance. Lors de la mesure, on a utilisé un pont d'impédance Agilent 4294 A dont la gamme de fréquence varie de 40 Hz à 110 MHz (voir figure II.2).



Figure II.2: Pont d'impédance Agilent.

L'utilisation de ce pont nous donne la possibilité d'obtenir plusieurs couples de grandeurs :

- * Capacité parallèle-conductance (Cp-G)
- * Capacité parallèle-déphasage (Cp-D)
- * Impédance réelle-impédance imaginaire ($Z'-Z''$)

b. Cryostat à azote liquide

Le cryostat est défini comme étant un appareil assurant le maintien de la température à des valeurs très basses grâce à un gaz liquéfié.

Nous utilisons un cryostat à azote liquide (voir la figure II.3) qui permet le balayage de la température sur une large gamme allant de 80 K à 700 K. Pour effectuer les mesures, on procède de la manière suivante:

- fermer le cryostat contenant les échantillons,
- le connecter au pont d'impédance, à la pompe à vide et au régulateur de la température,
- mettre la pompe en marche,
- après 15 à 30 minutes, verser l'azote liquide peu à peu, programmer le régulateur de la température.
- commencer les mesures une fois la température stabilisée.



Figure II.3: Cryostat Janis VPF -800.

c. Régulateur de température

En utilisant le régulateur (voir la figure II.4), on fixe la température de mesure désirée. Une fois la température au niveau de l'échantillon est stable, on commence la mesure.



Figure II.4: Régulateur de la température 335.

L'ordinateur permet de commander le régulateur et l'analyseur par un programme LabView.

II.2.2. Banc de mesures électriques Courant-Tension I(V) :

Les mesures électriques I(V) peuvent nous donner des informations sur les propriétés électroniques globales des échantillons.

La figure II.5 représente le banc expérimental de mesure de la caractéristique I-V. Les résultats sont directement enregistrés et visualisés sur l'écran du banc de mesure.

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

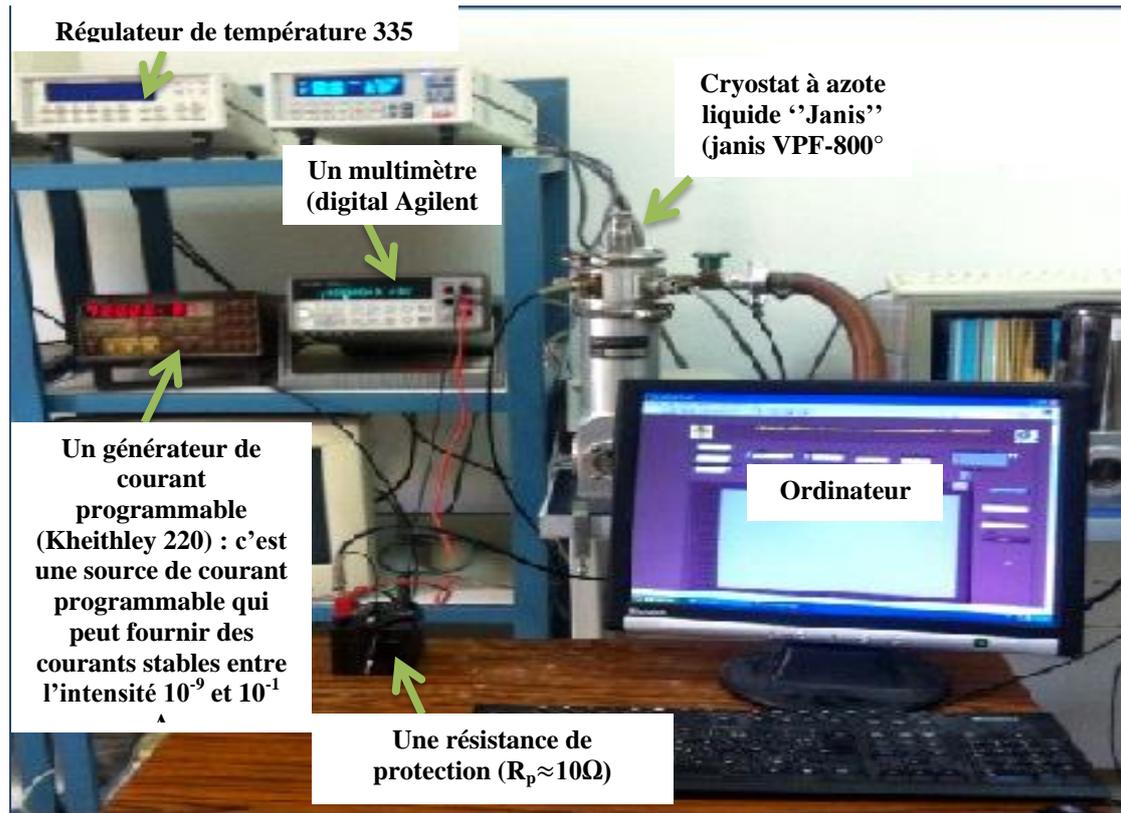


Figure II.5 : Banc expérimental de mesure de la caractéristique I(V).

a. Principe

Il s'agit d'appliquer un courant à la jonction métal/semiconducteur et suivre les variations de la tension. On obtient alors la caractéristique I(V) qui est liée essentiellement aux propriétés des porteurs libres. Cette caractéristique nous permet d'extraire les principaux paramètres qui caractérisent la jonction, notamment, le comportement de la jonction (Schottky ou ohmique), le facteur d'idéalité de la jonction, la résistance séries,... . L'étude de l'évolution des caractéristiques en fonction de la température permet aussi de déduire l'effet de la température sur les mécanismes de conduction des porteurs.

La figure II.6 illustre le schéma de principe des mesures I(V).

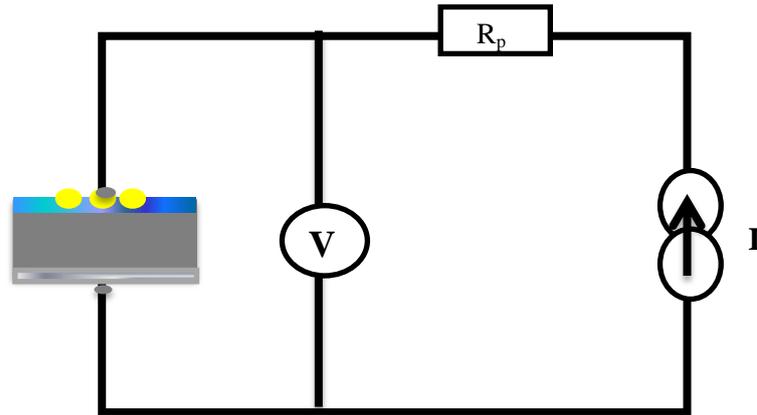


Figure II.6 : Schéma de principe des mesures I(V).

R_p est une résistance de protection de quelques ohms, qui protège le générateur lorsque le dipôle devient un bon conducteur.

II.2.3. Protocole de mesure

Après avoir fixé des fils conducteurs en argent sur les deux faces de l'échantillon, on fixe l'échantillon sur le porte échantillon du cryostat par la laque d'argent. On relie les fils conducteurs aux électrodes du cryostat. Puis, on assure la connexion des fils du cryostat à celles du pont d'impédance par des câbles coaxiaux permettant de conduire le signal et de le filtrer du bruit. Ensuite, le pont d'impédance, le régulateur de la température et l'ordinateur sont mis en marche. On lance la mesure en fonction de la fréquence ou de la tension de polarisation. Afin de s'assurer un bon contact, il est conseillé d'effectuer un essai à température ambiante. Ensuite, la pompe à vide connectée au cryostat est mise en marche (~ 30 min) jusqu'à ce que le vide s'établisse. On programme la température de départ dans le régulateur. Ensuite, on verse peu à peu l'azote liquide dans le cryostat. Lorsqu'elle atteint 80 K on commence à effectuer les mesures et les enregistrer tout en augmentant la température de 80 K à 700 K avec un pas de 20 K.

II.2.4. Modèles de caractérisation électrique :

II.2.4.a. Caractéristique capacité-tension :

La mesure de la caractéristique capacité-tension (C-V) est une méthode non destructive. Le principe de cette technique de caractérisation électrique consiste à appliquer une tension en suivant l'évolution de la capacité et d'étudier son influence sur le comportement électrique de la jonction. La mesure de ce type de caractéristique permet de déterminer la tension de diffusion et la concentration des impuretés ionisées dans une jonction. Cette dernière est liée à la capacité par l'équation suivante [1]:

**CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{SNd\epsilon_0\epsilon_s} \left(\Phi_b - V_n + V - \frac{kT}{q} \right) \quad (II.1)$$

et

$$V_n = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad (II.2)$$

avec :

S : surface de la jonction,

q : la charge électrique élémentaire,

N_d : la densité des impuretés, supposées toutes ionisés à la température ambiante,

V_d : le potentiel de diffusion de la jonction,

V : la tension appliquée en inverse ($V < 0$),

ϵ_s : la permittivité électrique relative du semiconducteur considéré.

V_n : la différence de potentiel entre la bande de conduction et le niveau de Fermi du semi-conducteur ($E_c - E_{FS}$) et N_c est la densité d'états effective dans la bande de conduction.

La pente de la courbe $C^{-2}(V)$ permet de déterminer la densité des donneurs ionisés N_d et l'intersection avec l'axe de V permet de déterminer la tension de diffusion V_d (figure II.7).

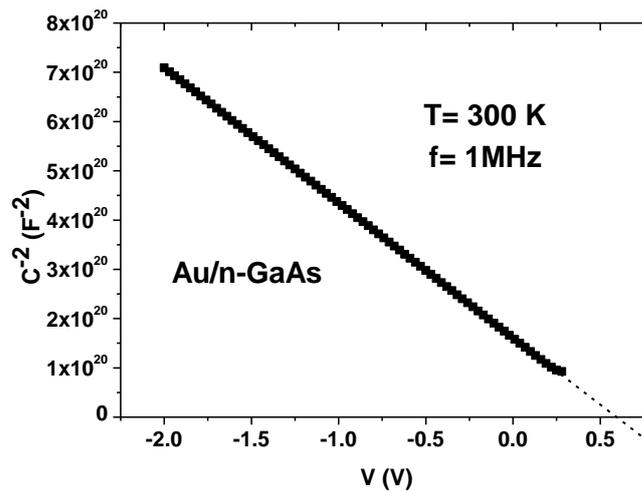


Figure II.7 : Caractéristique $C^{-2}(V)$ d'une jonction Schottky Au/n-GaAs.

La hauteur de barrière Schottky Φ_b peut être calculée à partir de V_d en utilisant l'expression [2]:

$$\Phi_b = V_d + V_n + \frac{kT}{q} \quad (II.3)$$

II.2.4.b. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence C-V-f et G-V-f:

D'après les caractéristiques 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 [3]:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2} \quad (II.4)$$

Pour obtenir les caractéristiques corrigées de 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 [3]:

$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (II.5)$$

$$G_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (II.6)$$

Avec le paramètre a défini par :

$$a = C_m - [G_m^2 + (\omega C_m)^2] R_s \quad (II.7)$$

II.2.4.c. Caractéristique courant-tension :

Les caractéristiques courant-tension (I-V) directes des contacts Schottky idéal obéissent au modèle d'émission thermo-ionique, qui est donné par [1, 4] :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (II.8)$$

où I_s est le courant de saturation calculé comme suit:

$$I_s = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (II.9)$$

q est la charge d'électrons, k est la constante de Boltzmann, T est la température, S est la surface de diode efficace, A^* est la constante de Richardson effective égale à $8.16 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^2$ pour le GaAs [5].

Néanmoins, le contact Schottky réel montre des divergences par rapport à l'émission thermionique idéale. Les paramètres comme le facteur d'idéalité n et la résistance série R_s sont généralement inclus dans la relation I-V pour tenir compte du comportement de contact Schottky non idéal. Le modèle classique du courant

**CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

d'émission thermoionique pour les contacts Schottky non idéal est exprimé comme suit [4, 6]:

$$I = I_s \exp\left(\frac{q(V-R_s I)}{nkT}\right) \quad (II.10)$$

Différents méthodes sont utilisées pour déterminer les paramètres électriques à partir de caractéristiques I-V. les méthodes utilisées dans cette thèse sont :

- **Méthode de ln(I)-V:**

La méthode ln(I)-V est basée sur les équations (II.9) et (II.10). Pour une tension de polarisation faible, la résistance série est très faible et pour la tension de polarisation supérieure à $3kT/q$. Ainsi, pour les faibles tensions, l'équation (II.10) devient:

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (II.11)$$

et

$$\ln(I) = \frac{q}{nkT}V + \ln(I_s) \quad (II.12)$$

La figure II.8 montre la courbe ln(I)-V. Sur cette figure, la pente et l'ordonnée à l'origine y donnent respectivement les valeurs de n et I_s . La valeur de ϕ_b est calculée par:

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_s}\right) \quad (II.13)$$

et la résistance série est calculée, pour les tensions plus élevées, par:

$$R_s = \frac{\Delta V}{I} \quad (II.14)$$

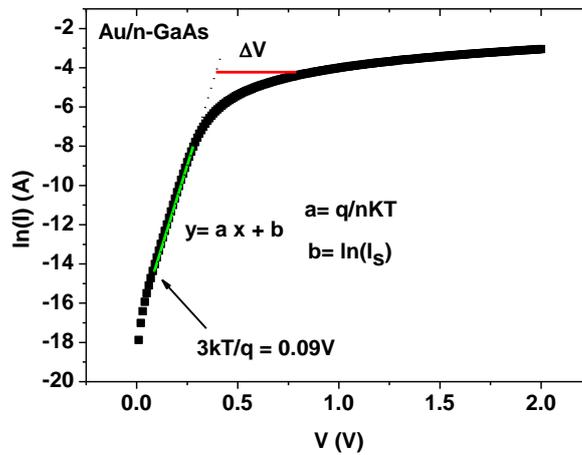


Figure II.8 : ln(I)-V de la diode Schottky Au/n-GaAs à 300 K.

- **Méthode de Cheung et Cheung:**

Cette méthode a été développée par Cheung et Cheung [4] et confirmée par Werner et al. [7]. Elle est basée sur les équations (II.9) et (II.10). Où on peut extraire les valeurs de n , R_s et ϕ_b par les relations suivantes:

$$G(I) = \frac{\partial V}{\partial(\ln I)} = R_s I + \frac{nkT}{q} \quad (II.15)$$

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = R_s I + n\phi_b \quad (II.16)$$

La figure II.9 montre les tracés $G(I)$ - I et $H(I)$ - I . La pente et l'ordonnée à l'origine sur l'axe y de $G(I)$ - I donnent R_s et n , respectivement. La pente et l'ordonnée à l'origine sur l'axe des y de $H(I)$ - I donnent respectivement R_s et ϕ_b .

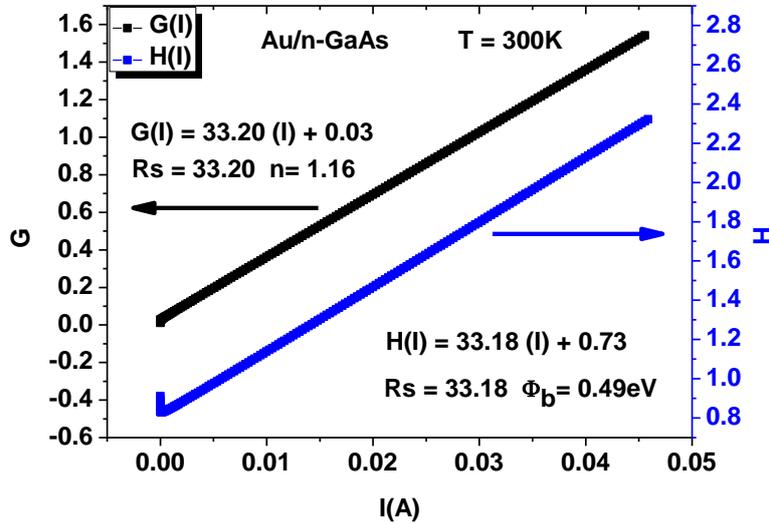


Figure II.9 : $G(I)$ - I et $H(I)$ - I de la diode Schottky Au/n-GaAs à 300 K.

- **Calcul de la densité des états d'interfaces :**

Les états d'interface réagissent comme des pièges pour les électrons formant le courant d'émission thermoionique dans les diodes Schottky. Ce processus de capture de charge perturbe le comportement électrique de nos structures [8-12]. La figure II.10 présente la distribution de la densité d'état d'interface N_{SS} par rapport à $(E_c - E_{SS})$. Elle est calculée à partir des expressions suivantes [13]:

$$N_{SS} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V - 1) - \frac{\epsilon_s}{W}) \right] \quad (II.17)$$

$$E_c - E_{SS} = q\phi_{bn} - qV \quad (II.18)$$

ϵ_i et ϵ_s sont les permittivité de la couche interfaciale et de substrat, respectivement. δ est l'épaisseur de la couche interfaciale, W est la largeur de la zone de charge

d'espace, E_c est le bas de la bande de conduction et E_{ss} est l'énergie des états d'interface.

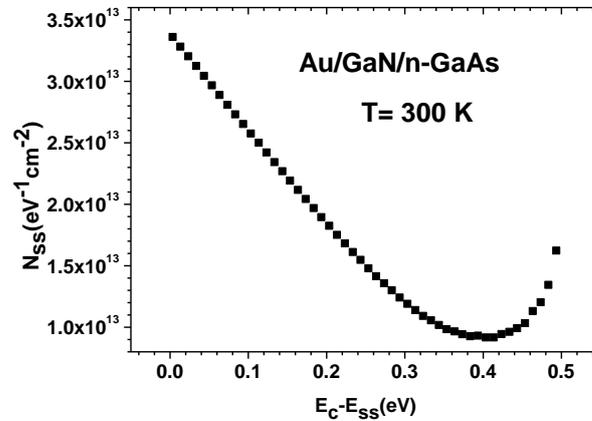


Figure II.10 : Distribution des états d'interfaces dans la bande interdite.

II.3. Caractérisation optique par la photoluminescence (PL):

La PL est une technique optique non destructive utilisée pour la caractérisation et la détection des impuretés et les défauts qui affectent la qualité des matériaux et les performances du dispositif. Ainsi, on peut déterminer optiquement les propriétés intrinsèques comme par exemple l'énergie de la bande interdite, la transition excitonique, la composition d'alliage...[14].

II.3.1. Dispositif expérimental de PL :

Une description du système d'équipement utilisé pour mener des études de PL dépendant de la température est donnée ci-dessous et le schéma synoptique de la spectroscopie de photoluminescence stationnaire est illustré par la figure II.12.

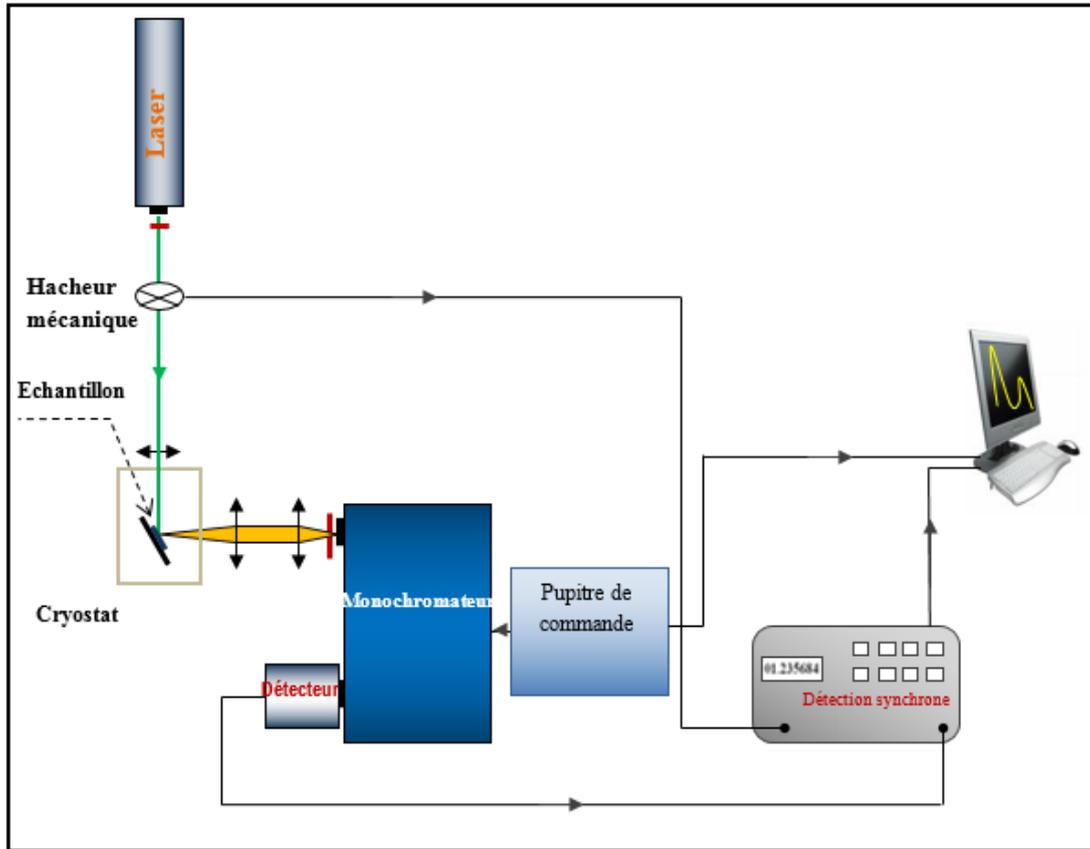


Figure II.12: Schéma du dispositif expérimental de spectroscopie de photoluminescence(LMON) [15].

II.3.1.a. Source d'excitation :

Un laser à argon ionisé Ar^+ modèle 2018S de spectral physics de longueur d'onde 514.5nm, fournissant un faisceau de photons avec une énergie supérieure à la bande interdite du matériau étudié.

II.3.1.b. Optique de focalisation :

L'excitation de l'échantillon, se fait immédiatement à la surface d'un échantillon placé dans un cryostat à circulation fermé d'hélium et sous un angle d'incidence $\theta=45^\circ$ par rapport à la direction du faisceau excitateur. La lumière émise est collectée et focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur à l'aide d'un deuxième jeu de lentilles. La lumière excitatrice est modulée par un hacheur mécanique afin de permettre la synchronisation de la direction synchrone.

II.3.1.c. Monochromateur : (type Jobin-Yvon HDR1 de distance focale 0.6m)

Il inclue essentiellement deux réseaux plans de diffraction, deux miroirs sphériques concaves et des fentes de sortie (axiale et latérale) réglables, ce qui nous permet l'utilisation simultanée de deux détecteurs. Le défilement est assuré par un moteur pas à pas.

II.3.1.d. Système de détection :

À la sortie du monochromateur, la lumière est détectée par un détecteur choisi selon la gamme spectrale d'émission des structures étudiées. Il transforme le signal optique en un signal électrique. Le signal est amplifié par un préamplificateur dont la gamme de gain est comprise entre 10 et 10^4 V/A.

II.3.1.e. Système cryogénique :

Pour refroidir l'échantillon, nous utilisons un système cryogénique formé par un compresseur à hélium et d'une cryopompe. Le système à circulation fermée d'He est muni d'un régulateur de température dont la mesure de température est assurée au moyen d'une diode silicium sensible entre 1.7 et 400 K et montée sous la porte-échantillon. Le groupe de pompage formé par une pompe mécanique, qui a tendance à assurer le vide primaire d'ordre 10^{-2} Torr et une pompe à diffusion d'huile, munie d'un piège d'Azote liquide, qui sert à atteindre le vide secondaire d'ordre 10^{-5} Torr.

II.3.2. Principe de PL :

Le principe de la PL consiste à exciter l'échantillon par une lumière monochromatique de longueur d'onde relativement élevée à l'énergie de gap de l'échantillon ($h\nu > E_g$), excitant des électrons atomiques. Une relaxation ultérieure peut entraîner la production de photons caractéristiques du site du cristal ou du défaut qui émet la lumière détectée.

Les signaux luminescents détectés pourraient résulter de la recombinaison bande à bande, de défauts cristallins intrinsèques (défauts de croissance), d'impuretés dopantes (introduites lors de la croissance ou de l'implantation d'ions) ou d'autres niveaux de défauts extrinsèques (résultant des radiations ou des effets thermiques). Ces recombinaisons radiatives permettent d'utiliser les spectres de PL résultants pour déterminer le type spécifique de défaut du semi-conducteur. Ces interactions

fournissent des mesures qualitatives extrêmement sensibles des niveaux d'impuretés natives et extrinsèques trouvés dans la bande interdite [16].

Le processus de photoluminescence comprend trois phases principales (figure II.11) [17].

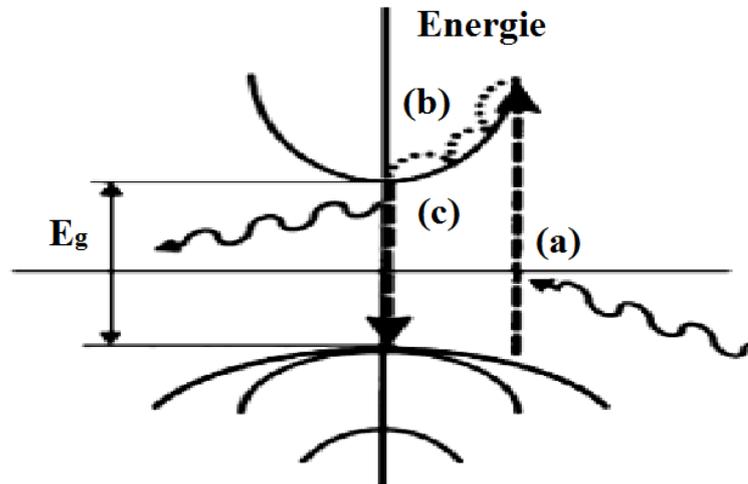


Figure II.11 : Schéma de photoluminescence. (a) Un électron absorbe un photon et passe de la bande de valence à la bande de conduction. (b) Les électrons perdent leur énergie par un processus de relaxation jusqu'au bas de la bande de conduction. (c) L'électron se recombine avec le trou, ce qui entraîne l'émission de lumière d'énergie $h\nu$ [18].

II.3.2.a. La photo excitation:

On excite l'échantillon par des photons d'énergie supérieure ou égale à l'énergie de la bande interdite effective. Le passage d'un électron de la bande de valence (B_V) vers la bande de conduction (B_C) se traduit par la création d'une paire électron-trou (exciton). Cela permet de sonder les mécanismes d'absorption et d'excitation donnant lieu à la luminescence de l'échantillon [19].

II.3.2.b. Thermalisation:

Les porteurs photo-excités hors équilibre perdent leur énergie par un processus de relaxation vers les extrema de bandes afin d'occuper des états disponibles : les électrons se désexcitent vers le bas de la B_C et les trous vers le haut de la B_V [20].

II.3.2.c. Recombinaison:

Le retour à l'équilibre est assuré par une recombinaison électron-trou qui peut s'effectuer selon deux voies, soit de manière radiative par émission des photons, soit

de manière non radiative assistée par des phonons. Cette dernière est liée à la présence d'un défaut recombinant (impureté, défauts structuraux...) qui tend à piéger l'un des porteurs de charge et à diminuer par conséquent la durée de vie [20].

II.3.3. Dépendance de la PL en fonction de la température :

Dans cette section, nous souhaitons discuter brièvement de l'effet de la température sur l'énergie fondamentale de la bande interdite E_g et sur la variation de l'intensité d'émission. La dépendance en température de E_g peut être décrite de manière générale par la formule empirique proposée par Varshni [21] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (II.19)$$

où $E_g(0)$ est l'énergie de la bande interdite à 0 K, α et β sont des constantes. De plus, la variation de E_g dans les semi-conducteurs s'explique généralement par deux facteurs. Le premier facteur est l'interaction électron-phonon et le second est l'expansion thermique du réseau cristallin. Le potentiel d'interaction dépendant de la température et décrivant les couplages électron-phonon peut, en effet, apporter une contribution majeure au décalage de la position relative des bandes de conduction et de valence. Ces interactions entraînent une diminution de E_g à mesure que la température augmente. Ce comportement peut être compris à partir de la formule empirique ci-dessus pour les valeurs de température élevée. Comme T devient élevé, le deuxième terme de l'équation. (II.19) se comporte comme $-\alpha T$, entraînant une diminution de E_g par rapport à sa valeur à 0 K.

Le deuxième facteur peut entraîner une diminution ou une augmentation de E_g avec la température. Cependant, ses contributions à $E_g(T)$ sont moins importantes que celles provenant de l'interaction électron-phonon. Les calculs théoriques montrent que l'effet est linéaire avec T à température élevée contrairement au cas à température plus basse où α et β ont une dépendance non linéaire vis-à-vis de T . Cela signifie qu'à faible T , la dépendance est automatiquement non linéaire.

L'étude de la photoluminescence en fonction de la température est souvent utilisée pour sonder les niveaux d'énergie impliqués dans certaines transitions. Pour atteindre cet objectif, nous devons exprimer la variation de l'intensité d'émission en fonction de la température, qui décrit comme suit:

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

$$I(T) = \frac{I(0)}{1+A \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right)} \quad (II.20)$$

où A est une constante, k est la constante de Boltzmann et E_a est l'énergie d'activation thermique de la transition. Pour une température suffisamment élevée, pour que la condition suivante soit remplie,

$$A \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \gg 1 \quad (II.21)$$

l'Eq. (II.20) prend la forme

$$I(T) \propto \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad (II.22)$$

Par conséquent, la valeur de E_a peut facilement être déduite de la pente du graphique de $\text{Log}(I)$ par rapport à $1/kT$. L'importance de E_a provient du fait qu'avec son utilisation, on peut déterminer les niveaux d'énergie à l'intérieur de la bande interdite du semi-conducteur, qui est le point ultime à atteindre.

II.4. Conclusion :

Dans ce chapitre, on a présenté l'ensemble des techniques de caractérisation électrique (courant-tension, capacité-tension, capacité- fréquence et conductance- fréquence) et la caractérisation optique par la photoluminescence (PL). Nous avons exposé, aussi, les bancs de mesure et les méthodes d'extraction des paramètres électriques pour chaque type de caractérisation.

Références

- [1] E. Rhoderick and R. Williams, "Metal–Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford 1988."
- [2] H. Helal, Z. Benamara, M. B. Arbia, A. Khetrou, A. Rabehi, A. H. Kacha, and M. Amrani, "A study of current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Au/n-GaAs and Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes in wide temperature range," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, p. e2714.
- [3] E. H. Nicollian and J. R. Brews, "MOS/metal oxide semiconductor/physics and technology," *New York, Wiley-Interscience, 1982. 920 p.*, 1982.
- [4] S. Cheung and N. Cheung, "Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics," *Applied Physics Letters*, vol. 49, pp. 85-87, 1986.

**CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE POUR LES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

- [5] B. Akkal, Z. Benamara, H. Abid, A. Talbi, and B. Gruzza, "Electrical characterization of Au/n-GaN Schottky diodes," *Materials chemistry and physics*, vol. 85, pp. 27-31, 2004.
- [6] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*: John wiley & sons, 2006.
- [7] J. H. Werner, "Schottky barrier and pn-junction I/V plots—Small signal evaluation," *Applied physics A*, vol. 47, pp. 291-300, 1988.
- [8] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J. Lábár, and M. Menyhárd, "Passivation of GaAs (001) surface by the growth of high quality c-GaN ultra-thin film using low power glow discharge nitrogen plasma source," *Surface Science*, vol. 606, pp. 1093-1099, 2012.
- [9] A. Turut, M. Saglam, H. Efeoglu, N. Yalcin, M. Yildirim, and B. Abay, "Interpreting the nonideal reverse bias CV characteristics and importance of the dependence of Schottky barrier height on applied voltage," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 205, pp. 41-50, 1995.
- [10] X. Wu, E. Yang, and H. Evans, "Negative capacitance at metal-semiconductor interfaces," *Journal of Applied Physics*, vol. 68, pp. 2845-2848, 1990.
- [11] M. K. Hudait and S. Krupanidhi, "Effects of thin oxide in metal-semiconductor and metal-insulator-semiconductor epi-GaAs Schottky diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 44, pp. 1089-1097, 2000.
- [12] H. Mazari, Z. Benamara, K. Ameer, N. Benseddik, O. Bonnaud, R. Olier, and B. Gruzza, "Influence of Ru³⁺ ions at Al/GaAs interface on Schottky diodes," *International Journal*, 2009.
- [13] B. Akkal, Z. Benamara, N. B. Bouiadjra, S. Tizi, and B. Gruzza, "Illumination dependence of I-V and C-V characterization of Au/InSb/InP (1 0 0) Schottky structure," *Applied Surface Science*, vol. 253, pp. 1065-1070, 2006.
- [14] S. Badreddine, "Modélisation des propriétés électroniques d'hétéro-structures à base des matériaux III_V pour des applications photovoltaïques," 2016.
- [15] B. Mouna, "Etude des propriétés optiques et modélisation des structures à Boîtes Quantiques InAs/GaAs (11N), N= 3,4,5," 2016.
- [16] R. Ray-Djondang, "Spectroscopie optique de boîtes quantiques d'InAs sur substrats d'InP et de GaAs Nanopixel semiconducteur pour l'étude de l'influence d'un champ électrique," Lyon, INSA, 2010.
- [17] I. FRAJ, "Etude des propriétés électroniques et modélisation des nanostructures à base des matériaux III-V pour applications en optoélectronique," 2017.
- [18] A. Seyhan, "Photoluminescence Spectroscopy of CdS and GaSe," Citeseer, 2003.
- [19] J. Weimmerskirch-Aubatin, "Propriétés de luminescence et caractérisation structurale de films minces d'oxydes de silicium dopés au cérium et codopés cérium-ytterbium," 2014.
- [20] S. ZOUAGHI, "Contribution de la dilatation thermique et de l'interaction électron-phonon à la variation en température de l'énergie de la bande interdite dans les alliages III-V," 2017.
- [21] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *physica*, vol. 34, pp. 149-154, 1967.

Chapitre III :

***DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR ELABORATION
DES STRUCTURES A BASE DE MATERIAUX III-V
NITRURES***

III.1 Introduction :

Nous allons présenter dans ce chapitre les dispositifs expérimentaux utilisés tels que les bâtis ultravides et leurs éléments. Ensuite, nous allons exposer les étapes de préparation des substrats de GaAs (100), par différents processus de nettoyage (chimique et ionique). En outre, nous allons expliquer les processus de nitruration avec la source à décharge Glow Discharge Cell (GDS) et la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR). Les différentes caractérisations spectroscopiques XPS étudiées pour déterminer la composition chimique de la surface de GaAs, à chaque étape de préparation, sont décrites en annexe.

III.2. Technologie et Dispositifs Expérimentaux :

Un environnement propre sans contamination est nécessaire pour la croissance de nano-couches sur les substrats de GaAs. Pour cela, on utilise un bâti ultra vide en acier inoxydable dont la pression est inférieure à 10^{-8} Pa pour créer un vide très poussé et contrôlé, par un système de pompage.

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.1).

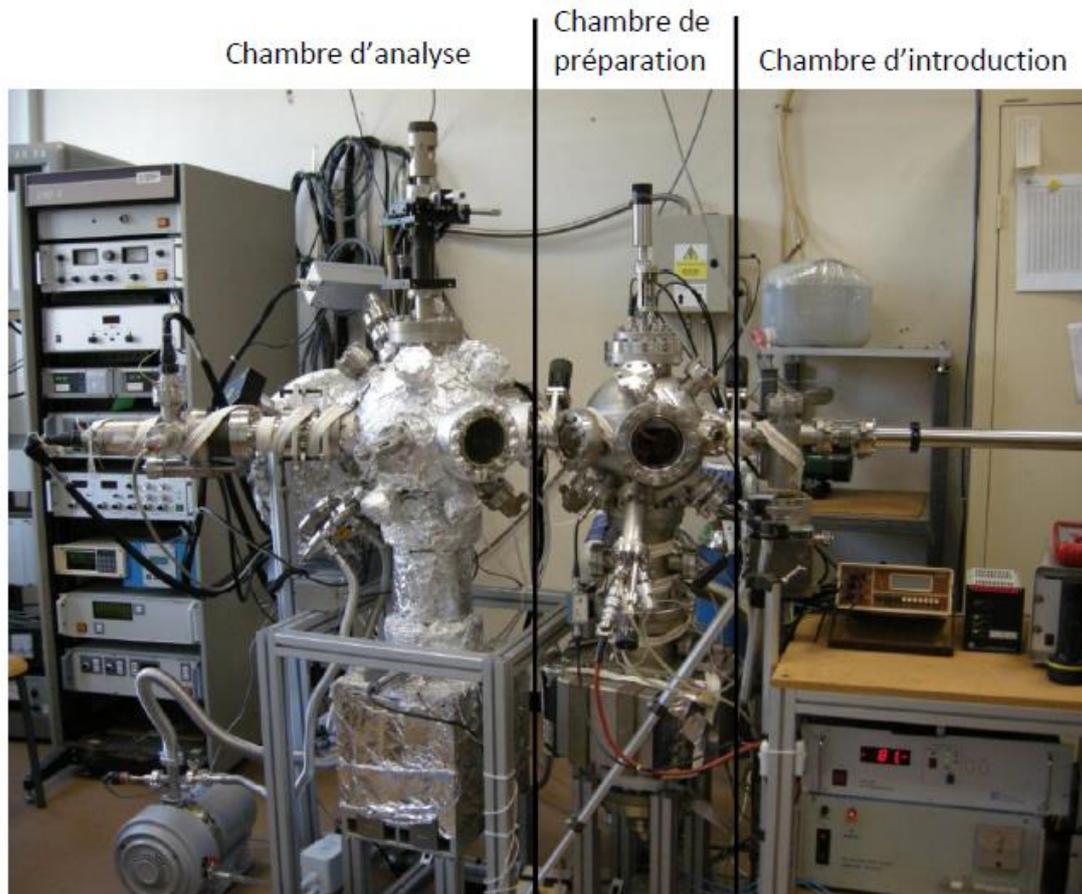


Figure III.1 : Ensemble du bâti ultra-vide [1].

III.2.1 La chambre d'introduction:

La chambre d'introduction (figure III.2), nous permet d'introduire les échantillons sans mise à l'air de façon rapide. Elle est placée entre la chambre de préparation et la canne de transfert. Elle est connectée à une pompe turbo moléculaire pour une descente rapide en pression. L'objectif de la canne de transfert est d'amener l'échantillon dans les différentes parties du bâti.

III.2.2 La chambre de préparation :

Cette chambre est destinée au nettoyage et à la structuration de la surface des échantillons à l'aide de différents appareils comme illustré dans la figure III.2.

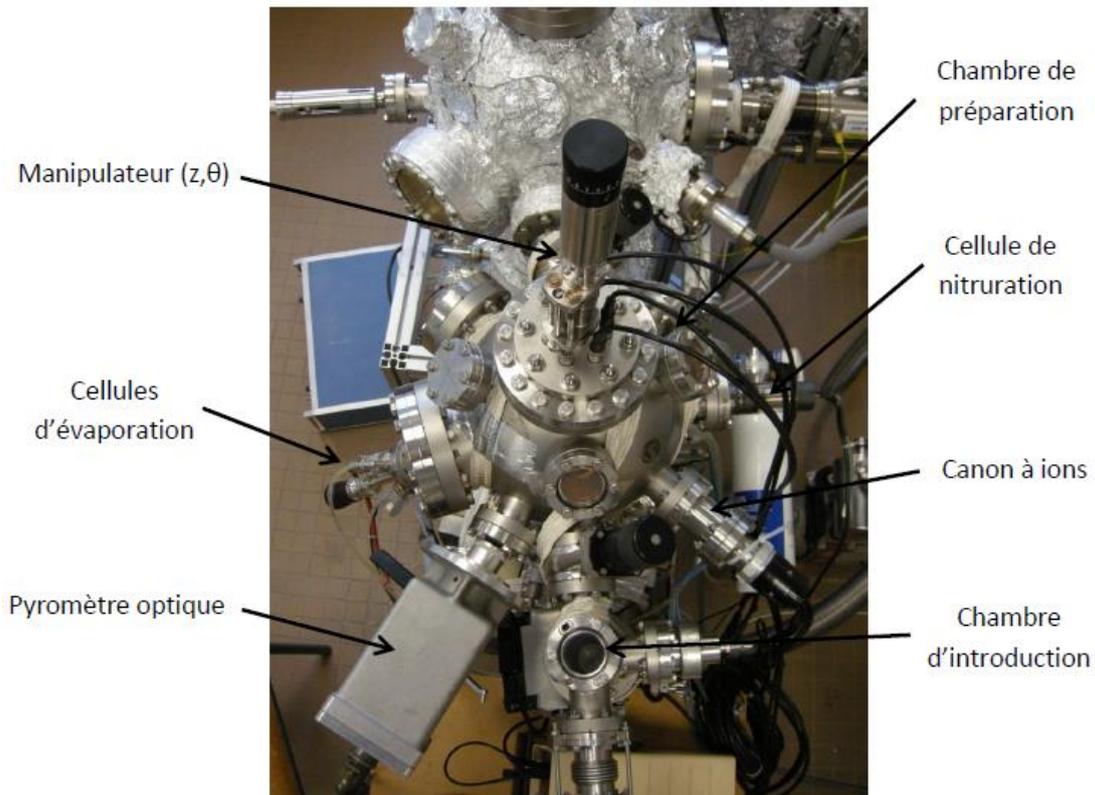


Figure III.2 : La chambre d'introduction et de préparation [1].

III.2.2.a Le canon à ions :

Le nettoyage de nos échantillons est réalisé à l'aide des canons à ions du type RIBER. L'argon pur (99,999%) est introduit dans la chambre à l'aide d'une micro-fuite jusqu'à une pression de 10^{-2} Pa. L'énergie des ions est fixée à 1 KeV et la densité de courant ionique à réglée sur 5 mA.cm^{-2} , pour le nettoyage des substrats de GaAs.

III.2.2.b Cellules d'évaporation :

Les cellules d'évaporation permettent le dépôt de gallium, d'or et de nickel. On a trois cellules de type Knudsen ayant le même principe de fonctionnement. Le chauffage se fait par un filament de l'effet Joule entouré d'un creuset contenant le matériau à déposer. Le dépôt s'effectue sur l'échantillon placé dans l'axe de la cellule. La température d'évaporation est contrôlé par un thermocouple relié à un régulateur et situé sur le creuset. 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.2.2.c Cellules de nitruration :

La nitruration des surfaces de nos structures étudiées est réalisée par deux méthodes différentes à l'aide de deux types de sources de nitruration différentes :

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

La source plasma à décharge est préférable pour la production de l'azote atomique. La molécule de diazote d'énergie de liaison 9,9 eV [2] est brisée par une différence de potentiel d'environ 2 kV entre une anode et une cathode créant un plasma contenant des espèces réactives (N , N^+ , N^{2+}) (figure III.3). L'anode est un cylindre en acier inoxydable enchâssé dans un tube en quartz et est portée à une haute tension positive. La cathode reliée à l'enceinte ultra-vide et à la masse. La configuration du champ électrique est assurée 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 10W [3].

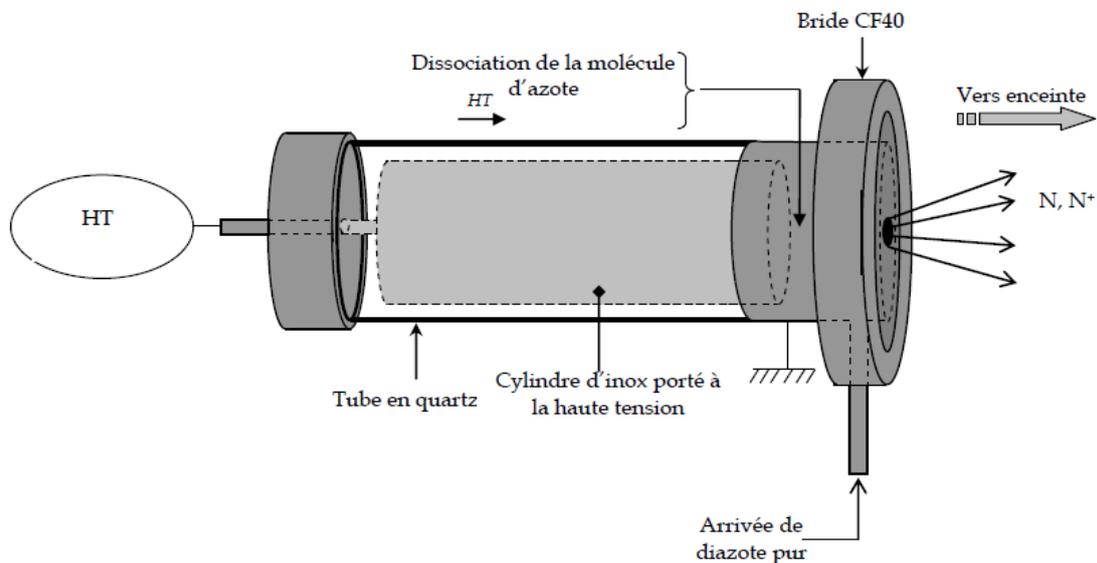


Figure III.3 : Schéma de la source de type plasma à décharge (GDS) [3].

- Source de type Electron Cyclotron Resonance ECR :

La source ECR 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 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. La source ECR est basée sur le principe de la résonance cyclotronique des électrons. 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.4) [3].

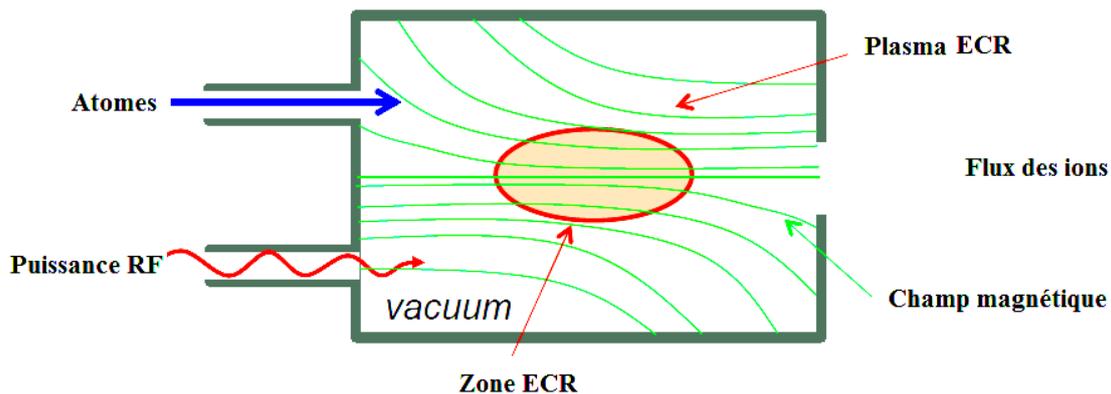


Figure III.4 : Schéma de la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR) [3]

III.2.2.d Porte-échantillon chauffant :

Les portes échantillons sont constitués d'un parking de stockage pour deux échantillons et une partie analyse. Le porte échantillon est en cuivre permet une bonne conduction thermique et électrique et possède un système de chauffage. C'est un système de chauffage par rayonnement permettant d'atteindre une température de 650°C. De plus il est équipé d'un thermocouple pour contrôler la température.

III.2.3 Chambre d'analyse :

La chambre d'analyse est composée de plusieurs parties d'analyse de surface (figure III.5). Elle est équipée du même type de porte échantillon sauf qu'elle n'a pas de

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR ELABORATION DES STRUCTURES A BASE DE MATERIAUX III-V NITRURES

système de chauffage. La chambre d'analyse a la possibilité de charger deux échantillons différents. Cet équipements nous permet de réaliser différentes spectroscopies électroniques telles que la spectroscopie de photoélectrons X (XPS), la spectroscopie des électrons Auger (AES) ou la microscopie Auger.

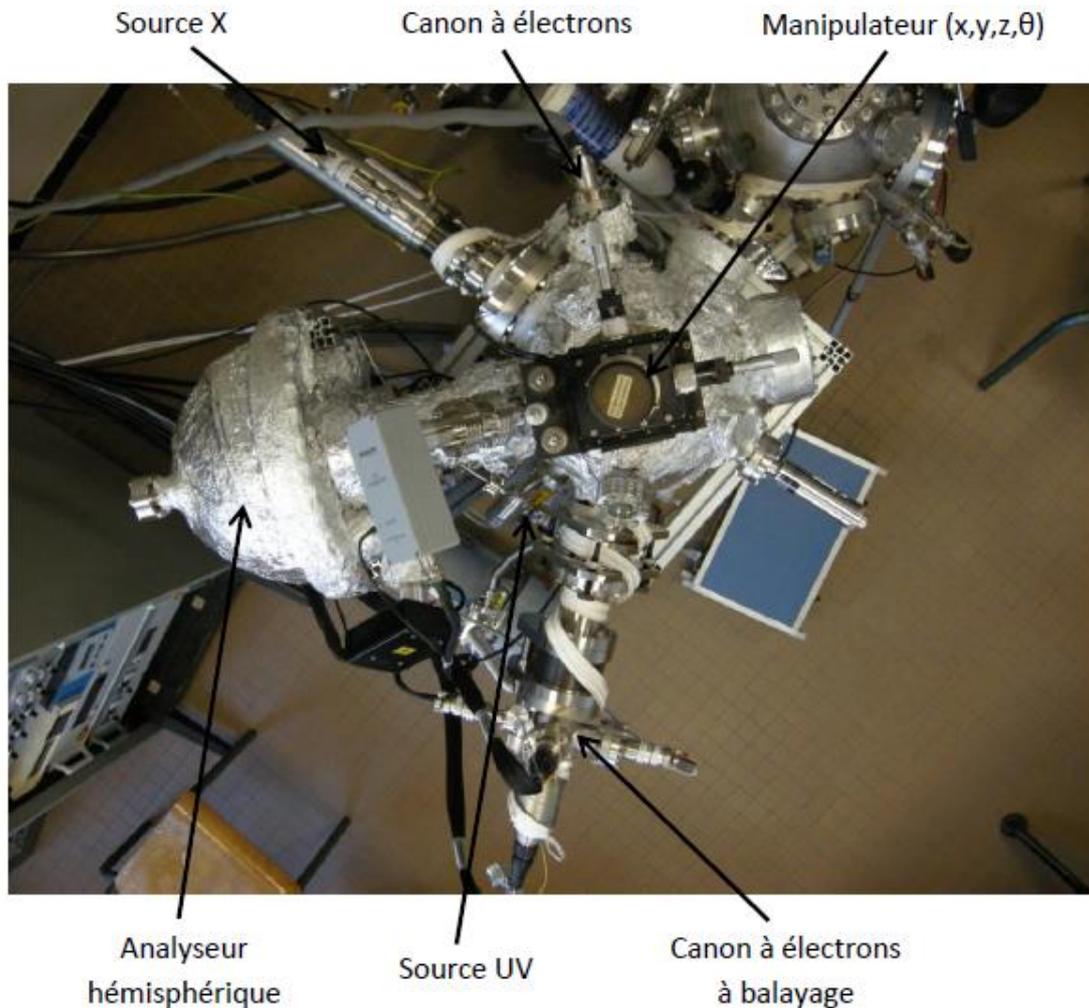


Figure III.5 : Chambre d'analyse [3].

- **L'analyseur hémisphérique (HSA)** (figure III-6).

Dans cet analyseur, les électrons sont déviés par un champ électrostatique et 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 [4].

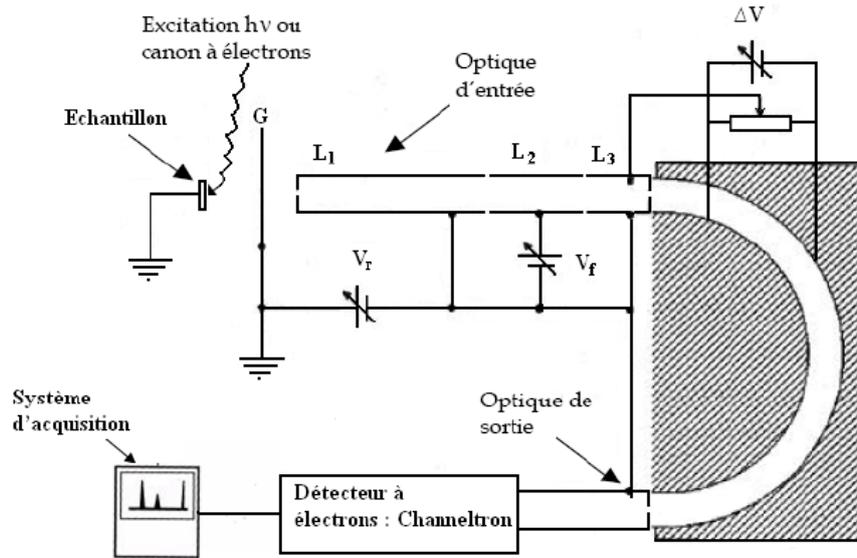


Figure III.6: L'analyseur hémisphérique [4]

L'analyseur hémisphérique est basé sur le modèle de M.D. Bui [5], il est composé de trois parties : l'optique d'entrée, l'analyseur qui est constitué de deux hémisphériques et l'optique de sortie. L'optique d'entrée est composée de trois lentilles (L_1 , L_2 , L_3) de filtrage qui sont des électrodes cylindriques creuses. Elle présélectionne les électrons à étudier. Les lentilles L_1 et L_3 sont portées à un potentiel retardateur V_R qui permet de freiner les électrons jusqu'à l'énergie de passage E_p . La lentille L_2 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 $\Delta V = kE_p$, (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 [6]. 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 [4]. 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 relié à un ordinateur muni d'un programme d'acquisition automatique.

- La source à rayons X :

Dans la 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 K α : 1253.6 eV), l'autre en aluminium (Al K α : 1486.6 eV). 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 10⁸ 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.2.4 Système et contrôle du vide :

On obtient l'ultra-vide grâce à trois étages de pompage [7] :

- Le premier étage est de pompage de vide primaire et il est constitué par une pompe à palette, permet de ramener la pression atmosphérique à une pression de l'ordre de 10⁻¹ Pa avec une vitesse de pompage de 50 l/s. Cette pompe est équipée d'un filtre à zéolithes placé entre la pompe et l'enceinte de façon à prévenir toutes remontés intempestives d'huile dans cette dernière.
- La deuxième étage est de vide secondaire (10⁻² à 10⁻⁶ Pa) est atteint à l'aide d'une pompe turbo-moléculaire. Elle se compose d'une série de roues à ailettes qui tournent à une vitesse de 72 000 tours/min. Il entraîne les particules vers le système de refoulement qui est assuré par la pompe primaire.

- Le troisième étage est de l'ultra vide, une pompe ionique permet de descendre aux pressions d'environ 10^{-8} Pa. Son principe est basé sur deux phénomènes : l'ionisation des molécules de gaz puis le piégeage des molécules ionisées qui sont adsorbées ensuite sur des plaques de titane.

Le contrôle du vide est assuré par une jauge de type thermocouple ayant une plage de mesure de 100 à 10^{-1} Pa permettant de mesurer le vide primaire. Le vide secondaire est mesuré grâce à une jauge de type Penning (cathode froide). La jauge de type thermocouple mesure la variation de température d'équilibre d'un élément chauffant à l'aide d'un micro-thermocouple. Le principe de la jauge de type Penning est l'ionisation du gaz par l'intermédiaire d'une haute tension. Un aimant permanent induit une trajectoire des ions vers la cathode [7].

III.3 Les étapes et procédures de fabrication des contacts Schottky à base de GaAs nitruré :

L'élaboration de nos structures d'étude est réalisée dans le Groupe de Surface et d'Interface de l'Institut Pascal de l'université Blaise Pascal-Clermont II. Nous avons utilisé des substrats d'Arséniure de gallium se présentant sous la forme de plaquettes circulaires d'épaisseur 400 μm et de 2 pouces de diamètre (~50 mm) et de plan cristallographique (100). Le dopage est de type n par Silicium avec une concentration $N_d = 4.9 \times 10^{15}$ atomes / cm^3 .

Dans ce qui suit, nous allons expliquer les différentes étapes technologiques utilisées pour la fabrication de nos structures.

III.3.1. Désoxydation des surfaces :

Nous avons utilisé deux processus différents de nettoyage de substrats. Le premier est un nettoyage chimique (ex-situ) suivi par un bombardement ionique (in-situ) et le deuxième est un nettoyage chimique (ex-situ) suivi par un recuit (in-situ).

III.3.1.a. Processus 1 : dégraissage chimique + bombardement ionique

- **Nettoyage chimique :**

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR ELABORATION DES STRUCTURES A BASE DE MATERIAUX III-V NITRURES

Le nettoyage chimique est une étape primordiale, pour éliminer les graisses et réduire l'oxyde important sur les substrats de GaAs. Le processus de nettoyage chimique que nous avons effectué est illustré sur le diagramme suivant (figure III.7) :

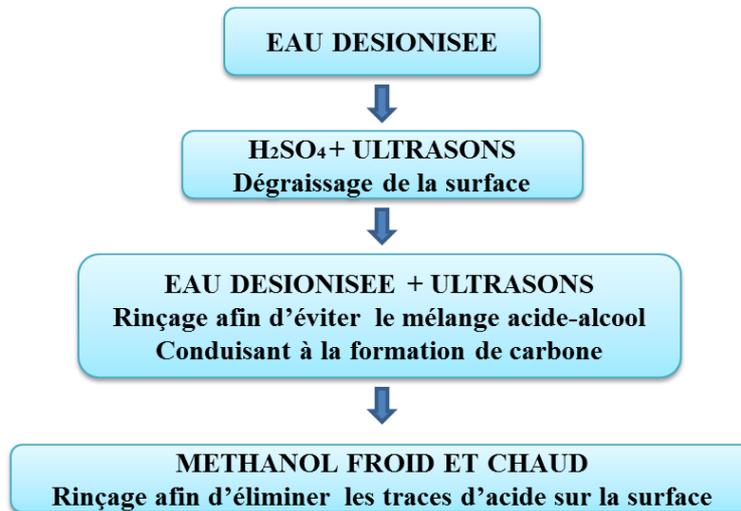


Figure III.7 : Les étapes du nettoyage chimique ex-situ des substrats GaAs (100) [1].

Les études spectroscopie XPS sous ultravide, montrent qu'après ce nettoyage chimique, il existe encore une couche d'oxyde ainsi que des éléments carbonés [1, 3]. Pour éliminer cette couche d'impuretés, on effectue un nettoyage ionique en bombardant la surface des substrats.

- Bombardement ionique :

Le bombardement ionique est réalisé avec un faisceau d'ions argon produit par le canon à ions.

Les conditions de bombardement sont fixées comme suit [8] :

- Pression d'argon dans la chambre : 1×10^{-4} Pa ;
- Energie des ions d'argon : 1000 eV ;
- Densité du courant de faisceau : 5 $\mu\text{A}/\text{cm}$;
- Durée du nettoyage : 60 min.

La figure III.8 illustre l'efficacité du nettoyage ionique par bombardement Ar^+ en éliminant les impuretés telles que le carbone et l'oxygène. Cependant, ce bombardement ionique engendre une surface riche de Ga [8].

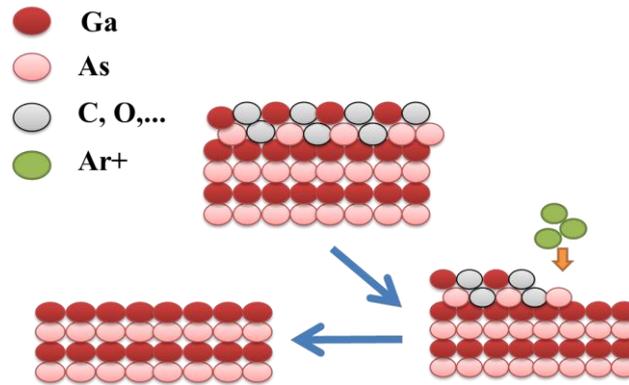


Figure III.8 : Illustration du bombardement ionique des surfaces du GaAs [4]

III.3.1.b. Processus 2 : Nettoyage chimique et chauffage sous ultra-vide

Le but de cette méthode est d'utiliser un nettoyage sans modifier la morphologie de la surface du GaAs (100). Cette méthode a été développée par O. E. Tereshchenko et al. [9, 10] et qui a été validée dans les travaux de V.L. Alperovich et al. [11].

- Nettoyage chimique :

La procédure de nettoyage chimique utilisé dans ce processus est illustrée dans la figure III.9.

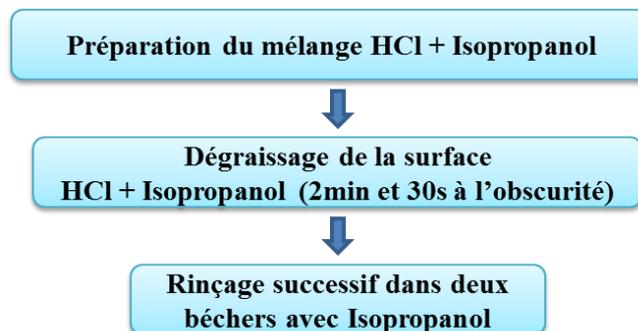


Figure III.9 : Etapes du nettoyage chimique (sans bombardement).

- chauffage sous ultra-vide :

Les substrats nettoyés chimiquement sont rapidement introduit dans le bâti ultra-vide. Le temps d'introduction est crucial pour éviter la ré-oxydation de la surface. Puis, ils sont chauffés à 500°C pendant 5 minutes afin d'avoir une surface riche en gallium.

III.3.2. Comparaison des deux processus :

Le processus 1 est efficace pour éliminer l'oxyde natif de la surface de GaAs mais résulte une surface amorphe, car le bombardement ionique provoque des dommages structuraux [40, 41]. Cependant, le processus 2 a désoxydé la surface de GaAs sans changer sa morphologie structurale.

III.4. Nitruration du GaAs (100) :

Le processus de nitruration de GaAs a été intensivement étudié durant ces dernières années [12-18]. Elle permet de stabiliser et passiver la surface de GaAs et de réaliser des hétéro structures à différentes épaisseurs de nano- films de GaN. Cette technique de nitruration est réalisée en exposant la surface de substrat de GaAs à un flux d'azote actif créée par une source d'azote dans un bâti ultravide. Plusieurs techniques ont été développées pour la croissance de nitrure de gallium [13, 14, 17, 19, 20]. Dans nos travaux, on a utilisé deux méthodes de nitruration de GaAs (100), la nitruration par la source de type plasma à décharge (GDS) et la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR).

III.4.1. Nitruration avec la source GDS :

Le processus de nitruration des substrats de GaAs, avec la source GDS a été optimisé dans les travaux antérieurs de l'équipe surfaces et interfaces de l'Institut Pascal de l'Université Blaise Pascal de Clermont II [1, 8, 21]. Après le nettoyage des substrats GaAs (100) par le processus 1 (nettoyage chimique + bombardement ionique avec des ions Ar^+), la surface du substrat est soumise à un flux d'azote actif (N , N^+ , N^{2+}) produit par la source à décharge (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 figure III.10 montre le processus de nitruration de la surface du GaAs.

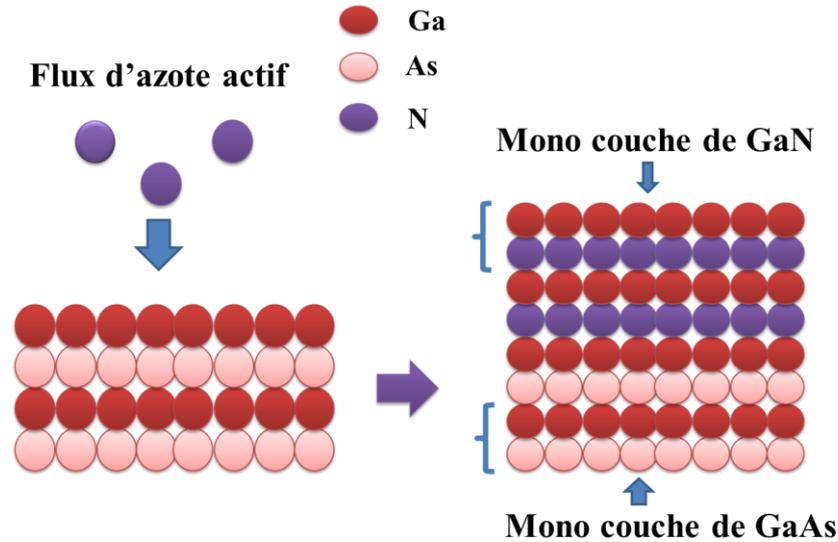


Figure III.10 : Schématisation du processus de nitruration [4].

III.4.2. Nitruration avec la source ECR :

Le processus de nitruration des substrats GaAs (100) avec la source ECR a été fait après le nettoyage du processus 2 (nettoyage chimique + recuit thermique). Le plasma produit par la source ECR génère des atomes radicaux d'azote, sans les ions de N^+ et N^{2+} , comme le plasma produit par la source GDS, 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. Mais, la source ECR est plus lente comparée à la 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.

III.4.3. Comparaison des deux méthodes de nitruration :

Le plasma N_2 créé avec la source GDS brise les liaisons N-N par une haute tension. Il en résulte des ions de N tels que N^+ et N^{2+} et peu d'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; il en résulte peu d'espèces ioniques d'azote et beaucoup plus d'atomes radicaux de N. La source GDS est plus rapide comparé à la 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 dans le GaAs).

III.5. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté l'ensemble des techniques d'analyses et expérimentales pour l'étude de la nitruration des structures à base de GaAs (100). Ainsi, les différentes étapes et processus de la préparation, comme les méthodes de nettoyage, les processus de nitruration et ainsi les conditions de préparation (température, temps, pression ...).

III. Références

- [1] G. Monier, "Nanostructuration de surfaces de GaAs: oxydation et nitruration," 2011.
- [2] W. Hughes, W. Rowland Jr, M. Johnson *et al.*, "Molecular beam epitaxy growth and properties of GaN films on GaN/SiC substrates," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 13, no. 4, pp. 1571-1577, 1995.
- [3] A. H. KACHA, "Caractérisation électrique et photoélectrique des hétéros structures à base de composés III-V nitrurés," 2017.
- [4] N. ZOUGAGH, "Etude des Nano-composants Nitrures/substrat III/V à base d'arséniure de gallium-caractérisation électrique et modélisation associées," 2012.
- [5] B. M. Duc, C. Jardin, J. Gauthier *et al.*, "A low-energy electron spectrometer using concentric hemispheres and a grid retarding field," *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 12, no. 1, pp. 43, 1979.
- [6] E. Bauer, "Interaction of slow electrons with surfaces," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 7, no. 1, pp. 3-12, 1970.
- [7] M. Petit, "Etude par spectroscopies électroniques de la nitruration du phosphore d'indium," 2004.
- [8] Y. Ould-Metidji, L. Bideux, D. Baca *et al.*, "Nitridation of GaAs (1 0 0) substrates and Ga/GaAs systems studied by XPS spectroscopy," *Applied surface science*, vol. 212, pp. 614-618, 2003.
- [9] O. Tereshchenko, A. Terekhov, D. Paget *et al.*, "Local-order of chemically-prepared GaAs (100) surfaces," *Surface science*, vol. 507, pp. 411-416, 2002.
- [10] O. Tereshchenko, S. Chikichev, and A. Terekhov, "Composition and structure of HCl-isopropanol treated and vacuum annealed GaAs (100) surfaces," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 17, no. 5, pp. 2655-2662, 1999.
- [11] S. Anantathanasarn, S.-y. Ootomo, T. Hashizume *et al.*, "Surface passivation of GaAs by ultra-thin cubic GaN layer," *Applied surface science*, vol. 159, pp. 456-461, 2000.

- [12] H. Helal, Z. Benamara, A. H. Kacha *et al.*, "Comparative study of ionic bombardment and heat treatment on the electrical behavior of Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes," *Superlattices and Microstructures*, pp. 106276, 2019.
- [13] A. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara *et al.*, "Effects of the GaN layers and the annealing on the electrical properties in the Schottky diodes based on nitrated GaAs," *Superlattices and Microstructures*, vol. 83, pp. 827-833, 2015.
- [14] A. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara *et al.*, "Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method," *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, vol. 627, no. 1, pp. 66-73, 2016.
- [15] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara *et al.*, "Study of the characteristics current-voltage and capacitance-voltage in nitride GaAs Schottky diode," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 72, no. 1, pp. 10102, 2015.
- [16] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara *et al.*, "Electrical and photoelectrical characteristics of Au/GaN/GaAs Schottky diode," *Optik*, vol. 127, no. 16, pp. 6412-6418, 2016.
- [17] M. Ambrico, M. Losurdo, P. Capezzuto *et al.*, "Probing electrical properties of molecule-controlled or plasma-nitrided GaAs surfaces: Two different tools for modifying the electrical characteristics of metal/GaAs diodes," *Applied surface science*, vol. 252, no. 21, pp. 7636-7641, 2006.
- [18] M. A. Ebeoğlu, "Current-voltage characteristics of Au/GaN/GaAs structure," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 403, no. 1, pp. 61-66, 2008.
- [19] Z. Benamara, N. Mecirdi, B. B. Bouiadjra *et al.*, "XPS, electric and photoluminescence-based analysis of the GaAs (1 0 0) nitridation," *Applied surface science*, vol. 252, no. 22, pp. 7890-7894, 2006.
- [20] L. Bideux, G. Monier, V. Matolin *et al.*, "XPS study of the formation of ultrathin GaN film on GaAs (1 0 0)," *Applied Surface Science*, vol. 254, no. 13, pp. 4150-4153, 2008.
- [21] O. Nanotechnology, "EA 125 Energy Analyser User's Guide," Version, 2005.

Chapitre IV:

SIMULATION DES STRUCTURES SCHOTTKY (Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs) ET DEVELOPEMENT D'UN NOUVEAU MODELE DE COURANT D'EMISSION THERMOÏONIQUE, AVEC UNE METHODE D'EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES NITRURES

IV.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous avons utilisé le simulateur Silvaco-Atlas. Premièrement, on a présenté une étude d'optimisation de la structure Schottky à base de Métal/n-GaAs, pour différents contacts Schottky. Cette partie est suivie par une étude des caractéristiques électriques, courant-tension et capacité-tension des structures Schottky Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs pour différentes températures (100 K-400 K). Enfin, nous avons présenté un nouveau modèle de courant d'émission thermoïonique pour les contacts Schottky non idéal, avec une méthode d'extraction des paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité n , la hauteur de la barrière ϕ_b , la résistance séries R_s et le courant de saturation I_s .

IV.2. Etude de la structure Métal/n-GaAs pour différent contact Schottky

Le travail de sortie du contact métallique a un impact très important sur le comportement électrique des structures Schottky. Pour étudier l'effet de travail de sortie du métal sur le comportement électrique et les paramètres électroniques de la structure Schottky Métal/n-GaAs, nous avons utilisé le simulateur Silvaco-Atlas (voir l'annexe C).

IV.2.a. Le partie de simulation

La structure étudiée est basée sur une couche de GaAs de type n avec une concentration de $N_d=1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et 400 μm d'épaisseur. Le contact Schottky est défini sur la face avant sous forme circulaire, avec 0,6 mm de diamètre. Le travail de sortie de contact Schottky est varié de 4,33 eV à 5,93 eV [1]. Le contact ohmique se trouve sur la face arrière et la température est fixée à 300 K. Enfin, l'effet des états d'interface est négligeable, en prenant une très faible densité de $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, pour les états donateur et accepteur.

La figure 1 montre les caractéristiques de la structure simulée métal/n-GaAs.

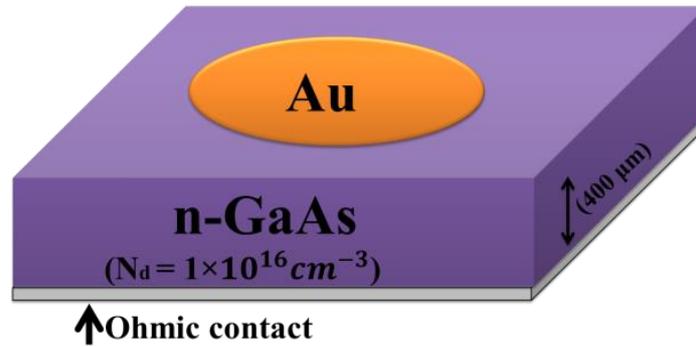


Figure IV.1: Caractéristiques de la structure Schottky métal/n-GaAs.

Une fois la structure définie, Silvaco-Atlas prend en compte toutes les propriétés électriques et optiques des matériaux utilisés, telles que les propriétés de la bande interdite E_g , l'affinité électronique χ , la constante diélectrique ϵ , la densité d'état effective dans la bande de conduction N_c et valence N_v , mobilité des électrons μ_n , mobilité du trou μ_p , fonctions de travail ϕ_m, ϕ_b ... etc.

Le tableau IV.1 montre les valeurs de travail de sortie de certains métaux.

Métal	Travail de sortie (eV)
Cr	4.60
W	4.63
Ag	4.64
Fe	4.67
Cu	4.94
Mo	4.95
Re	4.96
Rh	4.98
Co	5.00
Ni	5.04
Au	5.10
Pt	5.12
Ni	5.35

Tableau IV.1: travail de sortie de différents métaux [1].

IV.2.b. Résultats de la simulation

La figure IV.2 montre l'effet de travail de sortie de métal ϕ_m sur les caractéristiques énergétiques de diagramme de bande de la structure Métal/n-GaAs.

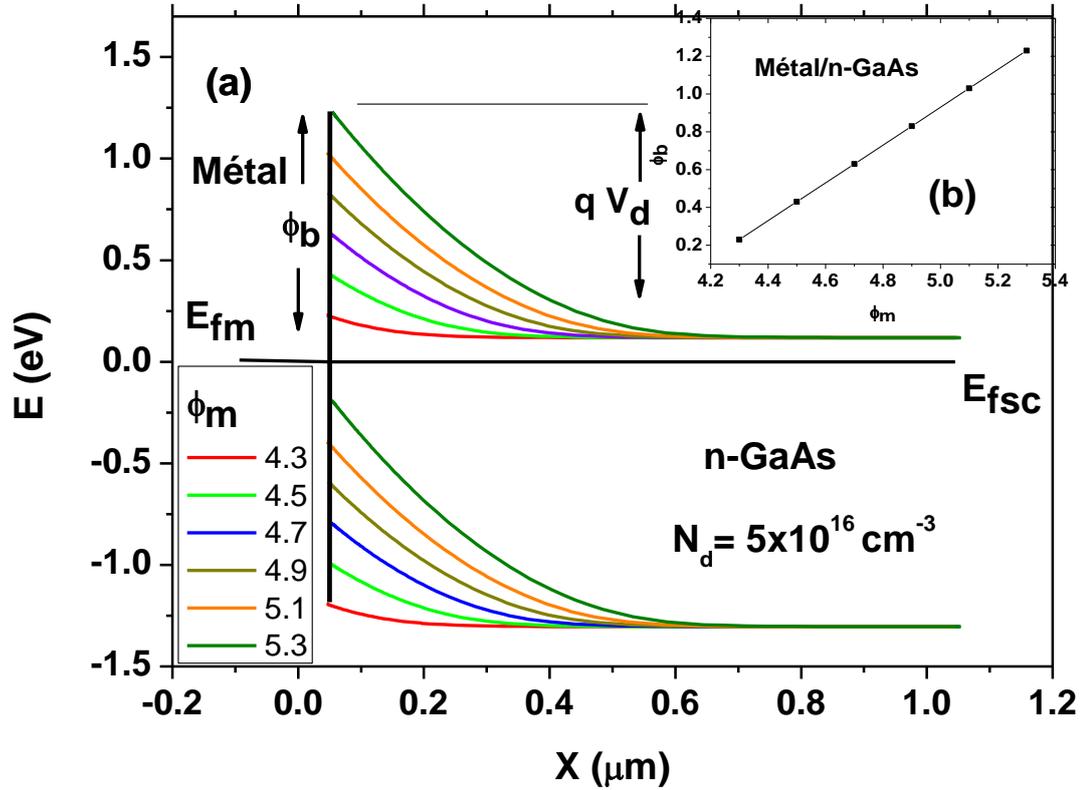


Figure IV.2 : (a) effet du ϕ_m sur les caractéristiques énergétiques de diagramme de bande de la structure Métal/n-GaAs, (b) la variation de ϕ_b en fonction de ϕ_m .

On remarque que ϕ_m a un impact très important sur les caractéristiques énergétiques, où la hauteur de la barrière Schottky ϕ_b augmente de 0.22 eV à 1.23 eV et la barrière de potentiel qV_d varie de 0.12 eV à 1.13 eV avec l'augmentation de ϕ_m de 4.3 eV à 5.3 eV.

Les figures IV.3, IV.4, IV.5 et IV.6 présentent les caractéristiques semi-logarithmiques et linéaires du courant-tension (I-V) de la structure Schottky Métal/n-GaAs, pour différentes valeurs de travail de sortie du métal.

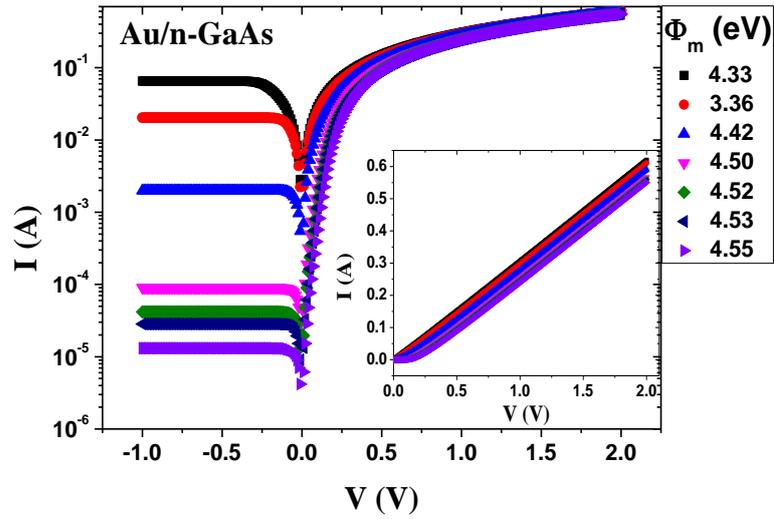


Figure IV.3: Caractéristiques I-V de la structure Métal/n-GaAs pour $4.33 \text{ eV} \leq \phi_m \leq 4.55 \text{ eV}$.

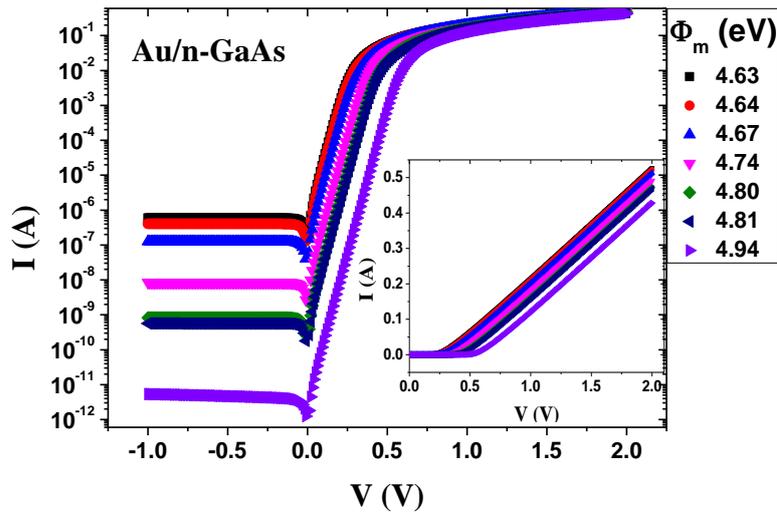


Figure IV.4: Caractéristiques I-V de la structure Métal/n-GaAs pour $4.63 \text{ eV} \leq \phi_m \leq 4.94 \text{ eV}$.

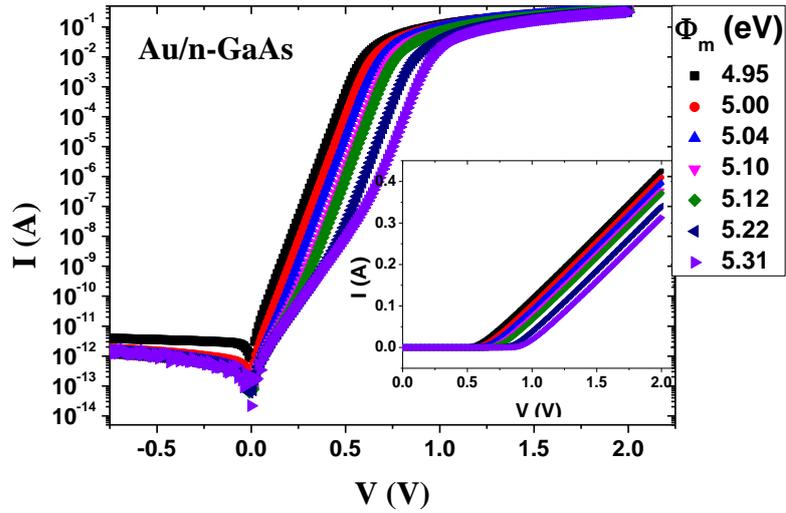


Figure IV.5: Caractéristiques I-V de la structure Métal / n-GaAs pour $4.95 \text{ eV} \leq \phi_m \leq 5.31 \text{ eV}$.

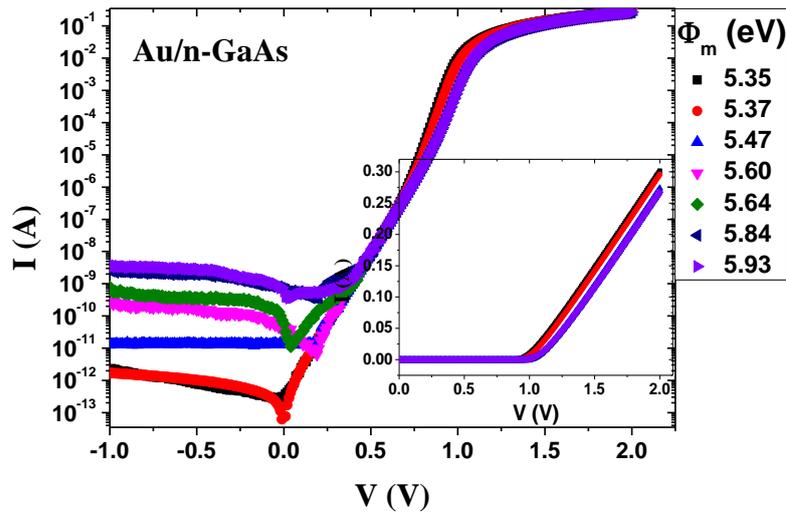


Figure IV.6: Caractéristiques I-V de la structure Métal / n-GaAs pour $5.35 \text{ eV} \leq \phi_m \leq 5.93 \text{ eV}$.

À partir des caractéristiques semi-logarithmiques et des tensions de polarisation inverse, on peut voir que pour les faibles valeurs de travail de sortie du métal, nous avons un courant inverse très important qui diminue avec l'augmentation de ϕ_m de 4,33 eV à 5,00 eV (figures IV.3, IV.4 et IV.5). Puis, il augmente avec l'augmentation de ϕ_m de 5,37 eV à 5,93 eV (figure IV.6).

Pour les tensions de polarisation directe, les caractéristiques Schottky sont observés pour toutes les valeurs de ϕ_m . Où, pour les faibles tensions de polarisation $V \approx 0,8$ V, le courant augmente linéairement avec la tension de polarisation et diminue progressivement avec l'augmentation de ϕ_m .

En outre, il est clair que pour $\phi_m > 5,22$ eV (figures IV.5 et IV.6) la structure présente le phénomène de double barrière. Les courbes I-V ont deux régions linéaires avec des pentes différentes correspondant à la région I (région à faible polarisation $V \leq 0,4$ V) et à la région II (région intermédiaire de polarisation $0,4 < V \leq 0,7$ V). Dans la plage des tensions de polarisation élevées $V \approx 0,8$ V, la linéarité se dévier avec l'augmentation de la tension de polarisation en raison de l'effet de résistance série [2, 3].

Pour les caractéristiques linéaires, le courant augmente linéairement avec la tension de polarisation et diminue progressivement avec l'augmentation de ϕ_m . On observe également que la tension de seuil V_i augmente avec l'augmentation de ϕ_m .

A partir des caractéristiques I-V, nous avons extrait les paramètres électriques comme le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière Schottky ϕ_b , le courant de saturation I_s et le courant inverse I_{inv} par la méthode de $\ln(I)$ -V (voir chapitre II).

Les figures IV.7 et IV.8 montrent la variation de courants inverse I_{inv} et de saturation I_s , pour différents ϕ_m , respectivement.

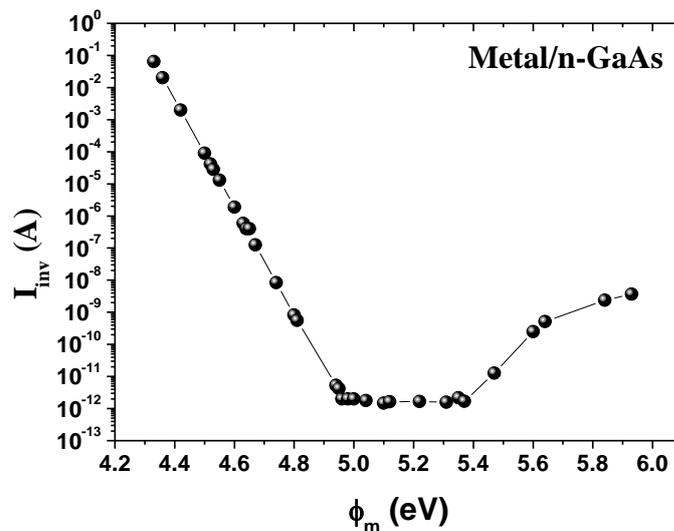


Figure 7: I_{Inv} en fonction ϕ_m de la structure Métal/n-GaAs.

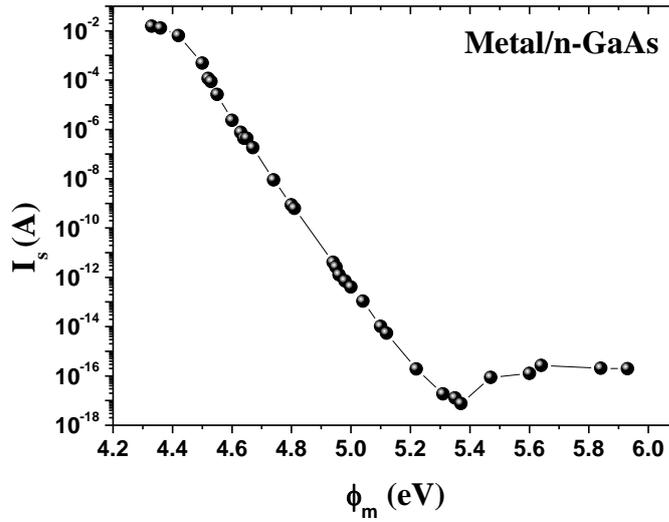


Figure 8: I_s en fonction ϕ_m de la structure Métal/n-GaAs.

À partir de la figure IV.7, nous mentionnons que l'augmentation de ϕ_m entraîne une diminution drastique du courant inverse I_{inv} de $6,48 \times 10^{-2}$ A pour 4,33 eV à $2,01 \times 10^{-12}$ A pour 4,96 eV. Tandis qu'il reste presque constant pour $\phi_m < 5,37$ eV. Ensuite, I_{inv} augmente avec l'augmentation de ϕ_m de $1,68 \times 10^{-12}$ A pour 5,37 eV à $3,66 \times 10^{-9}$ A pour 5,93 eV. La figure IV.8 montre une variation importante de I_s par l'augmentation de ϕ_m . OÙ, I_s diminue avec l'augmentation de ϕ_m de $1,54 \times 10^{-2}$ A pour 4,33 eV à $7,58 \times 10^{-18}$ A pour 5,37 eV. Ensuite, il passe à $1,97 \times 10^{-16}$ A pour 5,93 eV. La variation du courant de saturation est peut-être dû à la variation de la hauteur de la barrière ϕ_b , parce que I_s et ϕ_b ont une relation inversement proportionnelle comme indiqué dans l'équation (2).

La variation du facteur d'idéalité n en fonction de ϕ_m est illustrée dans la figure IV.9.

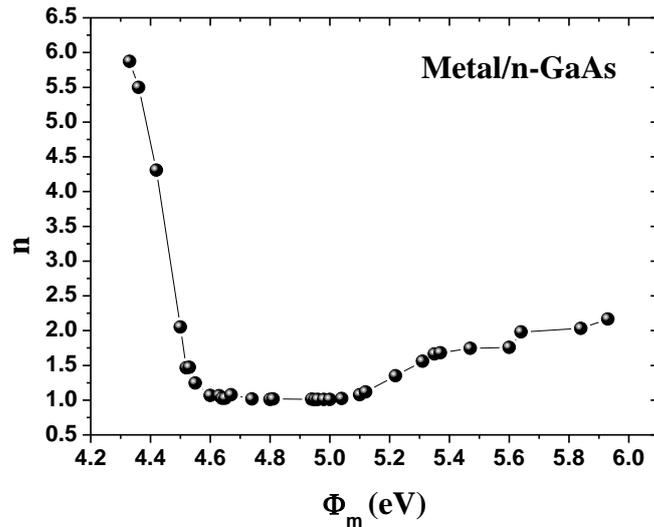


Figure IV.9: n en fonction ϕ_m de la structure Métal/n-GaAs.

Comme on peut voir, les métaux de $\phi_m \in [4.42-5.31]$ eV présentent les valeurs plus faibles du facteur d'idéalité. Ces résultats sont en bon accord avec les travaux expérimentaux rapportés. Waldrop [4] a réalisé des structures Schottky pour différents contacts métalliques sur n-GaAs, d'une concentration $N_d=6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Il a constaté que pour Fe, Au, Ag, Cr et Cu, le facteur d'idéalité est égal à 1,02, 1,03, 1,03, 1,04 et 1,05, respectivement. Newman et al. [5] ont étudié électriquement les structures de Schottky sur des surfaces de n-GaAs (110) propres, avec $N_d=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ils montrent que le facteur d'idéalité pour Cu, Au et Cr est égal à 1,05, 1,05 et 1,06, respectivement. Allongue et al. [6] ont étudié la formation de la barrière Schottky de divers métaux sur le n-GaAs (100) de $N_d=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, par dépôt électrochimique. Il a été montré que pour Cu, Au et Cr, le facteur d'idéalité est égal à 1,05, 1,05 et 1,06, respectivement. De plus, Sinha et al. [7] ont étudié le comportement électrique des diodes Schottky n-GaAs métallisées avec W, Au et Pt. où, ils ont observé que le facteur d'idéalité est égal à 1,03, 1,17 et 1,15, respectivement.

Cependant, ces études ne suffisent pas, car il existe de nombreux paramètres qui influencent le facteur idéal, tels que les conditions de nettoyage de surface, le processus de métallisation et la qualité de l'interface Métal-Semiconducteur [3, 8, 9].

Aussi, on peut remarquer que les contacts de faible travail de sortie donnent des facteurs d'idéalités élevés. Où, n diminue considérablement avec l'augmentation de ϕ_m de 5,87 eV pour 4,33 eV à 1,06 pour 4,60 eV. De plus, pour des valeurs de ϕ_m élevés,

le facteur d'idéalité augmente progressivement de 1,35 pour 5,22 eV à 2,16 pour 5,93 eV.

La figure IV.10 présente la variation de ϕ_b en fonction ϕ_m des résultats de la simulation et l'expérimental de structures Schottky Metal/n-GaAs.

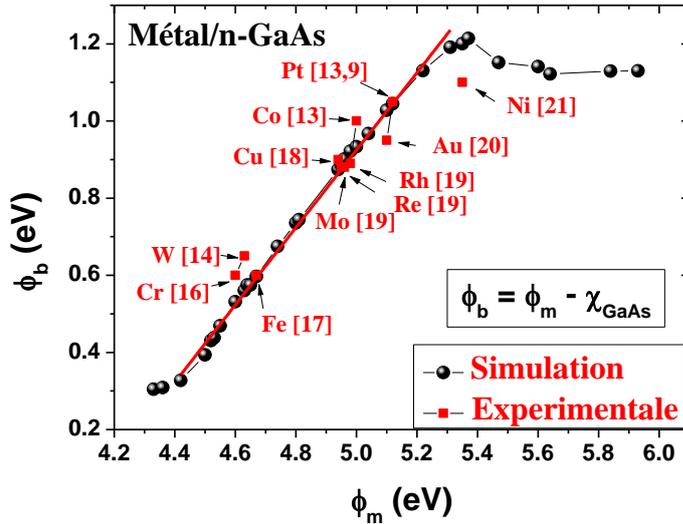


Figure IV.10: ϕ_b en fonction ϕ_m de la structure Métal/n-GaAs.

À partir de la figure IV.10, ϕ_b augmente linéairement avec l'augmentation de ϕ_m de 0,30 eV pour 4,33 eV à 1,21 eV pour 5,37 eV. Puis au contraire il diminue à 1,13 eV pour 5,93 eV.

Il est bien connu que la relation théorique de ϕ_b en fonction de ϕ_m est donnée par:

$$\phi_b = \phi_m - \chi_{sc} \tag{IV.1}$$

On observe que pour $\phi_m \in [4.42-5.31]$ eV, les résultats de simulation et expérimentaux sont conformes avec l'équation (5). Mais, en dehors de cette plage, ϕ_b s'écarte de ce modèle.

V.3. Etude de l'effet de nitruration sur les caractéristiques électriques de la structure Schottky Au/n-GaAs pour différentes températures (100 K-400 K):

On étudie le comportement électrique des structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs par la simulation, en utilisant le logiciel Silvaco-Atlas, dans une large gamme de températures de 100 K-400 K.

La figure IV.11 montre les structures de Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs simulées, ayant les mêmes caractéristiques du substrat. L'épaisseur de la couche de GaN est de 1 nm et est considérée comme involontairement dopée de type n avec concentration $N_d=1\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$.

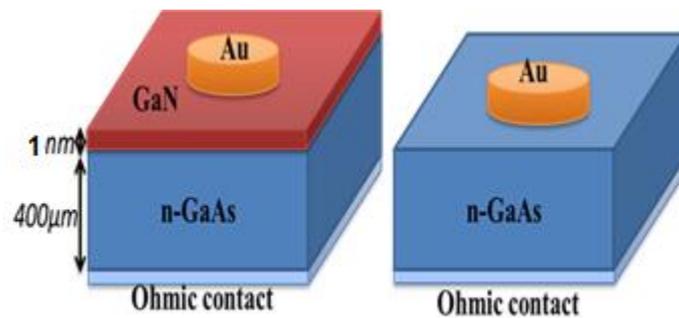


Figure IV.11 : Les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs simulées.

IV.3.a. Les caractéristiques courant - tension (I-V) :

Les figures IV.12 et IV.13 montrent les caractéristiques I-V directes à l'échelle linéaire du courant pour les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs, respectivement, pour différentes températures (100 K-400 K).

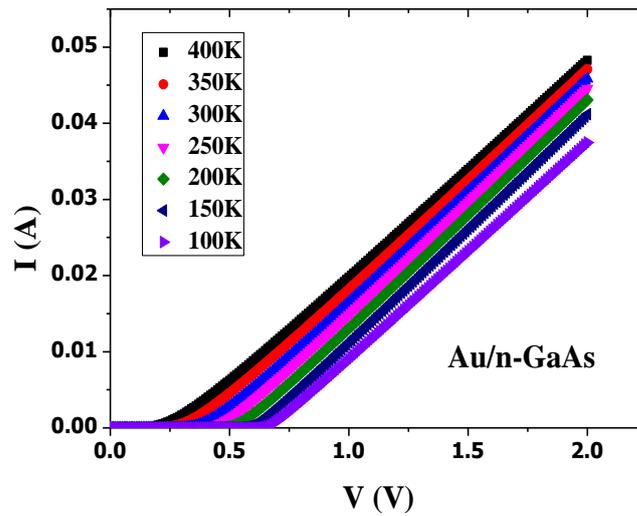


Figure IV.12: Caractéristiques I-V directes de la diode Schottky Au/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

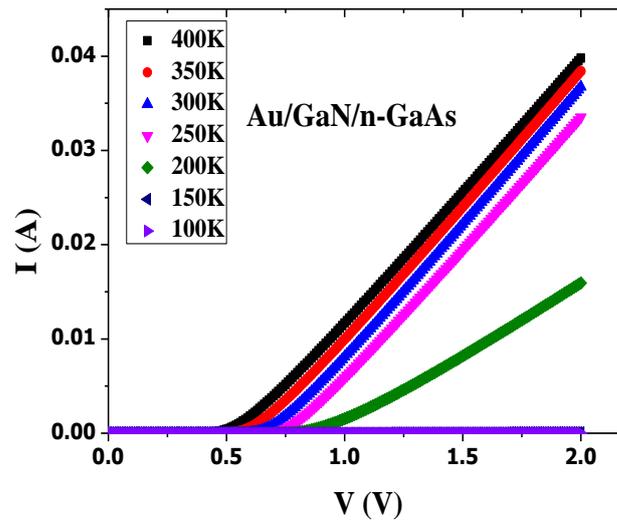


Figure IV.13: Caractéristiques I-V directes de la diode Schottky Au/GaN/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

Comme on peut le constater, le comportement des deux échantillons est un contact Schottky. En basse tension de polarisation ($V < 0,75$ V), la tension de seuil est rapide lorsque la température augmente pour les deux structures. Pour les hautes tensions de polarisation ($V > 0,75$ V), le courant varie linéairement avec la tension de polarisation et augmente progressivement avec la température, ceci est probablement dû à l'effet de la résistance série [2] et à l'activation thermique.

Les figures IV.14 et IV.15 montrent les caractéristiques I-V directes tracées à l'échelle semi-logarithmique du courant pour les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs, respectivement.

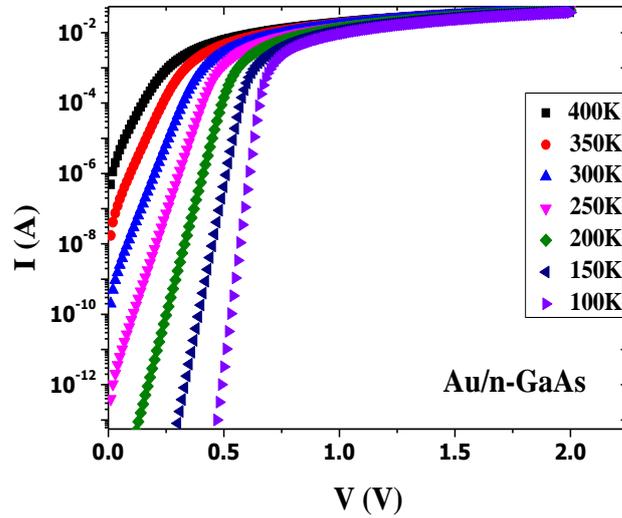


Figure IV.14: Caractéristiques I-V tracées à l'échelle semi-logarithmique de la diode Schottky Au/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

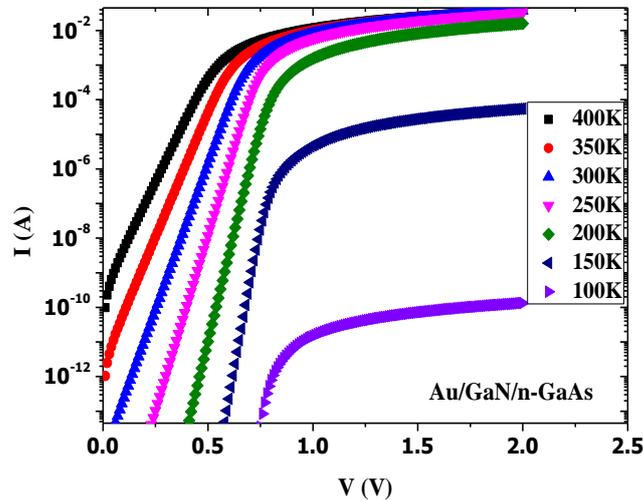


Figure IV.15: Caractéristiques I-V tracées à l'échelle semi-logarithmique de la diode Schottky Au/GaN/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

Pour les tensions de polarisation faibles, le courant varie linéairement en fonction de la tension de polarisation et se déplace graduellement vers le côté de polarisation supérieure, avec la diminution de la température. Pour les deux dispositifs, lorsque la tension de polarisation augmente, la linéarité est déviée avec l'augmentation de la tension de polarisation Ceci s'explique par l'effet de la résistance série. Ainsi, le comportement électrique de la structure Au/n-GaAs est en bon accord avec les travaux rapportés par Özavcı et al. [10] et Hudait et al. [11]. Ces derniers ont réalisé des études détaillées sur les caractéristiques courant-tension de la diode Au/n-GaAs, ceci dans une large gamme de températures.

Pour la structure Au/GaN/n-GaAs, l'effet de la couche de GaN est clairement observé avec un effet important à basse température. L'échelle semi-logarithmique et l'échelle linéaire des caractéristiques I-V montrent clairement que la couche nanométrique de GaN provoque une forte augmentation de la résistance série pour la structure Au/GaN/n-GaAs.

Les paramètres électriques tels que n , ϕ_b , R_s et I_s sont extraits à chaque température à l'aide de la méthode de Cheung et Cheung [12, 13] (voir chapitre II). On note que la valeur de A^* utilisée dans le calcul des paramètres électriques de la structure Au/GaN/n-GaAs est celle du substrat de n-GaAs, car la couche de GaN est très mince (1 nm). Les valeurs de R_s et I_s sont présentés dans le tableau IV.2.

/	Au/n-GaAs			Au/GaN/n-GaAs		
	R_G (Ω)	R_H (Ω)	I_s (A)	R_G (Ω)	R_H (Ω)	I_s (A)
400	33	33	$3,75 \times 10^{-6}$	34,08	33,78	$1,67 \times 10^{-9}$
350	33	33	$2,01 \times 10^{-7}$	33,7	33,39	$5,03 \times 10^{-11}$
300	33	33	$4,77 \times 10^{-9}$	33,45	33,13	$1,20 \times 10^{-12}$
250	33	33	$3,74 \times 10^{-11}$	34,3	33,97	$2,39 \times 10^{-13}$
200	33	33	$4,64 \times 10^{-14}$	59,24	58,74	$2,03 \times 10^{-15}$
150	33	33	$2,63 \times 10^{-18}$	1726	1707	$2,01 \times 10^{-17}$
100	34	34	$3,94 \times 10^{-25}$	$7,74 \times 10^9$	$7,67 \times 10^9$	$4,66 \times 10^{-20}$

Table IV.2: Les valeurs de R_s et I_s , en fonction de température 100 K-400 K pour les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

Comme on peut l'observer clairement dans le tableau, R_s augmente de façon significative avec la diminution de la température, pour la structure Au/GaN/n-GaAs, tandis qu'elle reste constante pour la structure Au/n-GaAs. Pour les valeurs de I_s , on

observe qu'ils diminuent avec la diminution de la température pour les deux structures.

Les figures IV.16 et IV.17 montrent la variation du facteur d'idéalité et de la hauteur de barrière Schottky en fonction de la température des structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

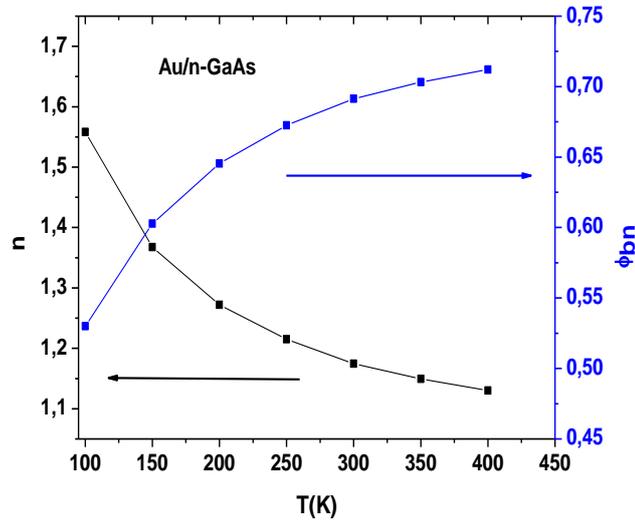


Figure IV.16: La variation de n et ϕ_b en fonction de la température pour la diode Schottky Au/n-GaAs.

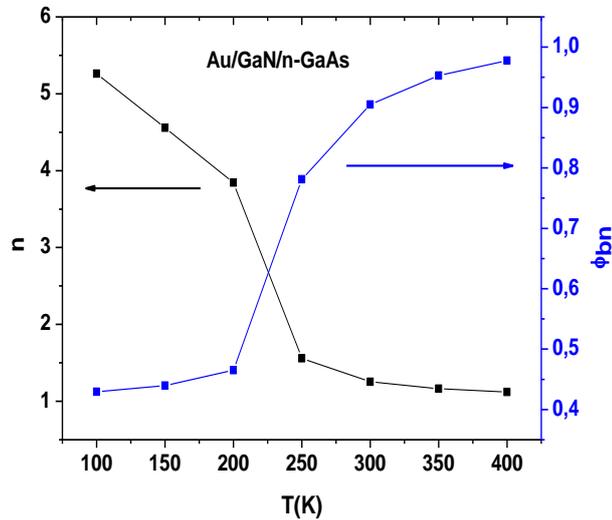


Figure IV.17: La variation de n et ϕ_b en fonction de la température pour la diode Schottky Au/GaN/n-GaAs.

On remarque que le facteur d'idéalité diminue et la hauteur de la barrière Schottky augmente avec l'augmentation de la température, pour les deux structures. Pour la

structure Au/n-GaAs, les valeurs de n et ϕ_b vont de 1,56 et 0,53 eV pour $T=100$ K à 1,13 et 0,71 eV pour $T= 400$ K, respectivement. Ces résultats sont confirmés par Oğuz, Özacı et al. [10], Ce dernier montre pour les diodes Schottky à base de Au/n-GaAs, que le facteur d'idéalité est réduit de 5,43 pour 80 K à 1,29 pour 340 K et que la hauteur de la barrière passe de 0,18 eV pour 80 K à 0,64 eV pour 340 K. Hudait et al. [11] a constaté que le facteur d'idéalité passe de 1,87 pour 80 K à 1,15 pour 300 K et que la hauteur de la barrière passe de 0,48 eV pour 80 K à 0,74 eV pour 300 K, ceci pour les diodes Schottky Au/n-GaAs. Hardikar et al. [14] montre que le facteur d'idéalité diminue de 1,17 pour 77 K à 1,06 pour 300 K et que la hauteur de la barrière passe de 0,87 eV pour 77 K à 0,90 eV pour 300 K pour les diodes Schottky Au/n-GaAs à faible dopage. La structure Au/GaN/n-GaAs présente des valeurs élevées du facteur d'idéalité et de la hauteur de barrière, qui varient de 5,26 et 0,43 eV pour 100 K à 1,12 et 0,97 eV pour 400 K, respectivement. Ceci est dû à la présence de la couche interfaciale de GaN. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus pour le contact Schottky à base de GaN [15, 16].

Il est bien connu, pour une diode Schottky idéale, les valeurs de la hauteur de la barrière Schottky devraient augmenter avec la diminution de la température, en fonction de la variation de la bande interdite avec la température. [12-14, 17-21]. On peut expliquer la diminution anormale de la hauteur de la barrière et l'augmentation du facteur d'idéalité avec la diminution de la température par le changement et la déviation des mécanismes de conduction dominants, du courant d'émission thermionique TE vers les mécanismes de courant tunnel, comme l'émission thermionique à effet de champ TFE et l'émission à effet de champ FE. Le courant de tunnel est donné par [17, 22-24]:

$$I = I_{tun} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{E_0}\right) - 1 \right] \quad (2)$$

$$\frac{E_0}{kT} = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (3)$$

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

où E_{00} est l'énergie de caractéristique tunnel, h est la constante de Planck, m_e^* est la masse effective de l'électron et ϵ_s est la constante diélectrique du GaAs.

Il est bien connu que si $E_{00} \ll kT/q$ alors le courant dominant est l'émission thermionique TE, si $E_{00} \approx kT/q$ alors le courant dominant est l'émission thermique à

effet de champ TFE et si $E_{00} \gg kT/q$ alors le courant dominant est l'émission à effet de champ FE [10]. E_0 est indépendant de la température et est égal à E_{00} .

La figure IV.18 montre la variation de E_0 (nkT/q) en fonction de kT/q des structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

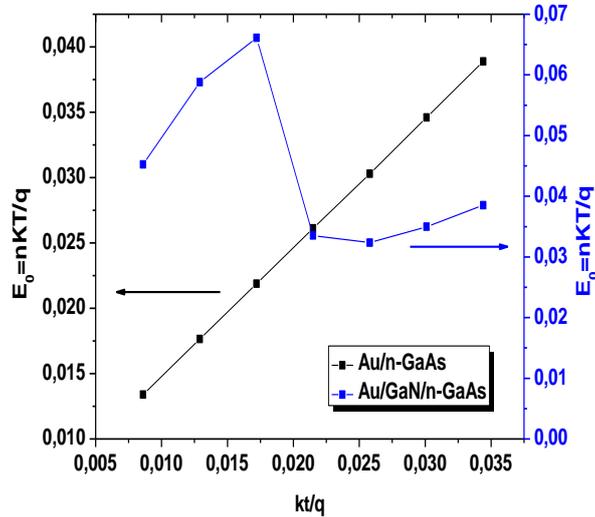


Figure IV.18: Représente les nkT/q par rapport aux kT/q des diodes Schottky Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

A partir de la figure IV.18, pour la structure Au/n-GaAs, E_{00} est égal à environ kT/q sur toute la plage de température. Ceci indique que le courant dominant est le mécanisme de TFE à basse et haute température. Pour la structure Au/GaN/n-GaAs, E_{00} est environ 4,33 à 5 fois plus élevé à kT/q , dans la plage de température de 100 K-200 K, et est égal à environ kT/q entre 250 K-400 K. Ceci confirme bien que le courant FE est prépondérant dans la plage de basses températures et le courant TFE est dominant dans la plage des températures plus élevées.

L'inhomogénéités de la hauteur de la barrière est étudiées par la caractéristique de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT , qui est présenté dans les figures IV.19 et IV.20, pour les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs respectivement. Où:

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - q \frac{\phi_{bn}}{kT} \quad (5)$$

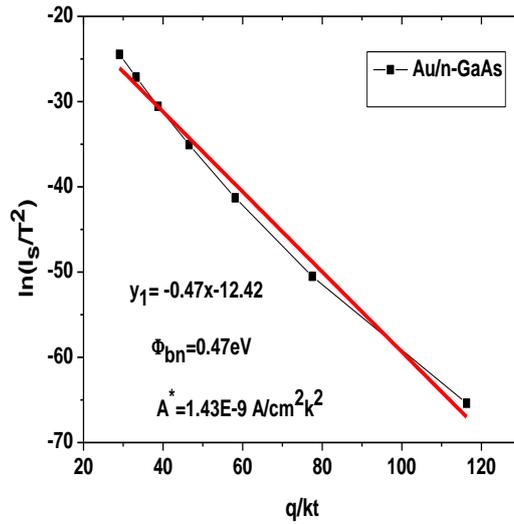


Figure IV.19: Diagrammes de Richardson de la structure $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT pour Au/n-GaAs.

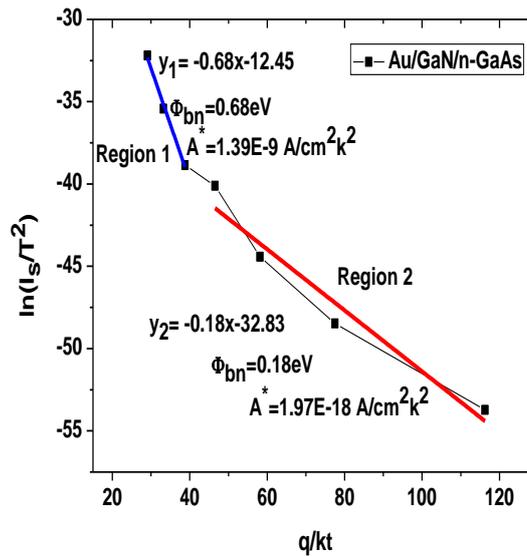


Figure IV.20: Diagrammes Richardson des diodes Schottky $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT pour la structure Au/GaN/n-GaAs.

La figure IV.19 montre un comportement linéaire qui correspond à l'homogénéité de la hauteur de la barrière de la structure Au/n-GaAs. ϕ_b et A^* sont estimés à 0.47 eV et $1.43 \times 10^{-9} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement.

La figure IV.20 montre deux régions linéaires avec des pentes et des interceptions différentes, ceci correspond à l'inhomogénéité de la hauteur de barrière de la structure Au/GaN/n-GaAs. Werner et Güttler [24] ont suggéré une distribution gaussienne des inhomogénéités de la hauteur de la barrière, pour les contacts Schottky. ϕ_b et A^* sont

estimées à 0.68 eV et $1.39 \times 10^{-9} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement dans la région 1. Dans la région 2, ces paramètres sont estimés à 0.18 eV et $1.97 \times 10^{-18} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement.

Les différentes valeurs de ϕ_b sont attribuées à la fluctuation de la hauteur de la barrière sous forme de distribution gaussienne. Les valeurs de A^* obtenues pour les deux structures sont très inférieures à celles de la valeur théorique qui est égale à $8.16 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour n-GaAs [2].

Les figures IV.21 et IV.22 montrent les tracés de ϕ_b en fonction de n pour les deux structures.

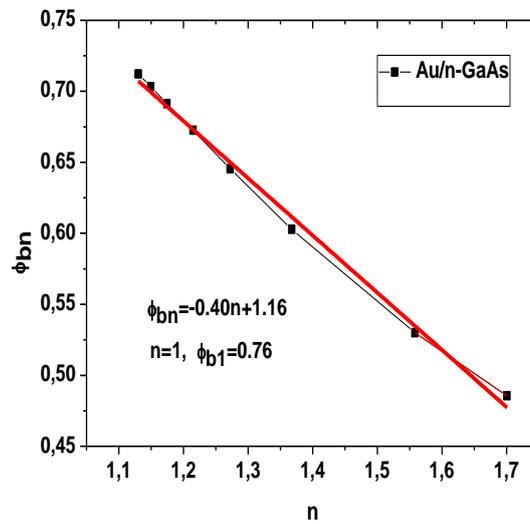


Figure IV.21: ϕ_{bn} en fonction n of Au/n-GaAs structure.

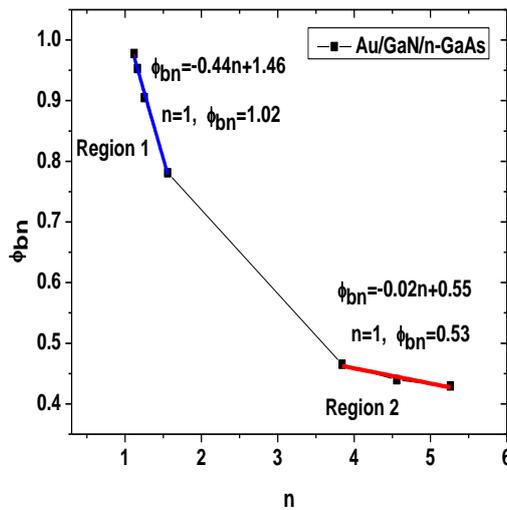


Figure IV.22 : ϕ_{bn} en fonction de n pour la structure Au/GaN/n-GaAs.

La structure Au/n-GaAs présente une forme linéaire qui s'explique par l'homogénéité de la hauteur de barrière Schottky, où la valeur de ϕ_b pour $n=1$ est égale à 0.76 eV . En revanche, la structure Au/GaN/n-GaAs présente deux régions linéaires, ce qui s'explique par l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière [25, 26]. Les valeurs de ϕ_b pour $n=1$ est égal à $1,02 \text{ eV}$ dans la région 1 et de $0,53 \text{ eV}$ dans la région 2. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus ci-dessus à partir de caractéristiques de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT .

IV.3.b. Les caractéristiques Capacité-Tension (C-V) :

Les figures IV.23 et IV.24 montrent les caractéristiques C-V tracées à 1 MHz des structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs dans une large gamme de températures 100-400 K.

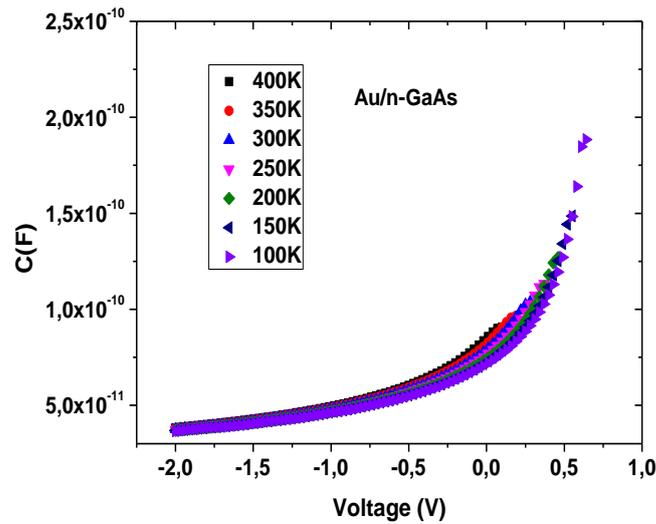


Figure IV.23: C-V à 1 MHz de la diode Schottky Au/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

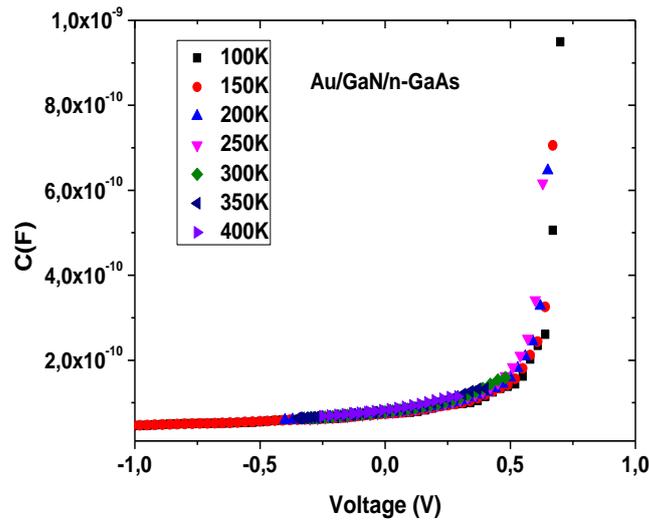


Figure IV.24: C-V à 1 MHz de la diode Schottky Au/GaN/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

Les figures IV.25 et IV.26 illustrent l'évolution de la caractéristique C^{-2} -V des deux structures.

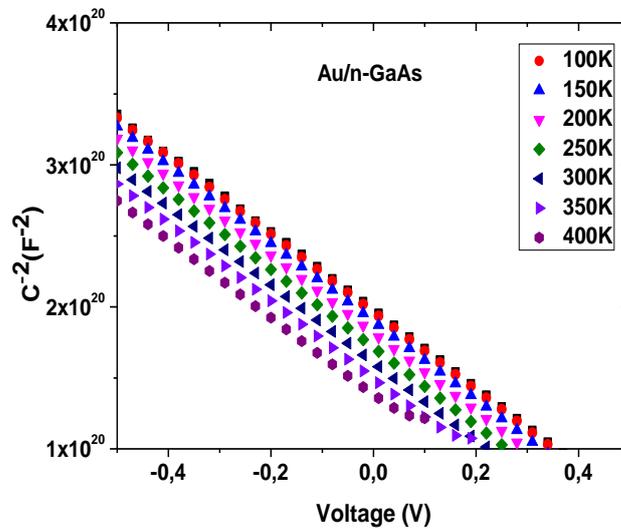


Figure IV.25: Caractéristiques C^{-2} en fonction de V de la diode Schottky Au/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

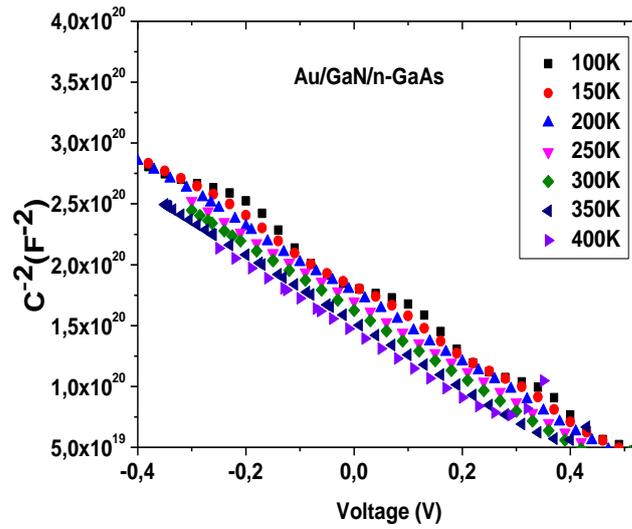


Figure IV.26: Caractéristiques C^{-2} en fonction de V de la diode Schottky Au/GaN/n-GaAs à différentes températures (100-400 K).

L'interception de $C^{-2}-V$ avec l'axe de tension donne les valeurs du potentiel de diffusion V_d .

La figure IV.27 montre la variation de V_d en fonction de la température pour les deux structures.

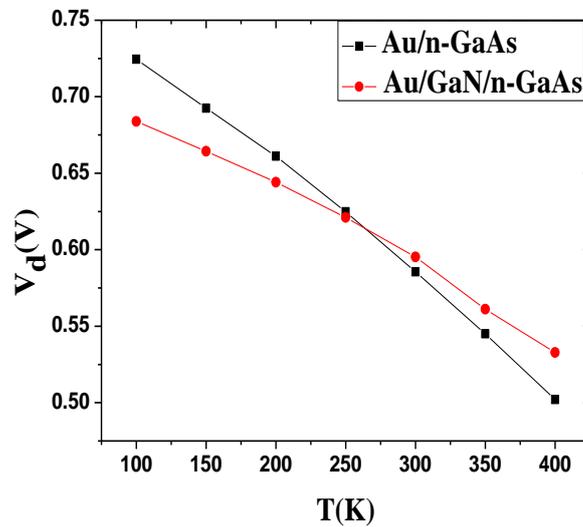


Figure IV.27: V_d en fonction de T des diodes Schottky Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

On remarque que V_d diminue de 0,72 V à 0,50 V et de 0,68 V à 0,53 V lorsque la température augmente pour les structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs, respectivement.

La figure IV.28 montre les valeurs de ϕ_b extraites des caractéristiques C-V à chaque température.

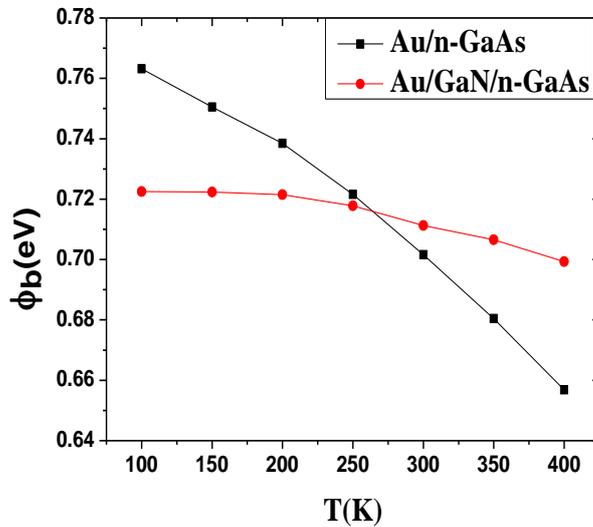


Figure IV.28: ϕ_b en fonction de T des diodes Schottky Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs.

Comme on peut voir, ϕ_b diminue avec l'augmentation de la température, pour les deux structures, avec une diminution rapide pour la structure Au/n-GaAs. ϕ_b est diminué de 0.76 eV à 0.65 pour la structure Au/n-GaAs et de $0,72 \text{ eV}$ à $0,70$ pour la structure Au/GaN/n-GaAs.

Par conséquent, on observe bien que cette variation de la hauteur de la barrière est en accord avec la variation de la bande interdite en fonction de la température [13, 20, 21]. Contrairement à la variation de la hauteur de la barrière extraite des caractéristiques (I-V) par la théorie des émissions thermoïoniques. Ces résultats confirment que le courant dominant des structures Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs est dévié du courant d'émission thermionique TE vers les courants TFE et FE avec la diminution de la température comme mentionné ci-dessus.

IV.4. Développement d'un nouveau modèle de courant d'émission thermoïonique pour les contacts Schottky non idéal avec une méthode d'extraction des paramètres électriques

Pour les contacts Schottky idéal, le courant dominant est l'émission thermoïonique TE [12, 17, 27-29]. Mais en pratique, ce mécanisme dévie à cause de l'effet des courants

de tunnel tels que le mécanismes d'émission thermoïonique à effet de champ TFE et le mécanismes d'émission à effet de champ FE [10]. Le paramètre du facteur d'idéalité n et la résistance série R_s sont inclus dans le modèle des caractéristiques I-V pour prendre en compte le comportement de contact Schottky non idéal [12, 18]. Une connaissance précise des paramètres électriques est importante pour le contrôle de qualité et l'évaluation des performances des contacts Schottky. Plusieurs méthodes ont été proposées pour extraire les paramètres électriques du modèle classique de courant-tension (I-V) (voir chapitre II), pour les contacts Schottky non idéal [12, 30, 31]. Mais beaucoup d'entre eux donnent un comportement anormal de la hauteur de barrière ϕ_b , montrant une diminution avec la décroissance de la température, ceci reste en désaccord avec ϕ_b extrait des caractéristiques capacité-tension [10, 11, 32-39]. En effet, il est bien connu que la hauteur de barrière doit augmenter avec la décroissance de température, en accordance avec la variation de la bande interdite avec la température [11, 14, 20, 21]. Dans cette thèse, nous proposons un nouveau modèle du courant d'émission thermoïonique pour les contacts Schottky non idéal avec une méthode pour extraire les paramètres électriques, tels que le facteur d'idéalité n , la résistance série R_s et la hauteur de barrière ϕ_b . Dans ce but, une étude de simulation de la structure Schottky Au/n-GaAs dans une large plage de températures (80-400K) est réalisée à l'aide du simulateur Silvaco-Atlas. Les paramètres électriques sont extraits du diagramme de bande (DB), des caractéristiques courant-tension et capacité-tension pour chaque température. Nous considérons pour cette étude les mêmes propriétés de la structure rapportés ci-dessus.

La figure IV.29 montre la variation du diagramme de bande (DB) de la structure Schottky Au/n-GaAs pour différentes températures dans la gamme (80 K-400 K). Dans cette figure, E_{fm} est le niveau de Fermi de Au, E_{fsc} est le niveau de Fermi du GaAs, ϕ_b est la hauteur de la barrière Schottky et qV_d est la barrière du potentiel de diffusion. La figure IV.29.b est un zoom de la variation minimale de la bande de conduction avec la température.

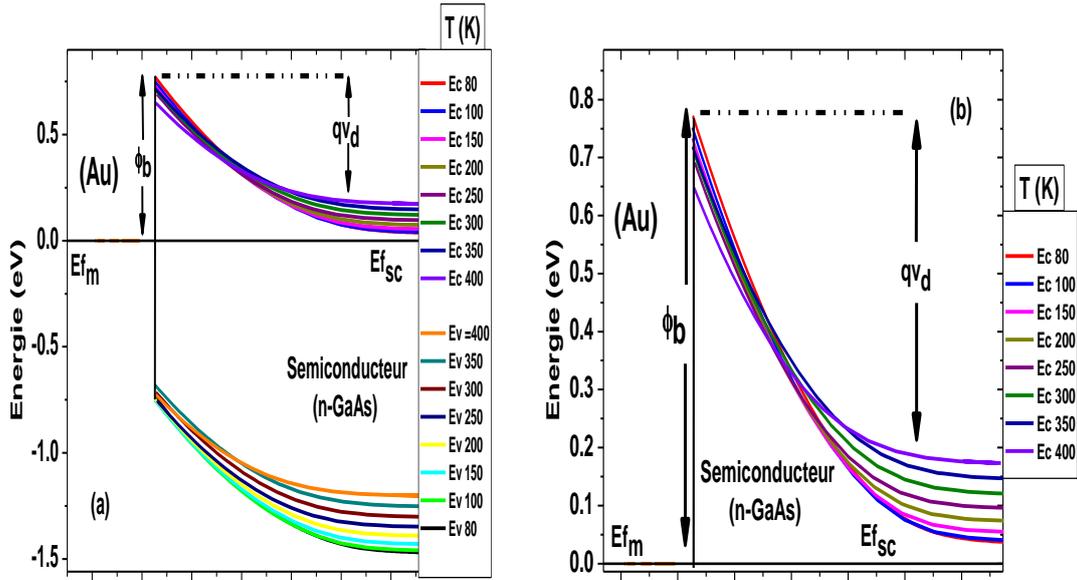


Figure IV.29: (a) est la variation du diagramme de bande de la structure Schottky Au/n-GaAs en fonction de la température (80K-400K), (b) zoom de la bande de conduction.

Les paramètres E_g , ϕ_b et qV_d sont extraits et présentés dans la figure IV.30.

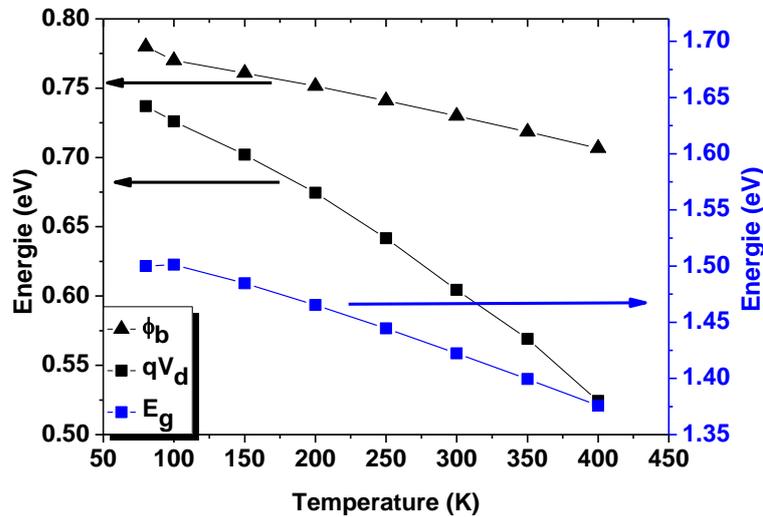


Figure IV.30: Variation de E_g , ϕ_b et qV_d de structure Schottky Au/n-GaAs en fonction de la température (80-400K).

E_g , ϕ_b et qV_d diminuent de 1.50eV à 1.37eV, 0.78eV à 0.70eV et 0.74eV à 0.52eV, respectivement, avec l'augmentation de la température de 80K à 400K.

Les figures IV.31.a et IV.31.b montrent les caractéristiques C-V et C^{-2} -V à une fréquence de 1 MHz de la structure Schottky Au/n-GaAs dans une large plage de températures (80-400K). L'intersection de l'axe des tensions avec les tracés C^{-2} -V donne les valeurs de la tension de diffusion V_d . Le tracé V_d en fonction de la température résultant est illustré par la figure IV.31.c, où V_d diminue de 0,72 pour 80K à 0,50V pour 400K, en concordance avec les données correspondantes de la figure IV.30.

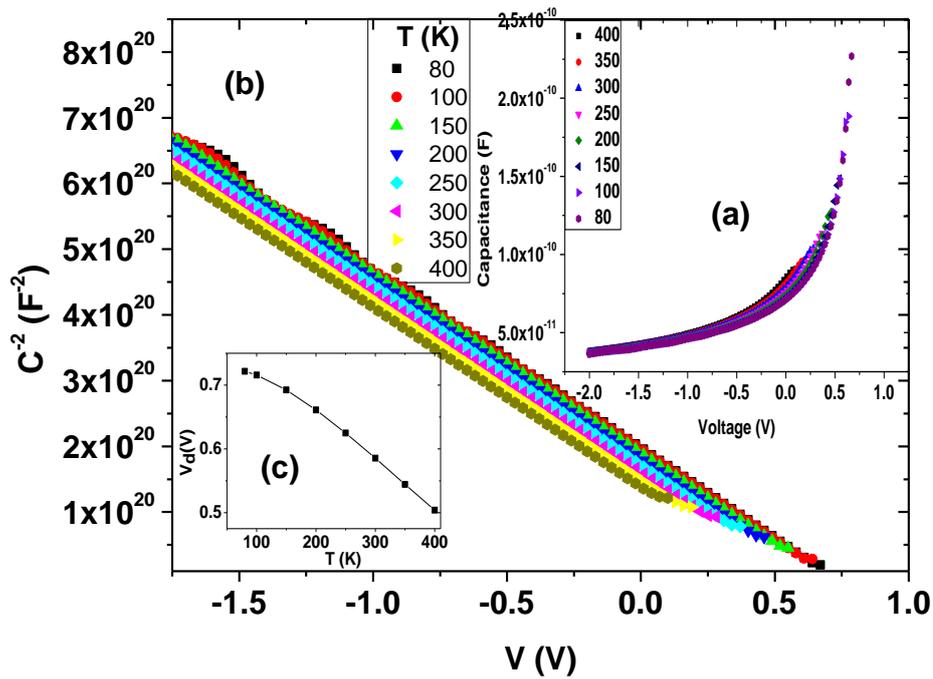


Figure IV.31: C-V (a), C^{-2} -V (b) et V_d (c) de Au/n-GaAs en fonction T.

Les figures IV.32.a et IV.32.b présentent respectivement les échelles linéaire et semi-logarithmique de caractéristiques I-V en direct de la structure Au/n-GaAs, à différentes températures 80 K-400 K.

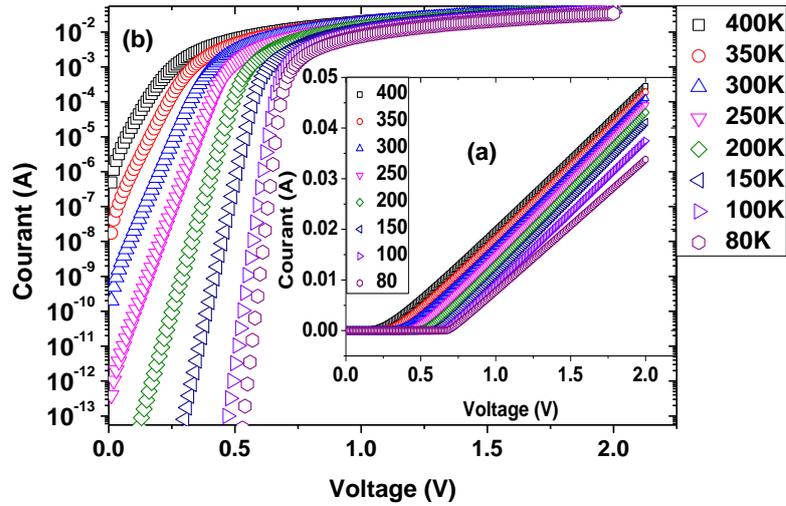


Figure IV.32: Caractéristiques I-V de la structure Schottky Au/n-GaAs simulées dans une large plage de températures (80-400K).

Notre nouveau modèle de courant d'émission thermoionique pour les contacts Schottky non idéal est proposé dans cette thèse comme suit:

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(V-R_s I)}{kT}\right) \exp\left(-\frac{1}{n}\right) \quad (6)$$

Une méthode basée sur ce modèle est développée pour extraire les paramètres électriques, tels que le facteur d'idéalité n , la résistance série R_s et la hauteur de barrière ϕ_b , en utilisant les relations suivantes:

A partir de (éq.6) V est exprimé par:

$$V = \frac{kT}{q} \ln(I) - \ln(AA^*T^2) + \phi_b + \frac{kT}{qn} + R_s \exp(\ln(I)) \quad (7)$$

nous proposons h_1 est $\frac{\partial V}{\partial(\ln I)}$, où h_1 en fonction $\ln(I)$ est exprimé comme suivant:

$$h_1(\ln(I)) = \frac{\partial V}{\partial(\ln I)} = \frac{kT}{q} + R_s \exp(\ln(I)) \quad (8)$$

et h_1 en fonction I est exprimé par:

$$h_1(I) = \frac{\partial V}{\partial(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + R_s I \quad (9)$$

La pente et l'intersection avec l'axe y de $h_1(I)-I$ donnent respectivement R_s et n .

Pour extraire les valeurs de hauteur de barrière ϕ_b , nous proposons la relation $h_2(I)$ où, de (eq.7) la relation $h_2(I)$ s'exprime comme:

$$h_2(I) = V - \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) - \frac{KT}{qn} = R_s I + \phi_b \quad (10)$$

La pente et l'intersection avec l'axe y de $h_2(I)$ -I donnent R_s et ϕ_b , respectivement.

La figure IV.33 montre $h_1(I)$ -I et $h_2(I)$ -I

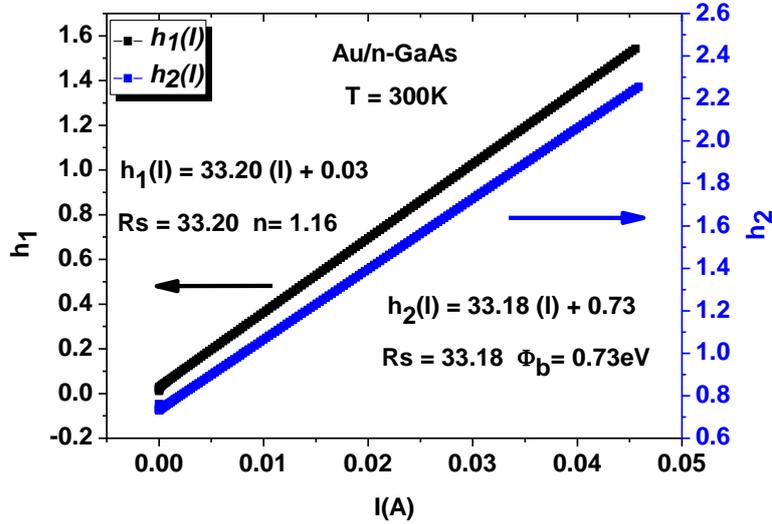


Figure IV.33: $h_1(I)$ -I et $h_2(I)$ -I de la structure Schottky Au/n-GaAs à 300K.

Les paramètres électriques extraits du diagramme de bande DB, C-V et I-V en utilisant la méthode proposée, sont présentés dans le tableau IV.3, pour chaque température.

T (K)	R_s (Ω) ($h_1(I)$)	R_s (Ω) ($h_2(I)$)	n ($h_1(I)$)	ϕ_b (eV) ($h_2(I)$)	ϕ_b (eV) (C-V)	ϕ_b (eV) (BD)
80	34.02	34.01	1.68	0.772	0.772	0.772
100	33.59	33.58	1.56	0.769	0.764	0.770
150	33.19	33.19	1.36	0.761	0.760	0.761
200	32.85	32.85	1.27	0.751	0.752	0.751
250	32.65	32.64	1.21	0.742	0.738	0.741
300	32.83	32.82	1.17	0.733	0.731	0.730
350	34.70	34.70	1.15	0.724	0.720	0.718
400	37.91	37.90	1.13	0.715	0.712	0.706

Tableau IV.3: Les paramètres électriques extraits de I(V) par la méthode proposée et des caractéristiques BD et C(V), pour différentes températures (80 K-400 K).

Les valeurs de la résistance série extraites par $h_1(I)$ et $h_2(I)$ sont très proches. Le facteur d'idéalité n augmente avec la diminution de température. Cela est dû à l'effet

du courant tunnel tel que les mécanismes TFE et FE [10]. La hauteur de barrière ϕ_b extraite des caractéristiques I-V par notre modèle montre un comportement normal (i.e. ϕ_b diminue lorsque la température augmente), qui est similaire à celle extraite du diagramme de bande et des caractéristiques C-V. Parce que, la hauteur de la barrière devrait augmenter avec la diminution de la température, conformément à la variation de la bande interdite avec la température [11, 14, 20, 21]. Ces résultats confirment la fiabilité du notre modèle.

Dans la section suivante, nous allons présenter une étude comparative de notre méthode avec d'autres méthodes basées sur le modèle classique.

Les tableaux IV.4 et IV.5 montrent les valeurs de résistance série et le facteur d'idéalité extraits par les méthodes $\ln(I)-I$, Cheung et Cheung (voir chapitre II) et par notre méthode $h_1(I)-I$ et $h_2(I)-I$, respectivement.

<i>T</i> (K)	Resistance Series R_s (Ω)				
	$\ln(I)-I$	$G(I)-I$	$H(I)-I$	$h_1(I)-I$	$h_2(I)-I$
400	36.62	34.14	33.79	34.02	34.01
350	34.56	33.66	33.36	33.59	33.58
300	32.99	33.32	32.96	33.19	33.19
250	32.44	32.75	32.61	32.85	32.85
200	32.80	32.70	32.40	32.65	32.64
150	33.10	32.80	32.56	32.83	32.82
100	34.91	34.74	34.41	34.70	34.70
80	39.81	37.91	37.60	37.91	37.90

Table IV.4: Résistance série R_s extraite par Cheung et Cheung, $\ln(I)-I$ et notre méthode.

<i>T</i> (K)	Factor idéalité n		
	$\ln(I)-I$	$G(I)-I$	$h_1(I)-I$
80	1.02	1.65	1.68
100	1.05	1.54	1.56
150	1.07	1.33	1.36
200	1.09	1.25	1.27
250	1.10	1.24	1.21
300	1.11	1.15	1.17
350	1.15	1.14	1.15
400	1.17	1.11	1.13

Table IV.5: Le facteur d'idéalité n extrait en utilisant Cheung et Cheung, $\ln(I)-I$ et notre méthode.

Comme le montre le tableau IV.4, Les valeurs de R_s extraites à l'aide de notre méthode sont très proches de celles extraites par la méthode de Cheung et Cheung. La méthode de Cheung et Cheung et notre méthode donnent le même facteur d'idéalité, qui augmente avec la décroissance de température, comme le montre le tableau IV.5.

La figure IV.34 montre les valeurs de ϕ_b extraites du diagramme de bande BD, caractéristique C-V et de caractéristiques I-V, en utilisant les méthodes Cheung et Cheung, $\ln(I)$ -I et notre méthode.

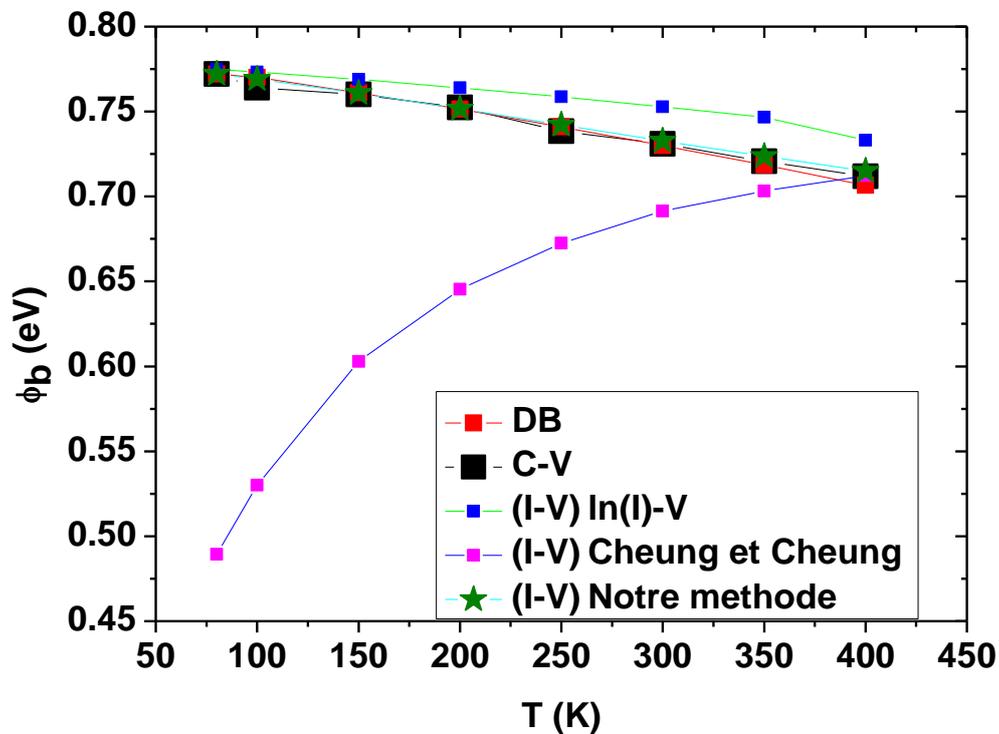


Figure IV.34: ϕ_b en fonction de la température (80K-400K) de la structure Schottky Au/n-GaAs extraits en utilisant différentes méthodes.

Comme le montre la figure IV.34, le ϕ_b extrait de la méthode $\ln(I)$ -V augmente avec la décroissance de température avec une légère divergence à haute température par rapport aux autres méthodes. Le ϕ_b extrait à l'aide de la méthode Cheung et Cheung montre un comportement anormal. Il diminue avec la décroissance de température en discordance avec la variation de bande interdite avec la température [11, 14, 20, 21]. De plus, ϕ_b diverge considérablement avec la diminution de température par rapport aux valeurs obtenues avec d'autres méthodes. Cela indique que la méthode Cheung et

Cheung n'est pas valide à basse température. Le ϕ_b extrait à l'aide de notre méthode présente un comportement très proche de celui extrait des caractéristiques DB et C-V.

On peut expliquer l'écart et la discordance des résultats obtenus en utilisant les méthodes $\ln(I)$ -V et Cheung et Cheung, due à la déviation de la théorie de l'émission thermoïnique par l'effet des mécanismes TFE et FE. En effet, plusieurs auteurs montrent que les courants TFE et FE sont dominants à basse température et celui TE est dominant au-dessus de la température ambiante [10, 14, 40].

Les figures IV.35 à IV.42 montrent les caractéristiques I-V en polarisation directe à l'échelle linéaire et semi-logarithmique de la simulation avec 3 modulations différentes 1, 2 et 3 pour le contact Schottky Au/n-GaAs, pour différentes températures (80-400 K). La modulation 1 est basée sur notre modèle et les modulations 2 et 3 sont basées sur le modèle classique pour les contacts Schottky non idéaux. Pour la modulation 1, nous avons utilisé les paramètres électriques extraits à l'aide de notre méthode. Pour les modulations 2 et 3, nous avons utilisé les paramètres électriques extraits par les méthodes Cheung et Cheung et $\ln(I)$ -I, respectivement.

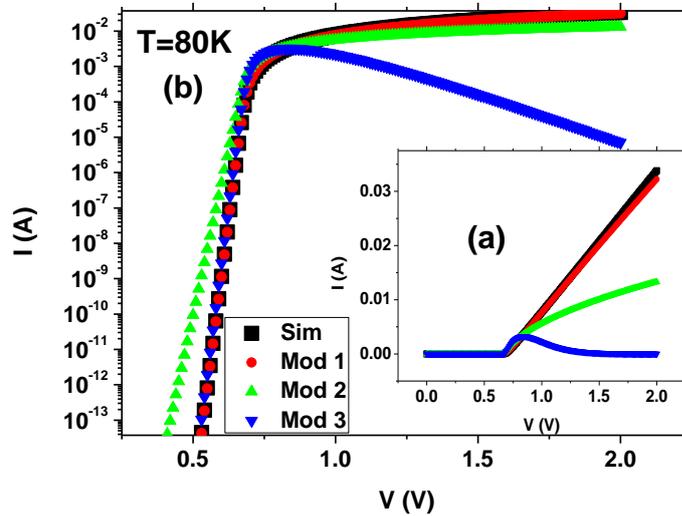


Figure IV.35: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 80K.

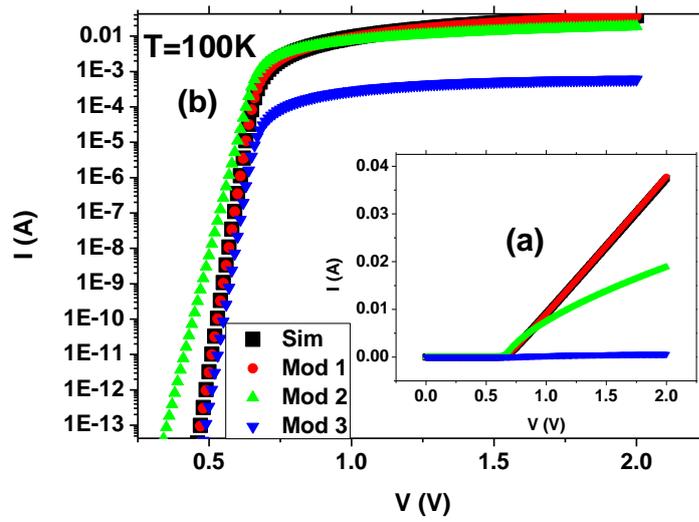


Figure IV.36: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 100K.

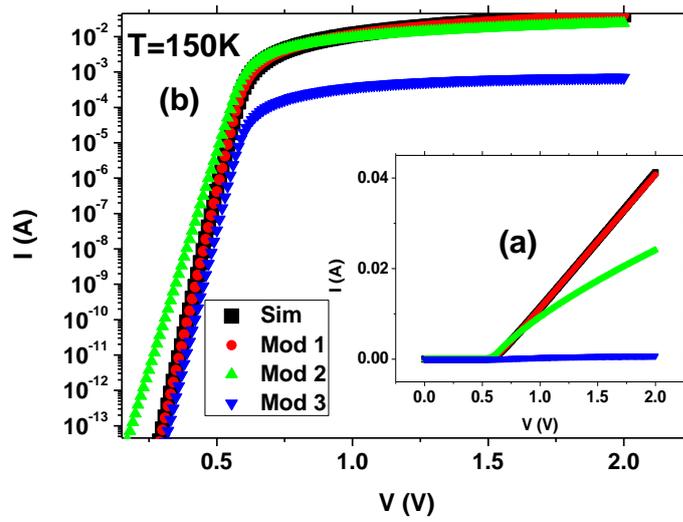


Figure IV.37: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 150K.

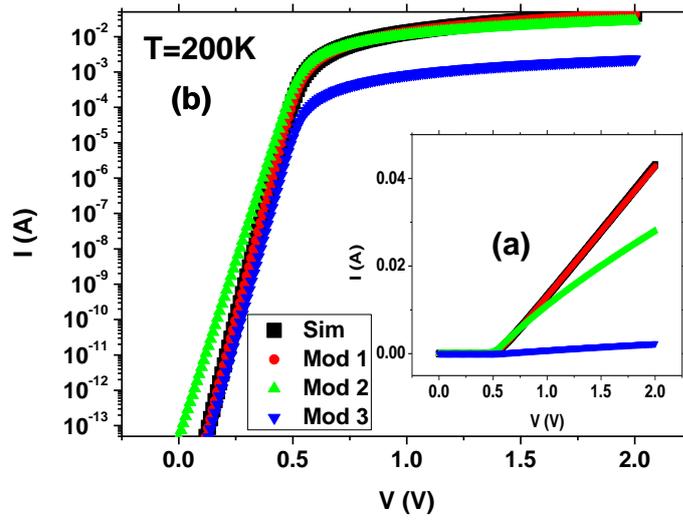


Figure IV.38: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 200K.

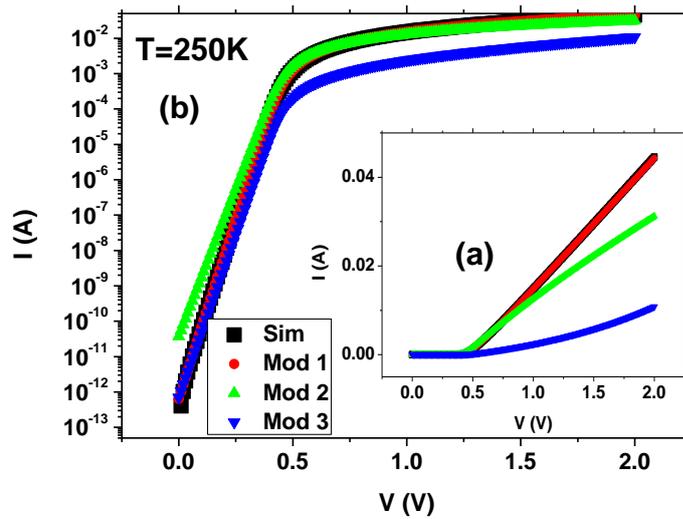


Figure IV.39: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 250K.

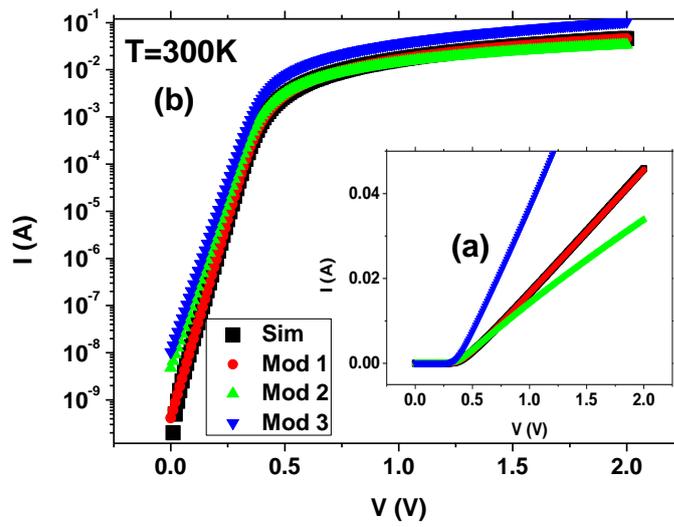


Figure IV.40: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 300K.

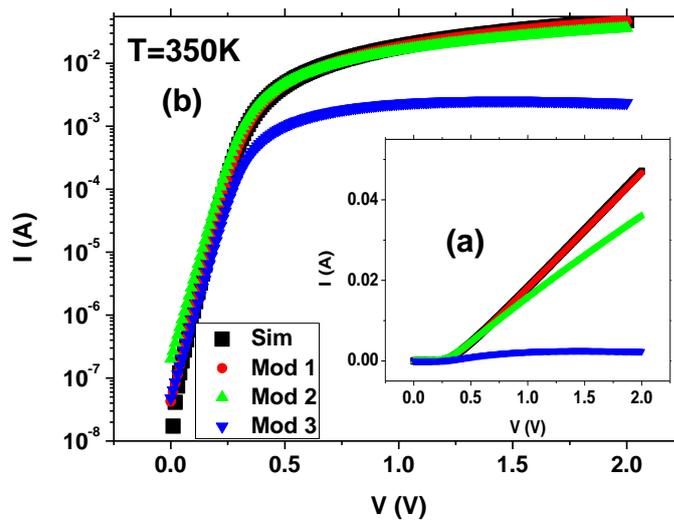


Figure IV.41: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 350K.

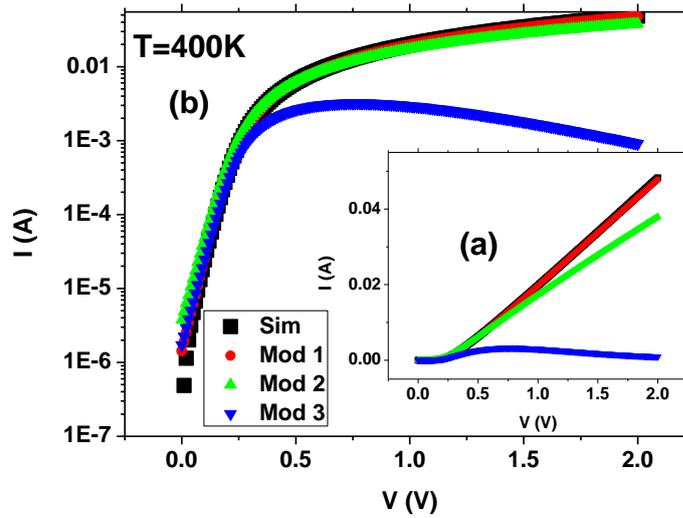


Figure IV.42: Caractéristiques I-V de la simulation et des modulations de la structure Schottky Au/n-GaAs à 400K.

Comme on peut le voir clairement, la Modulation 1 montre un comportement identique avec les courbes de simulation pour les échelles linéaires et semi-logarithmiques des caractéristiques I-V, pour toutes les températures. La modulation 2 montre des écarts par rapport aux caractéristiques des simulations dans la tension de polarisation élevée pour l'échelle linéaire et pour la tension de polarisation basse pour les caractéristiques semi-logarithmiques, qui sont plus importantes à basse température. La modulation 3 montre un bon accord avec les caractéristiques des simulations à l'échelle semi-logarithmique pour les tensions de polarisation faible. Mais, on observe des grandes déviations dans l'échelle semi-logarithmique pour les hautes tensions de polarisation et dans l'échelle linéaire pour les basses et hautes tensions.

Ces résultats confirment la validation et la fiabilité de notre nouveau modèle pour une large plage de température (80K-400K). Ainsi, dans le chapitre suivant, on s'intéressera à valider notre modèle par des résultats expérimentaux.

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé le logiciel de simulation Silvaco-Atlas. Premièrement, nous avons étudié la structure Métal/n-GaAs pour différents contacts métal. Ainsi, nous avons étudié l'effet de la couche interfaciale de GaN (1 nm) sur les caractéristiques électrique courant-tension et capacité-tension des structures Au/n-

GaAs et Au/GaN/n-GaAs, pour différentes températures (100 K-400 K). Enfin, On a présenté un nouveau modèle de courant d'émission thermo-ionique pour les contacts Schottky non idéal avec une méthode d'extraction des paramètres électriques.

IV.6. References

- [1] Haynes WM. CRC handbook of chemistry and physics: CRC press; 2014.
- [2] Helal H, Benamara Z, Arbia MB, Khetrou A, Rabehi A, Kacha AH, et al. A study of current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Au/n-GaAs and Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes in wide temperature range. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*.e2714.
- [3] Rabehi A, Amrani M, Benamara Z, Akkal B, Hatem-Kacha A, Robert-Goumet C, et al. Study of the characteristics current-voltage and capacitance-voltage in nitride GaAs Schottky diode. *The European Physical Journal Applied Physics*. 2015;72:10102.
- [4] Waldrop J. Schottky-barrier height of ideal metal contacts to GaAs. *Applied physics letters*. 1984;44:1002-4.
- [5] Newman N, Van Schilfgaarde M, Kendelwicz T, Williams M, Spicer W. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs (110) surfaces. *Physical Review B*. 1986;33:1146.
- [6] Allongue P, Souteyrand E. Schottky barrier formation of various metals on n-GaAs (100) by electrochemical deposition. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*. 1987;5:1644-9.
- [7] Sinha A, Poate J. Effect of alloying behavior on the electrical characteristics of n-GaAs Schottky diodes metallized with W, Au, and Pt. *Applied Physics Letters*. 1973;23:666-8.
- [8] Helal H, Benamara Z, Kacha AH, Amrani M, Rabehi A, Akkal B, et al. Comparative study of ionic bombardment and heat treatment on the electrical behavior of Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes. *Superlattices and Microstructures*. 2019:106276.
- [9] Kacha A, Akkal B, Benamara Z, Amrani M, Rabhi A, Monier G, et al. Effects of the GaN layers and the annealing on the electrical properties in the Schottky diodes based on nitrated GaAs. *Superlattices and Microstructures*. 2015;83:827-33.

- [10] Özavcı E, Demirezen S, Aydemir U, Altındal Ş. A detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2013;194:259-68.
- [11] Hudait M, Venkateswarlu P, Krupanidhi S. Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures. *Solid-State Electronics*. 2001;45:133-41.
- [12] Cheung S, Cheung N. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Applied Physics Letters*. 1986;49:85-7.
- [13] Werner JH. Schottky barrier and pn-junction I/V plots—Small signal evaluation. *Applied physics A*. 1988;47:291-300.
- [14] Hardikar S, Hudait M, Modak P, Krupanidhi S, Padha N. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Physics A*. 1999;68:49-55.
- [15] Kumar A, Latzel M, Christiansen S, Kumar V, Singh R. Effect of rapid thermal annealing on barrier height and 1/f noise of Ni/GaN Schottky barrier diodes. *Applied Physics Letters*. 2015;107:093502.
- [16] Kumar A, Asokan K, Kumar V, Singh R. Temperature dependence of 1/f noise in Ni/n-GaN Schottky barrier diode. *Journal of Applied Physics*. 2012;112:024507.
- [17] Rhoderick E, Williams R. *Metal–Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988.
- [18] Sze SM, Ng KK. *Physics of semiconductor devices*: John wiley & sons; 2006.
- [19] Bengi A, Altındal S, Özçelik S, Mammadov T. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs structures. *Physica B: Condensed Matter*. 2007;396:22-8.
- [20] Hackam R, Harrop P. Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1972;19:1231-8.
- [21] Panish M, Casey Jr H. Temperature dependence of the energy gap in GaAs and GaP. *Journal of Applied Physics*. 1969;40:163-7.
- [22] Padovani F, Sumner G. Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers. *Journal of Applied Physics*. 1965;36:3744-7.
- [23] Padovani F. Graphical determination of the barrier height and excess temperature of a Schottky barrier. *Journal of Applied Physics*. 1966;37:921-2.

- [24] Werner JH, Güttler HH. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *Journal of applied physics*. 1991;69:1522-33.
- [25] Schmitsdorf R, Kampen T, Mönch W. Correlation between barrier height and interface structure of AgSi (111) Schottky diodes. *Surface Science*. 1995;324:249-56.
- [26] Soylu M, Yakuphanoglu F. Analysis of barrier height inhomogeneity in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes by Tung model. *Journal of Alloys and Compounds*. 2010;506:418-22.
- [27] Akkal B, Benamara Z, Bouiadjra NB, Tizi S, Gruzza B. Illumination dependence of I–V and C–V characterization of Au/InSb/InP (1 0 0) Schottky structure. *Applied Surface Science*. 2006;253:1065-70.
- [28] Ebeoğlu MA. Current–voltage characteristics of Au/GaN/GaAs structure. *Physica B: Condensed Matter*. 2008;403:61-6.
- [29] Kacha A, Akkal B, Benamara Z, Robert-Goumet C, Monier G, Gruzza B. Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2016;627:66-73.
- [30] Norde H. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *Journal of Applied Physics*. 1979;50:5052-3.
- [31] Sato K, Yasumura Y. Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *Journal of applied physics*. 1985;58:3655-7.
- [32] Zeyrek S, Bülbül M, Altındal Ş, Baykul M, Yüzer H. The double gaussian distribution of inhomogeneous barrier heights in Al/GaN/p-GaAs (MIS) schottky diodes in wide temperature range. *Brazilian Journal of Physics*. 2008;38:591-7.
- [33] Dogan H, Elagoz S. Temperature-dependent electrical transport properties of (Au/Ni)/n-GaN Schottky barrier diodes. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2014;63:186-92.
- [34] Korucu D, Turut A, Efeoglu H. Temperature dependent I–V characteristics of an Au/n-GaAs Schottky diode analyzed using Tung’s model. *Physica B: Condensed Matter*. 2013;414:35-41.
- [35] Kumar A, Arafin S, Amann MC, Singh R. Temperature dependence of electrical characteristics of Pt/GaN Schottky diode fabricated by UHV e-beam evaporation. *Nanoscale research letters*. 2013;8:481.
- [36] Lee S-Y, Jang C-O, Hyung J-H, Kim T-H, Lee S-K. High-temperature characteristics of GaN nano-Schottky diodes. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2008;40:3092-6.

[37] Osvald J, Horvath ZJ. Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer. *Applied surface science*. 2004;234:349-54.

[38] Roul B, Bhat TN, Kumar M, Rajpalke MK, Kalghatgi A, Krupanidhi S. Analysis of the temperature-dependent current–voltage characteristics and the barrier-height inhomogeneities of Au/GaN Schottky diodes. *physica status solidi (a)*. 2012;209:1575-8.

[39] Tunhuma SM, Auret FD, Legodi MJ, Diale M. The effect of high temperatures on the electrical characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes. *Physica B: Condensed Matter*. 2016;480:201-5.

[40] Güllü Ö, Biber M, Duman S, Türüt A. Electrical characteristics of the hydrogen pre-annealed Au/n-GaAs Schottky barrier diodes as a function of temperature. *Applied surface science*. 2007;253:7246-53.

Chapitre V:

***RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES***

V.1. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre, tout d'abord, les propriétés des structures Schottky élaborées à base de GaAs nitruré, ainsi, que leurs conditions de fabrication. Par la suite, nous étudions les caractéristiques électriques avec des mesures courant-tension, capacité-tension et conductance-tension, de nos structures à différentes conditions. Ainsi, nous exposerons les caractéristiques optiques, par la spectroscopie de photoluminescence (PL) à différentes températures. Enfin, nous allons valider expérimentalement notre nouveau modèle de courant d'émission thermoionique, pour les contacts Schottky non idéals.

V.2. Présentation des structures Schottky élaborées 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. Ils se divisent en deux séries, suivant leur processus et conditions de fabrication tels que :

- le nettoyage appliqué sur les substrats de GaAs (processus 1 et 2);
- la source d'azote utilisé pour la nitruration (GDS, ECR);
- le contact Ohmique (Sn + NH₄Cl, AuGe);
- contact redresseur (4 plots d'Au réalisés sous ultra vide UHV).

Les échantillons de la première série (A₀, A₁ et A₂) ont été nettoyés avec le processus 1 (détaillé précédemment dans le chapitre III, Désoxydation des surfaces). L'opération de nitruration est assurée par une source d'azote du type GDS (Glow Discharge Source). Afin, d'assurer un bon contact ohmique, l'Etain (Sn) + NH₄Cl sont déposés sur la face arrière des échantillons, puis les échantillons ont été chauffés à 350 °C pendant 5 min.

Les échantillons de la deuxième série (B₀, B₁ et B₂) ont été nettoyés avec le processus 2 (détaillés précédemment dans le chapitre III, Désoxydation des surfaces). Afin d'assurer la nitruration des échantillons de la deuxième série, la source d'azote est substituée par une source du type ECR (Electron Cyclotron Resonance) [1]. Les contacts ohmiques de cette série sont réalisés par des contacts arrière AuGe. Nous avons tout d'abord déposé 100 Å d'Au, suivi par 350 Å de Ge et finalement 1000 Å d'Au (sous vide secondaire $\sim 10^{-6}$ Torr et à travers un cache en molybdène pour l'obtention de plusieurs plots). Après le dépôt des métaux, les échantillons sont

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

chauffés par paliers sous atmosphère H₂ (200°C pendant 3min, 250°C pendant 1 min et 300°C pendant 1min).

Les contacts Schottky sont réalisés par évaporation de l'Or (Au) sur la face avant, sous ultra vide UHV, à l'aide de l'évaporateur Knudsen. Les plots d'Or sont de 0,6 mm de diamètre et 0,1 µm d'épaisseur.

Les détails technologiques de l'ensemble des échantillons étudiés sont regroupés dans le tableau V.1.

Echantillon	Structure	Substrat	Nettoyage	Epaisseur du GaN (nm)	Recuit	Contact ohmique
A ₀	Au/GaAs/Sn	GaAs (100) N _d = 4,9.10 ¹⁵ cm ⁻³	Processus 1	/	T=620°C t = 1h	Sn + NH ₄ Cl + Recuit
A ₁	Au/GaN/GaAs/Sn			0.7		
A ₂				0.8		
B ₀	Au/GaAs/AuGe	GaAs (100) N _d = 4,9.10 ¹⁵ cm ⁻³	Processus 2	/	/	AuGe + Recuit
B ₁	Au/GaN/GaAs/AuGe			0.7		
B ₂				1.5		

Tableau V.1 : Détails technologiques de fabrication des échantillons étudiés.

La figure V.1 montre les étapes et les processus de fabrication des structures de la 1^{er} et la 2^{ème} série.

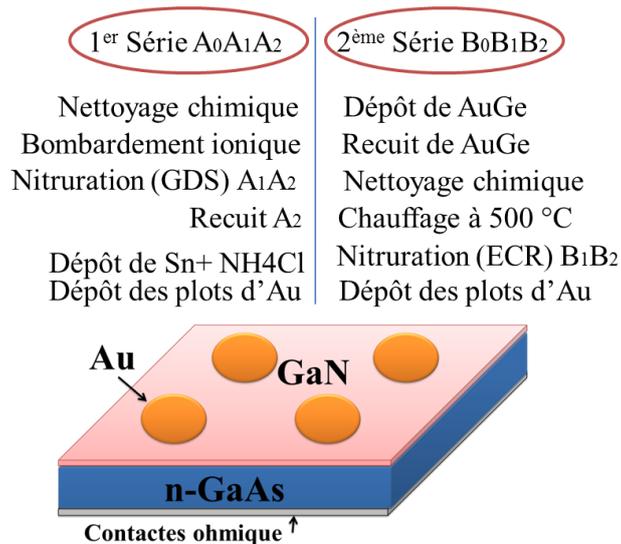


Figure V.1 Les étapes et processus de fabrication des structures élaborées de la 1^{er} et la 2^{ème} série.

Après la phase de fabrication, les échantillons sont testés électriquement en faisant appel à des mesures courant-tension, capacité-tension et conductance-tension, à différentes températures et fréquences. Cette étude est, ensuite complétée par des caractérisations optiques, ceci en exploitant la spectroscopie de photoluminescence (PL).

V.3. Etude des échantillons de la 1^{ère} série : Au/n-GaAs/Sn et Au/GaN/n-GaAs/Sn :

V.3.1. Caractéristiques courant – tension (I-V) à température ambiante

Les caractéristiques I-V, pour les différentes structures A₀, A₁ et A₂ de la 1^{ère} série d'échantillons, sont illustrées par la figure V.2.

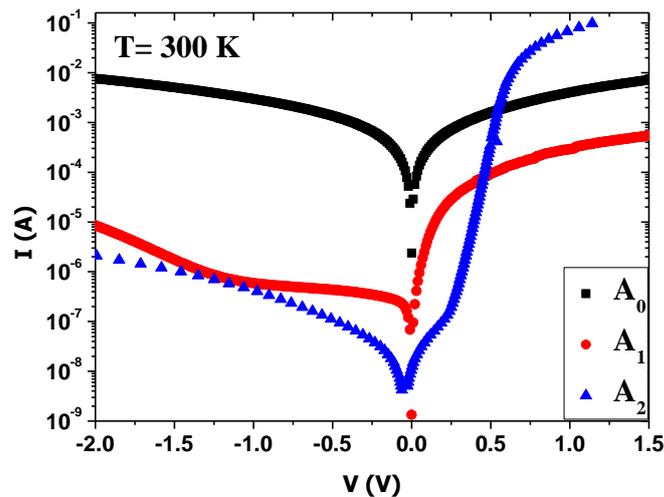


Figure V.2 : Caractéristiques Courant-Tension I-V des échantillons A₀, A₁ et A₂.

La figure V.2 montre que l'échantillon non nitruré A₀ présente un courant inverse très élevée par rapport aux autres échantillons nitrurés. Ceci peut être dû à la destruction de la cristallinité de la surface à cause du bombardement ionique. On peut, aussi, noter que le courant inverse diminue en fonction de l'épaisseur de la couche de nitrure et du recuit. On observe, clairement, que le courant direct est amélioré après la nitruration et l'opération de recuit.

CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

Les paramètres électriques tels que la résistance séries R_s , le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière Φ_b et le courant de saturation I_s sont extraits à partir des caractéristiques $I(V)$, en utilisant la méthode de Cheung et Cheung [2] (voir chapitre II) et sont regroupés dans le tableau V.2.

Echantillons	n	Φ_b (eV)	R_s (Ω) (G-I)	R_s (Ω) (G-I)	I_s (A)
A ₀	11.16	0.39	102	102	5.23×10^{-4}
A ₁	7.80	0.48	1688	1493	1.80×10^{-5}
A ₂	1.09	0.85	5	5	1.18×10^{-11}

Tableau V.2 : les paramètres électriques des échantillons de la 1^{ère} série.

D'après le tableau V.2, nous remarquons que le facteur d'idéalité de l'échantillon A₀ est le plus élevé. Ceci peut être expliquée par le fait que l'échantillon A₀ a été bombardé par des ions Ar⁺, ce bombardement induit un grand impact sur la surface de GaAs [3]. Après la nitruration avec 0.7 nm de GaN, n diminue de 11.16 à 7.80 et R_s augmentent de 102 Ω à 1688 Ω . L'augmentation de la résistance séries est probablement due à la présence de la couche de GaN non dopé.

Après l'étape de recuit, on remarque une amélioration de n et R_s ; leurs valeurs diminuent de 1.09 et 5 Ω , respectivement. Les valeurs de Φ_b et I_s , sont améliorées, Φ_b augmente et I_s diminue après les opérations de nitruration et de recuit. L'amélioration des paramètres électroniques est due à la restructuration de la structure cristallographique à l'interface et par conséquent à la diminution de défauts cristallographiques. Ceci a été confirmé par une autre étude utilisant des images TEM haute résolution sur des échantillons nitrurés avec et sans recuit [4, 5].

V.3.2. Caractéristiques capacité – tension (C-V) à température ambiante

Les caractéristiques capacité-tension C-V et C^{-2} -V des échantillons A₀, A₁ et A₂ sont illustrés dans la figure V.3.a et V.3.b et sont relevées à haute fréquence 1 MHz.

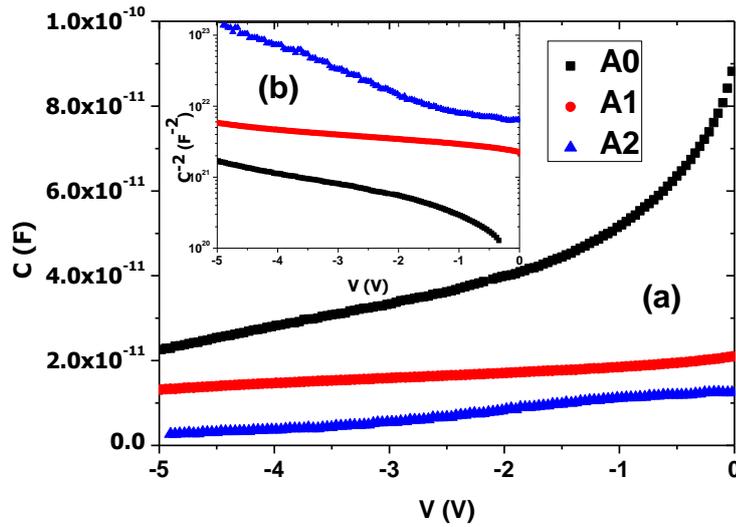


Figure V.3 : Les caractéristiques capacité-tension C-V (a) et C^{-2} -V (b) des échantillons A_0 , A_1 et A_2 à 1 MHz.

Les paramètres électriques, tels que, le potentiel de diffusion V_d , la hauteur de barrière ϕ_b et le dopage N_d sont extraits à partir de mesures C(V) et regroupés dans le tableau V.3.

Echantillons	V_d (V)	ϕ_b (eV)	N_d (cm^{-3})
A_0	0.46	0.61	5.37×10^{15}
A_1	/	/	2.71×10^{15}
A_2	0.67	0.89	2.76×10^{14}

Tableau V. 3 : Paramètres électriques extraits à partir du C(V) des échantillons A_0 , A_1 et A_2 à 1 MHz.

Le tableau V.3 indique que La tension de diffusion V_d et la hauteur de barrière ϕ_b sont augmentés après la nitruration et le recuit. Ceci est causé par la présence la couche de GaN comme nous l'avons démontré dans la partie de simulation (chapitre IV, Etude des structures Schottky Au/n-GaAs et Au/GaN/n-GaAs) et dans une étude publiée [6], en accordance avec les valeurs de ϕ_b extraites à partir des caractéristiques I-V. Pour V_d et ϕ_b de la structure A_1 , on a trouvé des valeur très loin et ne sont pas réal.

La concentration N_d calculée au voisinage de (0 V) de l'échantillon A_0 est de l'ordre $5.37 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et qui est très proche de la concentration de dopage du substrat du GaAs donnée par le fournisseur ($N_d = 4,9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Après l'opération de nitruration, la concentration du dopage diminue légèrement à $2.71 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour l'échantillon A_1

et diminue à $2.76 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ après l'étape de recuit pour l'échantillon A_2 . Ceci peut s'expliquer par l'effet de la couche de GaN qui est non intentionnellement dopé et qui après le recuit crée donc une zone d'interdiffusion entre les deux couches et par conséquent, on observe une diminution des quantités de charges par unité de volume [7].

V.3.3. Distribution des états d'interface

Les distributions des états d'interface N_{ss} dans la bande interdite sont calculées par les équations (II.17) et (II.18) et sont illustrés dans la figure V.4, pour les structures A_0 , A_1 et A_2 .

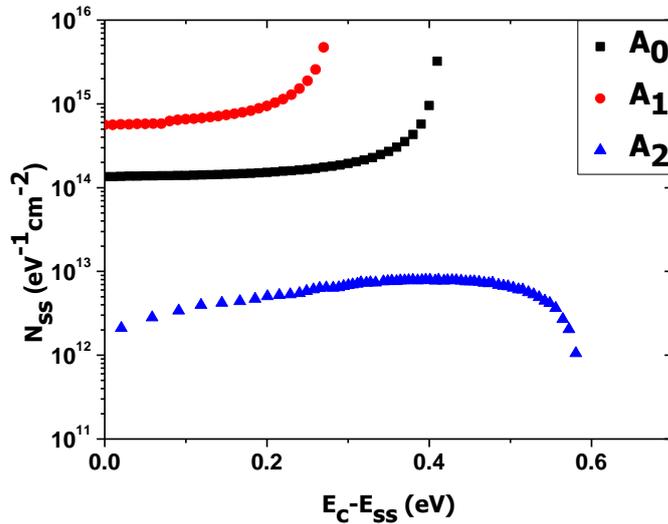


Figure V.4 : Distribution des états d'interface dans le gap des échantillons A_0 , A_1 et A_2 .

La figure V.4 montre que la structure non nitrurée A_0 présente une densité très élevée, où N_{ss} est égal environ $8 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ au milieu du gap. La densité des états d'interface élevée observée, 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. La densité d'état d'interface est largement réduite après la nitruration de et le recuit. Après la nitruration N_{ss} est diminué à $1.5 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ au milieu du gap, et diminué à $5 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ après le recuit. Cette amélioration est le résultat de la restructuration de l'interface métal-semiconducteur,

sous l'effet de la formation de la couche interfaciale GaN. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par Rabehi et al. [4] et Kacha et al. [8]

V.3.4. Caractéristiques capacité – tension et conductance – tension en fonction de la fréquence, C-V-f et G-V-f:

Les caractéristiques C-V-f de l'échantillon A₂, enregistrées à trois fréquences (10 KHz, 100 KHz et 1 MHz) sont représentées dans la figure V.5.

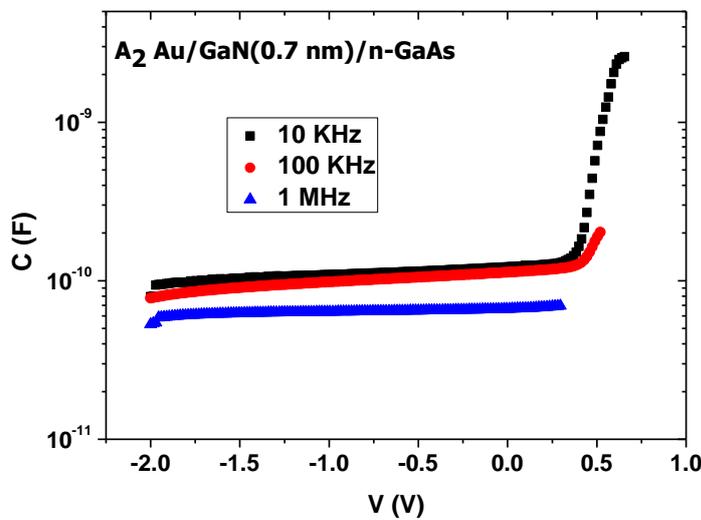


Figure V.5 : Caractéristiques C-V-f de l'échantillon A₂.

Les tracés des caractéristiques C(V) de l'échantillon A₂ a un comportement d'une structure MIS pour les basses fréquences, où on peut voir les 3 régions, la région d'inversion, déplétion et d'accumulation. Aussi, les capacités sont élevées à basses fréquences. Cette capacité additive peut être expliquée par la présence des états d'interface et des pièges à l'interface. A une fréquence élevée, les états d'interfaces ne peuvent pas suivre le signal alternatif, par car ces derniers sont gelés [9, 10] et la contribution de la capacité de ces états d'interface est négligeable dans la capacité totale.

Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par A. Tuğluoğlu et al. [11-13]. Leurs travaux montrent que la valeur de la capacité dépend de plusieurs facteurs tels que l'épaisseur de la couche interfaciale, la nature de cette couche, la résistance série et de la densité d'états d'interface.

CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

Les caractéristiques de la conductance G-V-f de l'échantillon A₂ pour les fréquences 80 Hz, 10 KHz, 100 KHz et 1 MHz sont représentées dans la figure V.6.

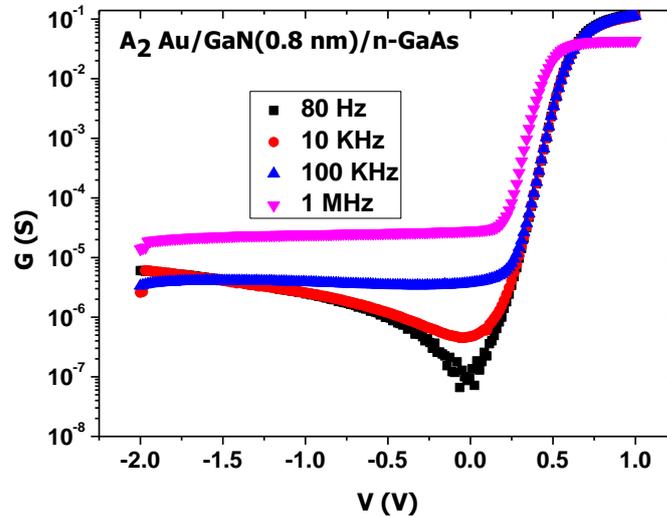


Figure V.6 : Caractéristiques G-V-f de l'échantillon A₂.

Les courbes G-V-f représentées dans la figure V.6 montrent que les valeurs de conductance dépendent de la fréquence, pour chaque région, la région d'inversion, déplétion et d'accumulation. Ainsi, la conductance augmente avec l'augmentation de la fréquence. Ceci peut être expliqué par la répartition des états d'interface et des pièges qui vont suivre facilement le signal alternatif à faible fréquence.

Les valeurs de résistances séries R_s en fonction de la tension de l'échantillon A₂ sont calculées pour les fréquences de 80 Hz, 10 KHz, 100 KHz et 1 MHz à l'aide de l'équation (II.5) et sont tracées dans la figure V.7.

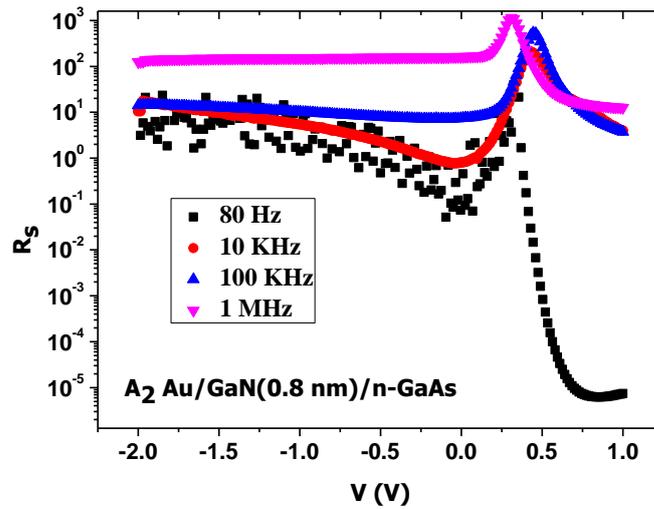


Figure V.7 : Tracés de la résistance série en fonction de la tension de l'échantillon A_2 pour les fréquences 80 Hz, 10 KHz, 100 KHz et 1 MHz.

La figure V.7 montre que les valeurs de R_s dépendent de la fréquence et de la tension de polarisation. Les valeurs très importantes sont observées à haute fréquence 1 MHz, et diminuent avec la fréquence. On peut, ainsi, remarquer des pics à environ 0.25 V pour 80 Hz et 1 MHz et à 0.5 V pour 10 kHz et 100 KHz. La résistance série est le paramètre le plus important qui cause la non-idéalité des caractéristiques $C(V)$ et $G(V)$, et est dû à la présence des états d'interface et leur répartition dans la bande interdite [14, 15].

V.3.5. Caractéristiques C-V-f et G-V-f corrigées

Dans le cas général des diodes Schottky, les caractéristiques C-V présentent un comportement non linéaire en raison de la résistance série, la densité des états d'interface et la formation d'une couche isolante entre le métal et le semiconducteur. Dans nos structures, la valeur de R_s est fortement dépendante de la fréquence et de la tension de polarisation appliquée, elle peut, par conséquent, affecter considérablement les caractéristiques C-V et G/ω -V. Afin d'éliminer cet effet, les courbes C-V et G/ω -V des diodes Schottky sont corrigées par les relations (II.5), (II.6) et (II.7) (voire chapitre 2).

CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

La figure V.8 présente les caractéristiques des capacités mesurées C et capacités corrigées C_c de la structure A_2 , en fonction de la tension de polarisation et relevées à différentes fréquences.

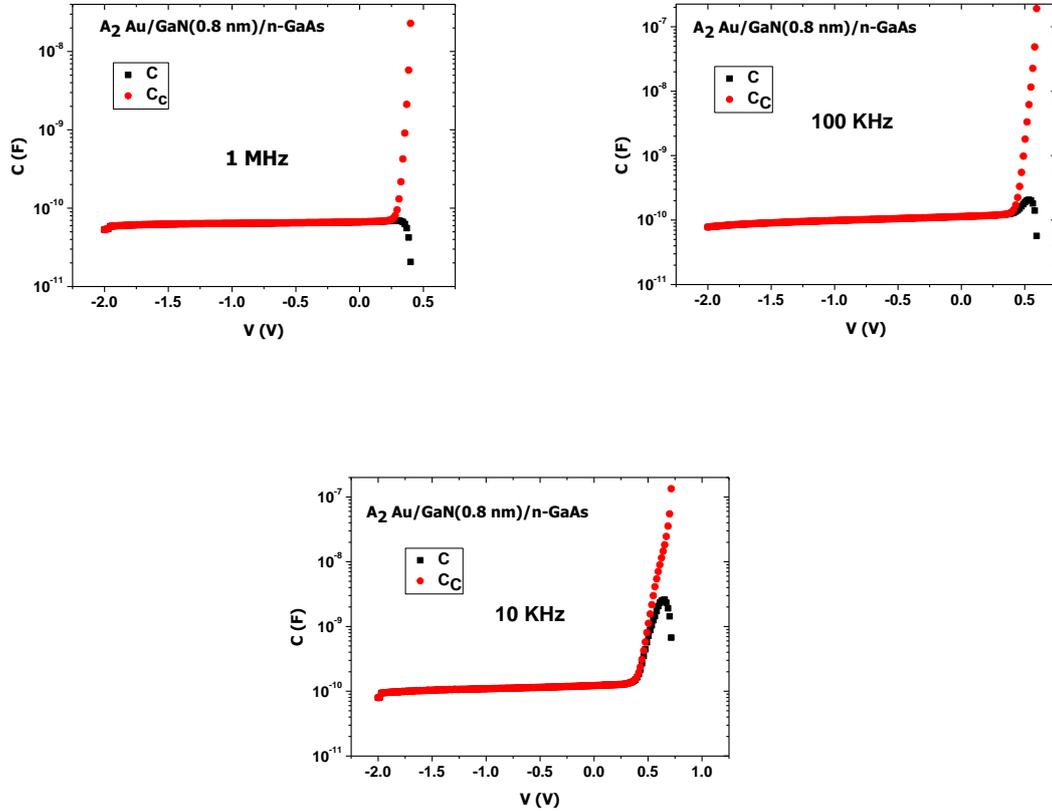


Figure V.8 : Les capacités corrigées et mesurées en fonction de la tension de polarisation de la structure A_2 , tracées à différentes fréquences.

La figure V.8 montre que les valeurs du C et C_c augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation, pour toutes les fréquences. Dans la région d'inversion les courbes sont très proches. Cependant, dans les régions d'accumulation et d'appauvrissement, les capacités corrigées augmentent beaucoup plus rapidement par rapport aux capacités mesurées. Les capacités mesurées sont, sans doute, affectées par la résistance séries, en particulier dans la région d'accumulation. Le changement dans la région d'appauvrissement est le résultat de l'existence d'état d'interface et la couche interfaciale.

La figure V.9 présente les caractéristiques des conductances mesurées G et corrigées G_c de la structure A_2 en fonction de la tension de polarisation et tracées à différentes fréquences.

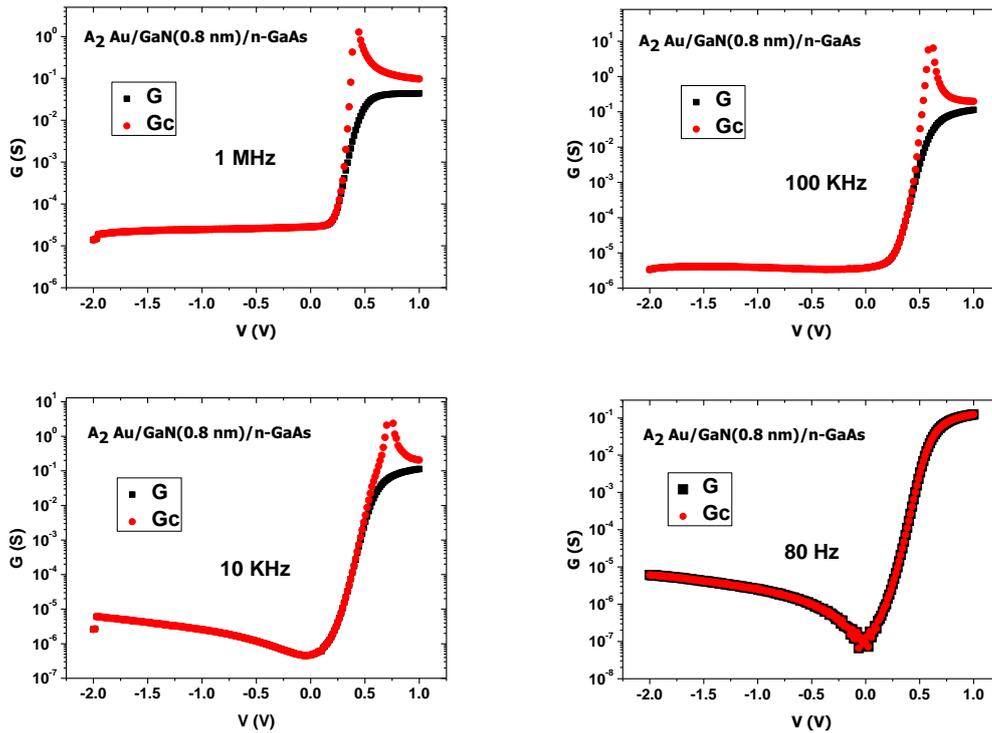


Figure V.9 : Les conductances corrigées et mesurées en fonction de la tension de polarisation de la structure A_2 tracées à différentes fréquences.

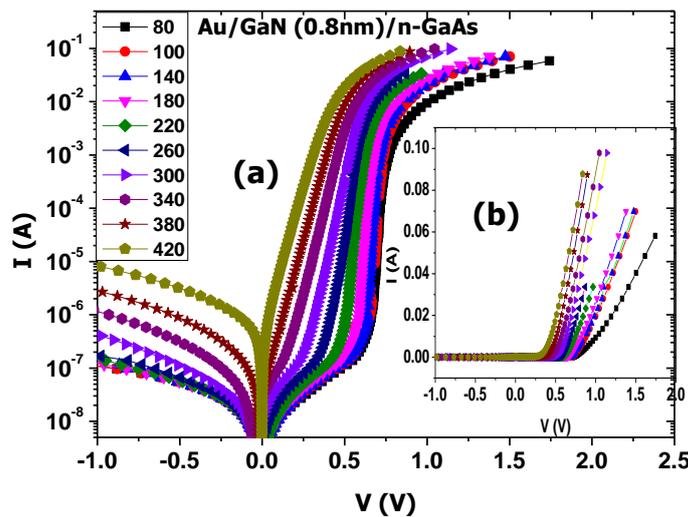
La figure V.9 montre qu'après la correction, les valeurs de la conductance G_c augmentent dans les régions d'accumulation et d'appauvrissement pour les fréquences 10 kHz, 100 KHz et 1 MHz, avec une augmentation notable dans la région d'accumulation. Cependant, pour la fréquence 80 Hz, les courbes de la conductance mesurée et corrigée sont superposées. Ceci s'explique par la résistance plus faible dans cette fréquence ; ceci est en bonne accordance avec les résultats de la figure V.7.

On observe clairement que la résistance série R_s a une influence directe influé sur la caractéristique $G(V)$ et l'extraction des paramètres électriques. Ainsi, lorsque l'effet de la résistance série est éliminé la conduction est améliorée.

V.3.6. Caractéristiques courant-tension à différentes températures (I-V-T)

La figure V.10 montre les caractéristiques I-V, (a) à l'échelle semi-logarithmique et (b) à l'échelle linéaire pour la structure A_2 à différentes températures (80 K-420 K). Comme, on peut le voir, le comportement de l'échantillon est de type contact

Schottky. À l'échelle semi-logarithmique, pour les tensions de polarisation faibles, le courant varie linéairement en fonction de la tension de polarisation et se déplace graduellement vers le côté de polarisation supérieure avec la diminution de la température. En haute tension de polarisation, les courbes sont déviées avec l'augmentation de la tension de polarisation ; ce comportement est dû à l'effet de la résistance série [4, 6]. Le courant inverse est augmenté avec l'augmentation de la température, de 1×10^{-7} A pour 80 K à 1×10^{-5} A pour 420 K. À l'échelle linéaire, aux basses tensions de polarisation, la tension de seuil est rapide lorsque la température augmente. Pour les hautes tensions de polarisation, le courant varie linéairement avec la tension de polarisation et diminue progressivement avec la diminution de la température [6].



Figures V.10 : Caractéristiques I-V, (a) à l'échelle semi-logarithmique, (b) à l'échelle linéaire pour la structure A_2 à différentes températures (80 K-420 K).

Les paramètres électriques tels que la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière Φ_b et le courant de saturation I_s sont extraits à partir des caractéristiques électriques I-V pour chaque température à l'aide de la méthode de $\ln(I)$ -V (voir chapitre II, Caractéristique courant-tension).

Les variations du facteur d'idéalité et de la hauteur de barrière sont tracés dans la figure V.11.

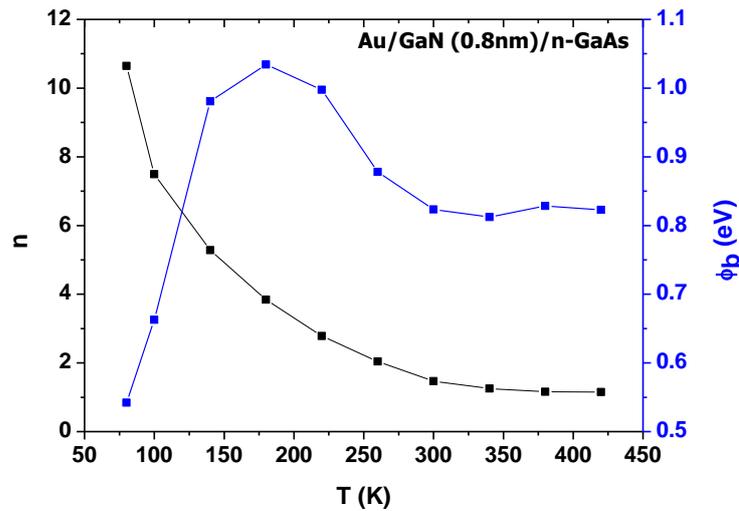


Figure V.11 : Le facteur d'idéalité n et la hauteur de barrière Φ_b extraits pour différentes température de la structure A_2 .

Comme, on peut l'observer, la variation de n augmente avec la diminution de la température. En revanche, Φ_b augmente avec la température de façon anormale de 150 K à 80 K et diminue pour les températures de 180K à 420 K. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par plusieurs auteurs [16-21]. La diminution de la barrière Schottky avec l'augmentation de la température est similaire à la variation de la hauteur de barrière mesurée par les mesures C-V [16].

Pour les contacts Schottky, les valeurs de la hauteur de la barrière Schottky devraient diminuer avec l'augmentation de la température, en accord avec la variation de la bande interdite avec la température. [2, 16, 19, 22-26] et le coefficient de température négatif rapporté de la hauteur de la barrière [27]. Ceci est en contradiction avec les résultats trouvés. Ce phénomène peut être expliquer par le comportement anormal de la hauteur de la barrière et l'augmentation du facteur d'idéalité avec la diminution de la température par la déviation de mécanisme de conduction dominant, du courant d'émission thermoïonique vers les mécanismes de courant tunnel, comme le TFE émission thermoïonique à effet de champ ou FE émission à effet de champ [6, 27].

Les figures V.12 et V.13 présentent les variations de la résistance série R_s et le courant de saturation I_s en fonction de la température de la structure A_2 . La résistance série R_s diminue avec l'augmentation de la température, ceci peut être expliqué par la génération des porteurs libres dans la bande de conduction et de valence, par

l'excitation thermique. Par la même raison, le courant de saturation I_s augmente avec la température.

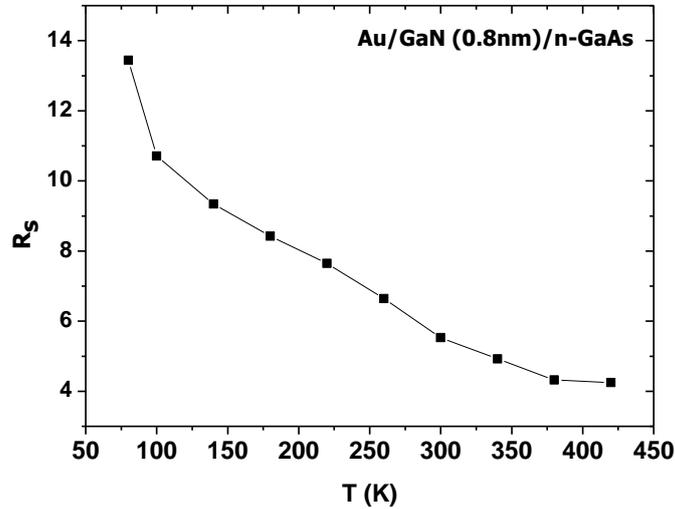


Figure V.12: La variation de R_s en fonction de la température de la structure A_2 .

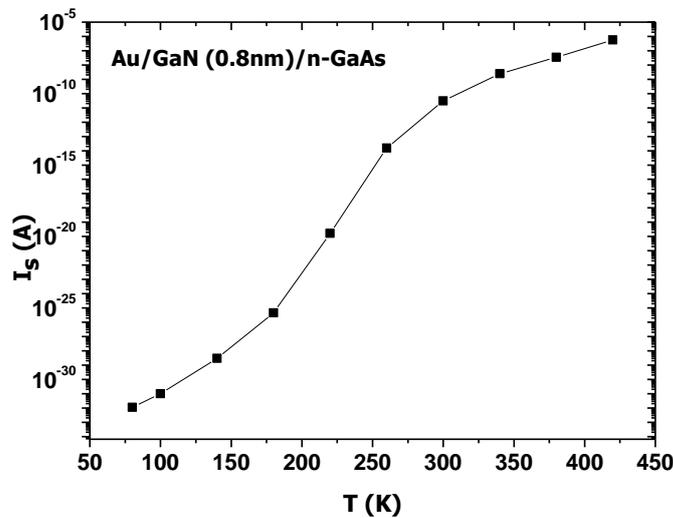


Figure V.13: La variation de I_s en fonction de la température de la structure A_2 .

La figure V.14 montre la variation de E_0 (nkT/q) en fonction de kT/q de la structure A_2 . E_0 est environ de 2 à 10 fois plus élevé à kT/q dans la plage de températures de 80 K-300 K. Ceci indique que le courant dominant est le mécanisme de FE à basse température. E_0 est égal à environ kT/q sur la plage de températures de 300 K-420 K. Ceci confirme que le courant dominant est l'émission thermoionique à effet de champ TFE à haute température. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats trouvés

dans le chapitre de simulation pour la structure Au/GaN/n-GaAs, et autres études publiés [6, 28].

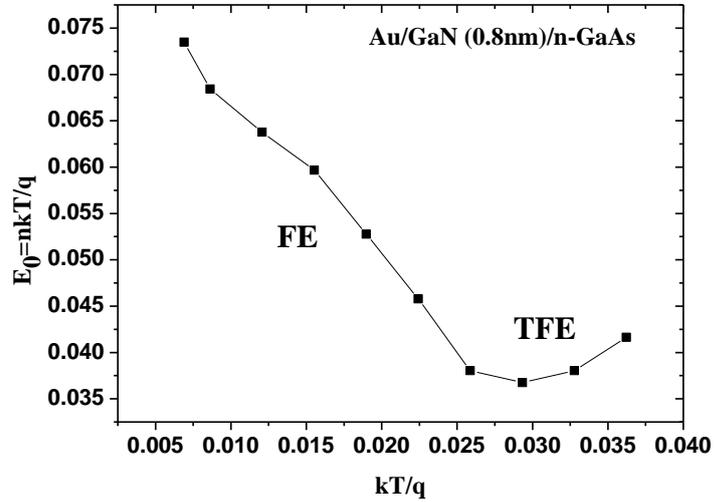


Figure V.14 : La variation $E_0(nkT/q)$ en fonction de kT/q de la structure A_2 .

L'inhomogénéité de la hauteur de la barrière de la structure A_2 est étudiée par la caractéristique de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction du q/kT qui est présenté dans la figure V.15. Où,

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - q \frac{\phi_{b_n}}{kT} \quad (1)$$

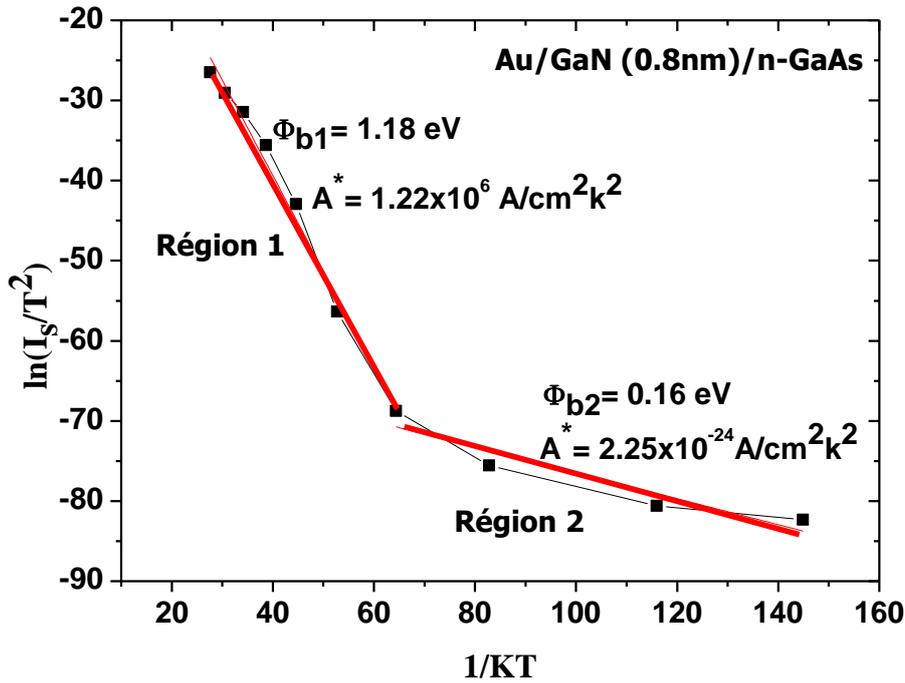


Figure V.15 : La caractéristique de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT de la structure A_2 .

On distingue deux régions linéaires avec des pentes et des interceptions différentes, qui correspondent à l'inhomogénéité de la hauteur de barrière de la structure A_2 [21]. Φ_{b_n} et A^* sont estimés à 1.18 eV et $1.22 \times 10^6 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement dans la région 1 et estimées à 0.16 eV et $2.25 \times 10^{-24} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement dans la région 2. Les différentes valeurs de Φ_{b_n} sont attribués à la fluctuation de la hauteur de la barrière sous forme de distribution gaussienne [21]. Les valeurs de A^* obtenues sont très loin à celles de la structure théorique qui est égale à $8.16 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour n-GaAs [6].

La figure V.16 présente le tracé de Φ_b en fonction de n pour la structure A_2 .

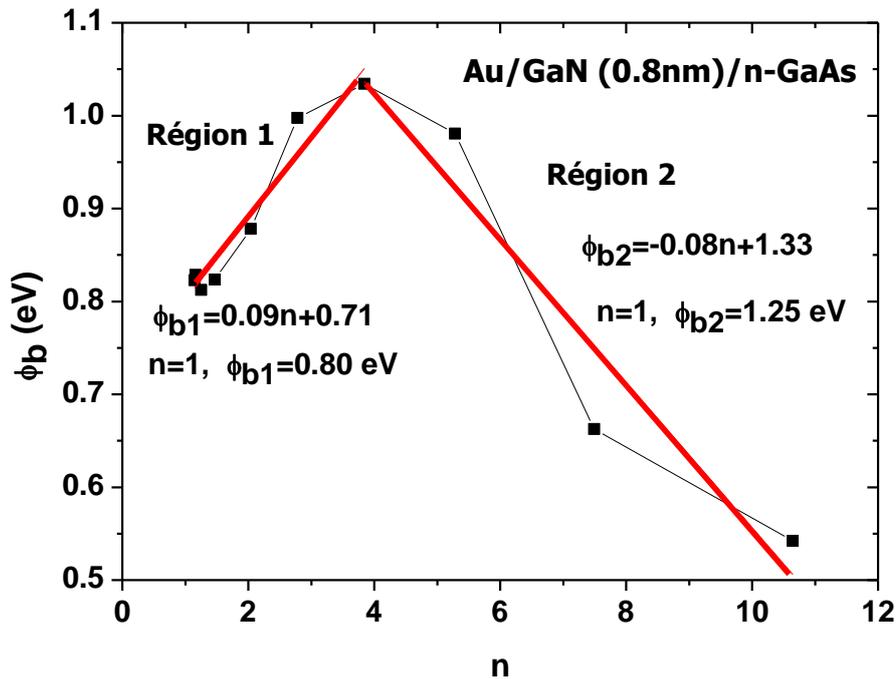


Figure V.16: La variation de ϕ_b en fonction de n pour la structure A_2 .

La structure présente deux régions linéaires, ce qui s'explique par l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière [29, 30] en concordance avec les caractéristiques de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction du q/kT . Par l'ajustement des deux régions, pour $n=1$, la valeur de ϕ_b est égale à 0.80 eV dans la région 1 et 1.25 eV dans la région 2. L'existence de deux régions linéaires de la courbe Φ_b en fonction du n pour la structures A_2 , peut-être expliqué par les inhomogénéités latérales des hauteurs de barrière [31-34].

V.3.7. Caractéristiques capacité-tension et conductance-tension en fonction de la température C-V-T et G-V-T:

Sur les figures V.17 et V.18, nous illustrons les mesures des caractéristiques capacité-tension-température C-V-T et conductance-tension-température G-V-T relevées dans la plage des températures de 300 K à 420 K pour 1 MHz.

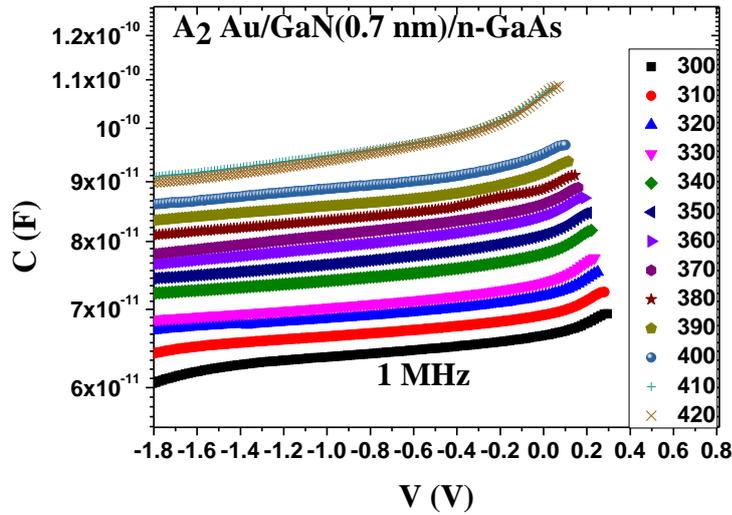


Figure V.17 : Caractéristique C-V-T de la structure A₂.

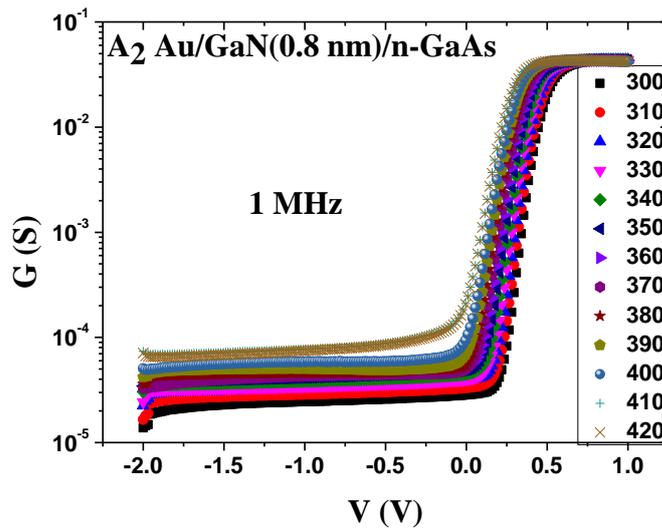


Figure V.18 : Caractéristique G-V-T de la structure A₂.

Comme on peut les remarquer, la capacité et la conductance dépendent à la fois de la tension de polarisation et de la température. Leurs valeurs augmentent en fonction de la température et de la tension de polarisation. L'augmentation des capacités peut être attribuée au changement de l'effet de piégeage des charges avec l'augmentation de la température [35-37]. L'augmentation de la conductance en fonction de la température, est attribuée au rétrécissement de la zone de charge d'espèce et aux charges qui possèdent suffisamment d'énergie pour s'échapper des pièges de l'interface [38]. Ceci est aussi dû à l'augmentation de la mobilité des charges et la diminution de la

résistance série du dispositif [39]. Cependant, pour les tensions $V > 0.6 V$, on remarque que la conductivité ne dépend ni de la température ni de la tension de polarisation.

La figure V.19 présente la variation de la résistance série R_s en fonction de la tension de polarisation pour l'échantillon A_2 , extraite à partir des caractéristiques C-V-T et G-VT à l'aide de l'équation (II.5), pour différentes températures.

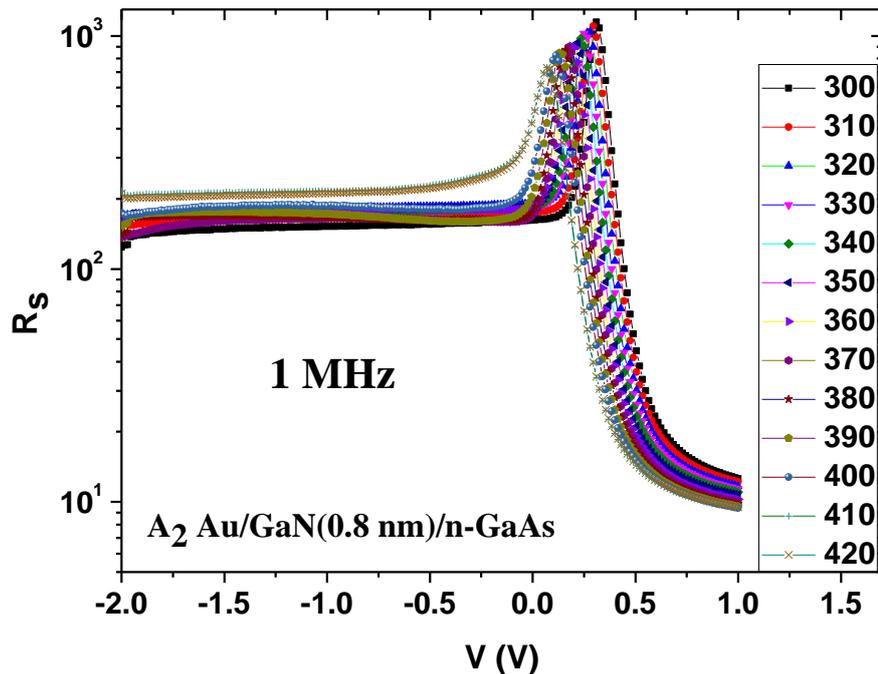


Figure V.19 : Variation de la résistance série en fonction de la tension de polarisation pour l'échantillon A_2 à différentes températures.

Comme le montre la figure V.19, la résistance en série donne des pics dans la plage de tensions de 0 à 0.35 V en fonction de la température. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par Kocyigit et al. [40]. L'amplitude des pics diminue avec l'augmentation de la température, ce qui indique que les charges ont besoin de moins d'énergie pour s'échapper de pièges à haute température, et participer à la conduction [41].

V.3.8. Caractéristiques conductance-fréquence en fonction de la température G-f-T:

La figure V.20 présente la variation de la conductance en fonction de fréquence pour différentes températures G-f-T pour une tension d'excitation égale à 0.05 V, pour la structure A₂. A basses fréquences, un plateau apparait pour les différentes températures, ceci indique que la conductivité est indépendante de la fréquence. La conductance augmente avec la température ce qui indique que le processus de conduction est activé thermiquement pour les basses fréquences. Pour les fréquences supérieures à 10³ Hz, la conductance varie en fonction de la température et de la fréquence.

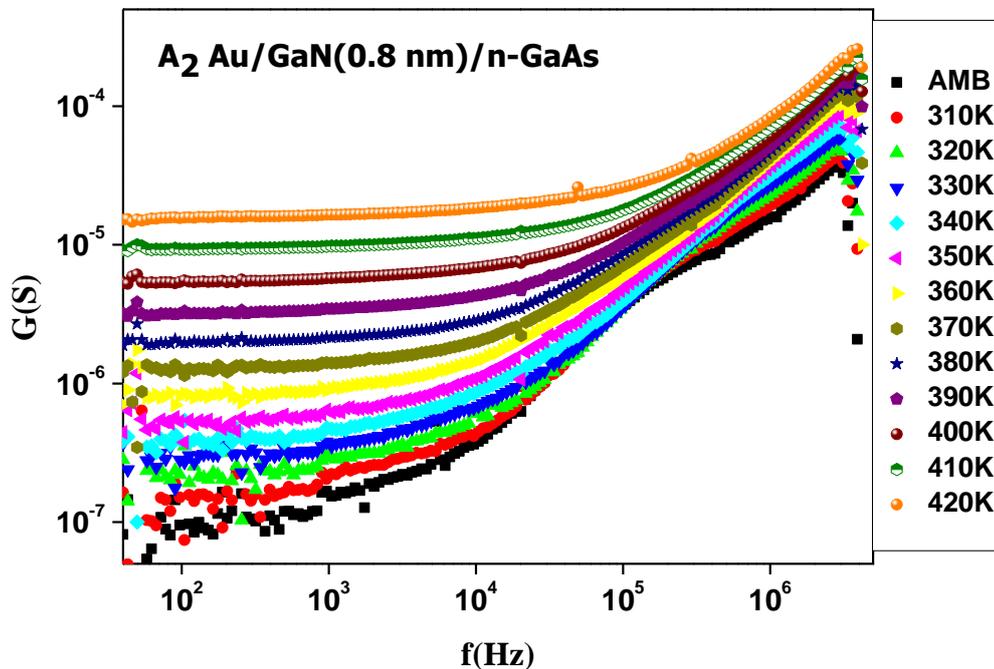


Figure V.20 : Variation de la conductance en fonction de fréquence pour différentes température G-f-T de la structure A₂.

La conductivité en régime continu G_{DC} à 100 Hz est tracée en fonction de 1000/T dans la figure V.21.

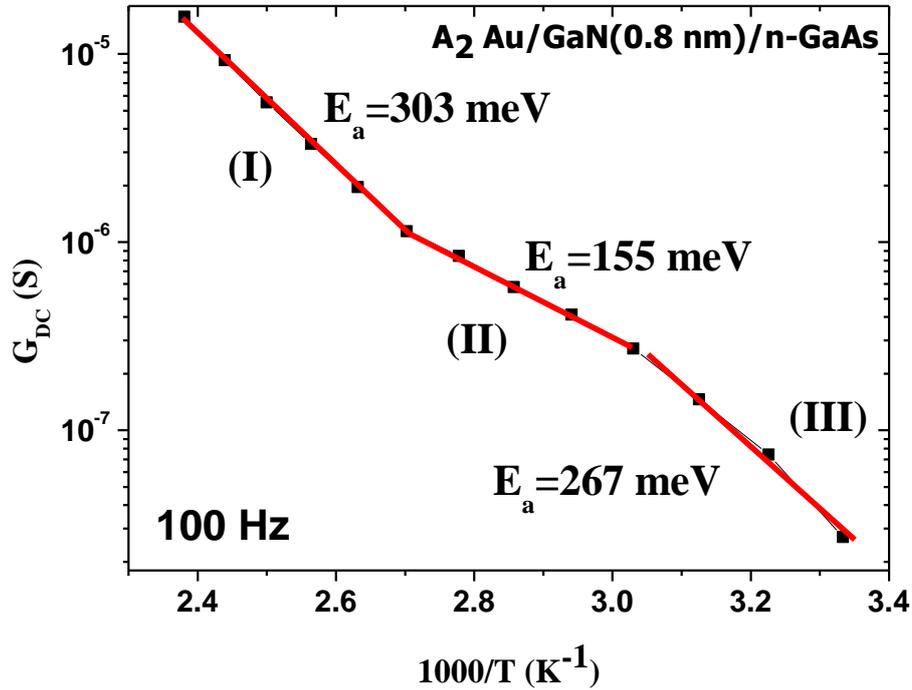


Figure V.21 : Variation de G_{DC} en fonction de $1000/T$.

Cette figure révèle des transitions de phases de deux discontinuités au voisinage de $T_1 = 330$ K et $T_2 = 370$ K, avec 3 phases (I), (II) et (III). Ces trois régions présentent des évolutions linéaires en fonction de l'inverse de la température et suivent la loi d'Arrhenius de l'expression suivante:

$$G = G_0 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad (2)$$

avec E_a est l'énergie d'activation du mécanisme de conduction et G_0 est un facteur pré-exponentiel.

Les énergies d'activation E_a mises en jeu dans les régions I, II et III sont 303 meV, 155 meV et 267 meV, respectivement.

V.4. Etude des échantillons de la 2^{ème} série : Au/n-GaAs/AuGe et Au/GaN/n-GaAs/AuGe :

V.4.1. Caractéristiques électriques courant-tension I(V) à température ambiante :

CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES

Les caractéristiques courant-tension I (V) à température ambiante pour les échantillons de la 2^{ème} série B_0 , B_1 et B_2 sont illustrées dans la figure V.22. Pour les caractéristiques directes, on remarque que les structures présentent un comportement redresseur. La structure B_0 présente un courant inverse élevé, égale à 8×10^{-7} A. Après la nitruration, le courant inverse est amélioré et décroît à 3×10^{-10} A et 9×10^{-9} A pour les échantillons B_1 et B_2 , respectivement.

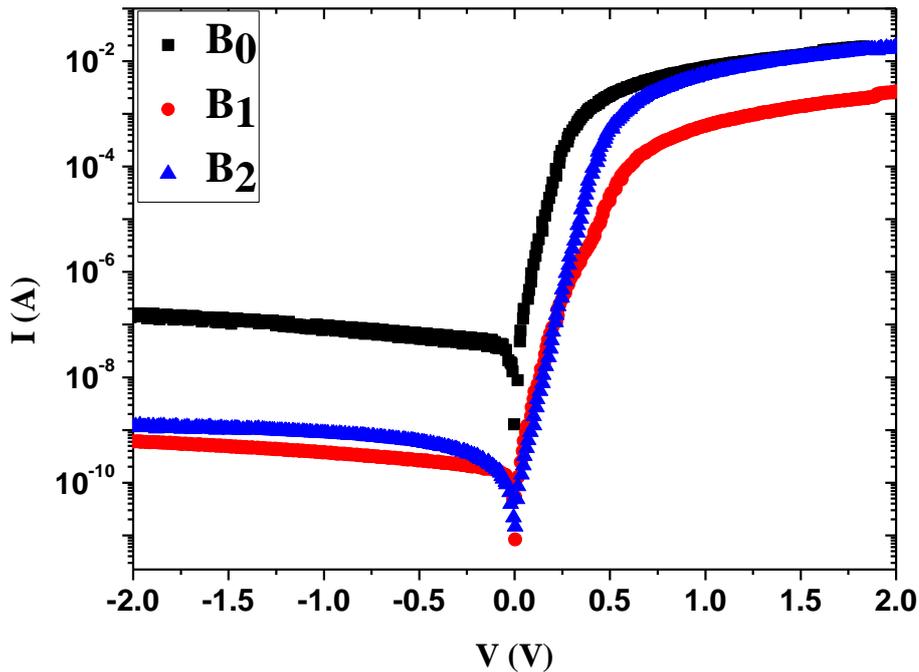


Figure V.22 : Caractéristiques $I(V)$ de la 2^{ème} série B_0 , B_1 et B_2 .

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 par la méthode de Cheung et Cheung (voir chapitre 2).

Le tableau V.4 présente l'ensemble des paramètres électriques extraits à partir des mesures $I(V)$ des échantillons de la 2^{ème} série.

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

	B ₀	B ₁	B ₂
n	1.17	1.85	1.08
R _s (Ω)	89	136	85
Φ _{bn} (eV)	0.63	0.73	0.81
I _s (A)	5.87 × 10 ⁻⁸	1.01 × 10 ⁻⁹	4.89 × 10 ⁻¹¹

Tableau V.4 : Paramètres électriques extraits à partir de I(V) de la 2^{ème} série

Dans le tableau V.4, l'échantillon B₀ montre un facteur d'idéalité plus faible par rapport A₀. Ceci est grâce à la qualité interfaciale de B₀ non bombardé. après la nitruration avec 0.7 nm de GaN pour l'échantillon B₁, on peut remarquer une amélioration du courant de saturation et de la barrière Schottky. En revanche, on a une augmentation du facteur d'idéalité et de la résistance série. Ceci est dû à la présence de la couche non dopée de GaN qui se comporte comme un semi-isolant [4, 42, 43]. Lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche de GaN avec 1.5 nm pour l'échantillon B₂, on remarque une amélioration pour tous les paramètres électriques. Le facteur d'idéalité et la résistance série sont diminués à 1.08 et 85 Ω, respectivement. La hauteur de barrière Schottky est augmentée à 0.81 eV et le courant de saturation est décroît à 4.89 × 10⁻¹¹ A. Cette amélioration des paramètres électriques peut être expliquée par l'amélioration de l'interface métal/semi-conducteur, par l'augmentation de la couche d'interfaciale GaN [15].

V.4.2. La distribution de densité des états d'interface

La densité des états d'interface est calculée pour les échantillons de la 2^{ème} série et présentée dans la figure V.23.

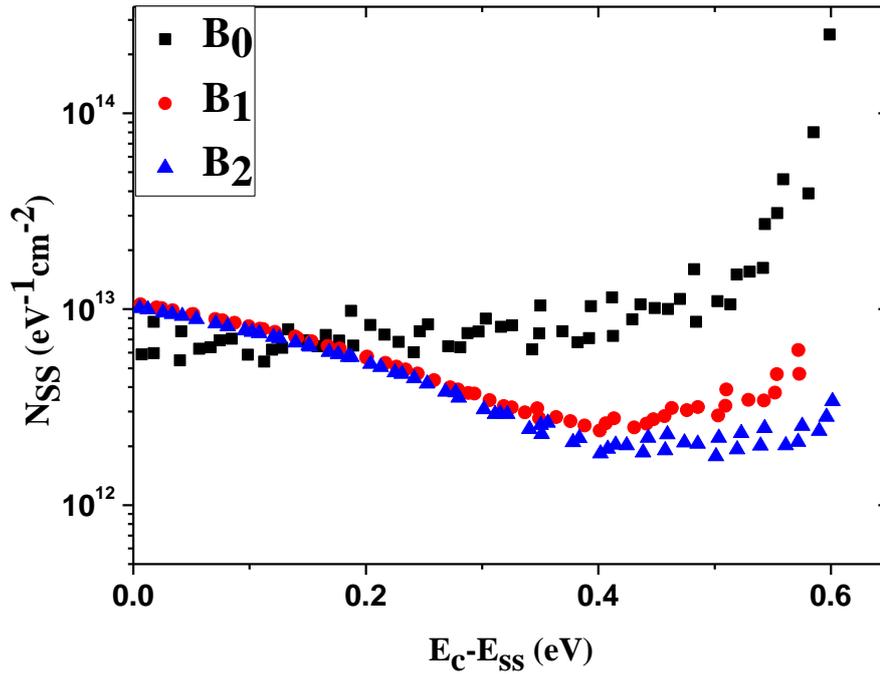


Figure V.23 : La densité des états d'interface des échantillons de la 2^{ème} série.

Dans la figure V.23, la structure B₀ présente une densité d'états d'interface N_{SS} égale à $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ au milieu de la bande interdite. Après la nitruration, on remarque une réduction considérable de N_{SS} . Ce paramètre est réduit à $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ pour les structures B₁ et B₂, respectivement.

Cette amélioration est le résultat de la restructuration de l'interface métal-semiconducteur, sous l'effet de la formation et l'augmentation de la couche interfaciale de GaN.

Par une comparaison entre les deux séries, on trouve que la deuxième série présente les meilleurs paramètres électroniques. L'échantillon B₀ non nitruré a un facteur d'idéalité et une densité des états d'interface plus faibles que de l'échantillon A₀. Ceci est dû à l'effet du bombardement ionique qui induit un grand impact sur la qualité de la surface de GaAs. Les différentes méthodes de nitruration utilisées pour les deux structures, par la source d'azote du type GDS (Glow Discharge Source) et ECR (Electron Cyclotron Resonance), améliorent le comportement électrique et les paramètres électriques pour les deux séries. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par plusieurs auteurs [4, 8, 42, 43].

V.4.3. Caractéristiques électriques courant-tension pour différentes températures I-V-T :

Les figures V.24 et V.25 montrent les caractéristiques I-V pour les échantillons B₀ (Au/n-GaAs) et B₂ (Au/GaN(1.5nm)/n-GaAs), respectivement. (a) à l'échelle semi-logarithmique et (b) à l'échelle linéaire pour différentes températures (80 K-420 K).

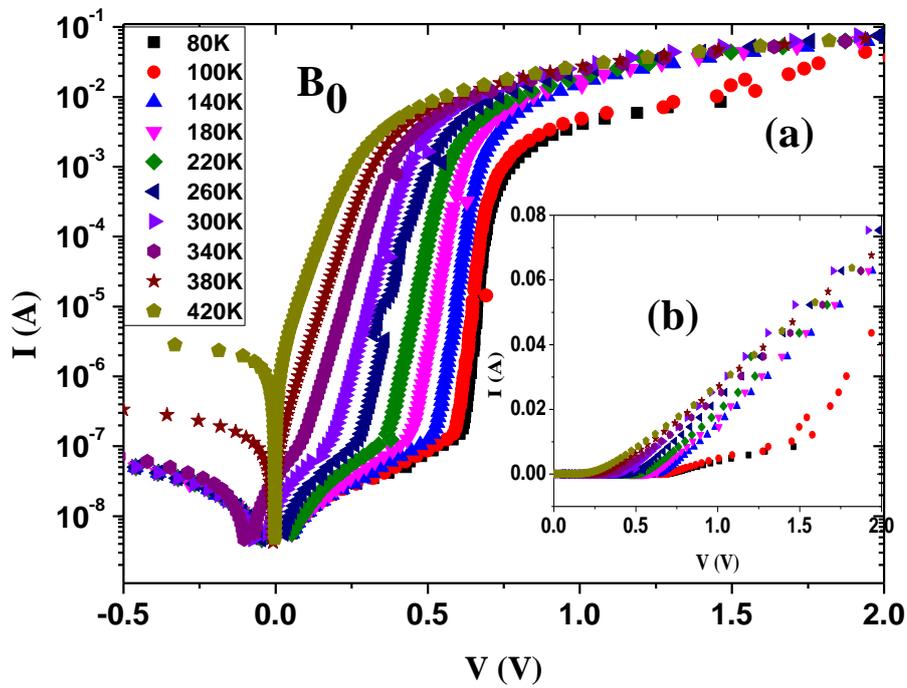


Figure V.24: Caractéristiques I-V, (a) à l'échelle semi-logarithmiques, (b) à l'échelle linéaire pour la structure B₀ à différentes températures (80 K-420 K).

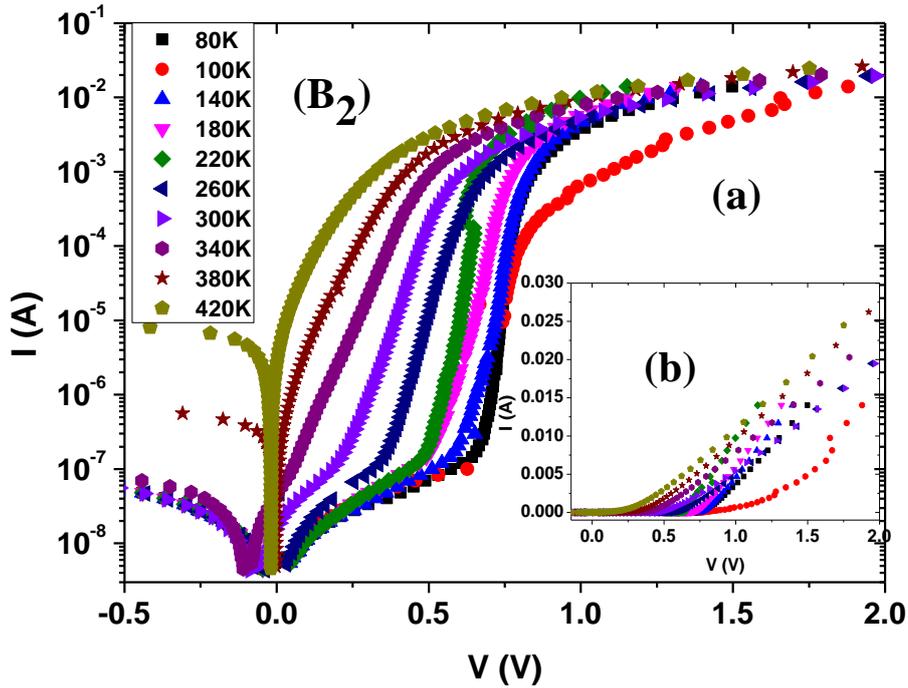


Figure V.25: Caractéristiques I-V, (a) à l'échelle semi-logarithmiques, (b) à l'échelle linéaire pour la structure B_2 à différentes températures (80 K-420 K).

Comme on peut le constater, le comportement des deux structures est celui du contact Schottky pour toutes les températures. Le courant inverse augmente avec l'augmentation de la température pour les deux structures.

Les paramètres électriques tels que n , ϕ_b et I_s sont extraits par la méthode $\ln(I)$ -V et les valeurs de R_s sont extraites par la méthode Cheung et Cheung [2] (voir chapitre II), pour chaque température.

Les figures V.26 et V.27 montrent la variation de facteur d'idéalité n et la hauteur de barrière Schottky Φ_b en fonction de la température des structures B_0 et B_2 , respectivement.

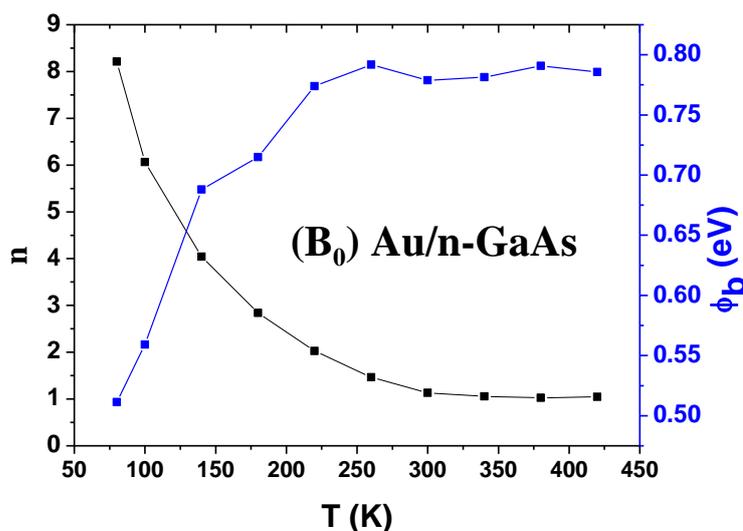


Figure V.26: n et ϕ_{b_n} en fonction de la température pour la structure B_0 Au/n-GaAs.

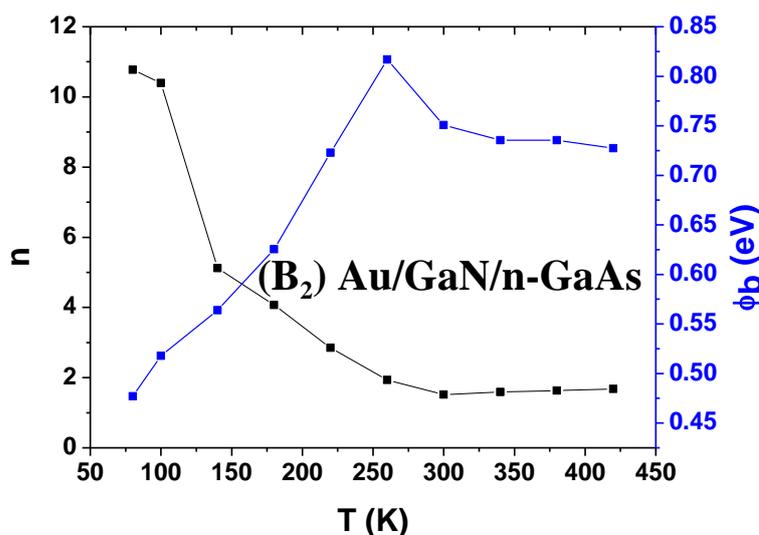


Figure V.27: n et ϕ_{b_n} en fonction de la température pour la structure B_2 Au/GaN/n-GaAs.

On remarque que le facteur d'idéalité diminué avec l'augmentation de la température pour les deux structures. Où n diminué de 8.21 à 1.04 pour l'échantillon B_0 et diminué de 10.77 à 1.67 pour l'échantillon B_2 .

Ceci peut s'expliquer, comme pour l'échantillon de la première série A_2 , par l'effet des mécanismes de courants TFE et FE, avec plus d'influence sur l'échantillon B_2 par rapport B_0 [6, 27]. La variation de de la hauteur de barrière Schottky Φ_b montre un comportement anormal de 80 K à 250 K pour les deux structures. Où Φ_b est

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

augmentée avec l'augmentation de la température dans cet intervalle. Pour les températures élevées, Φ_b presque reste constante pour l'échantillon B₀ et diminue pour l'échantillon B₂ de façon similaire avec l'échantillon A₂.

On peut expliquer l'augmentation anormale de la hauteur de la barrière avec l'augmentation de la température par la déviation des mécanismes de conduction dominante, du courant d'émission thermionique vers les mécanismes TFE et FE et aussi par l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière Schottky [6, 27].

Les figures V.28 et V.29 montrent les variations de R_s et I_s en fonction de température pour les deux structures.

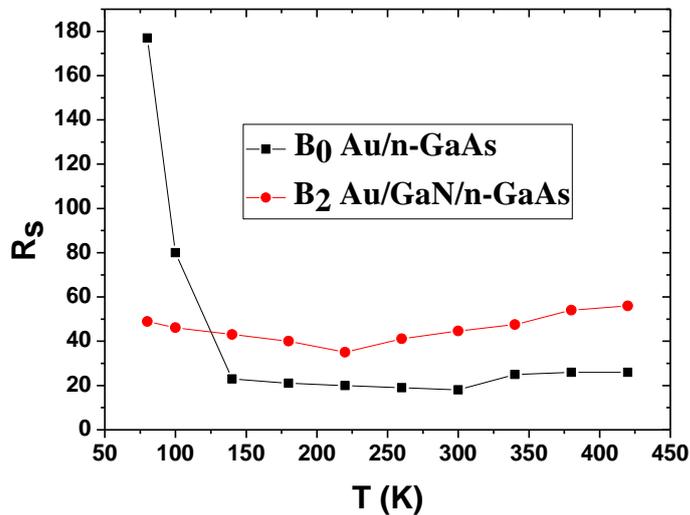


Figure V.28 : la variation de la résistance série R_s en fonction de la température pour les deux structures.

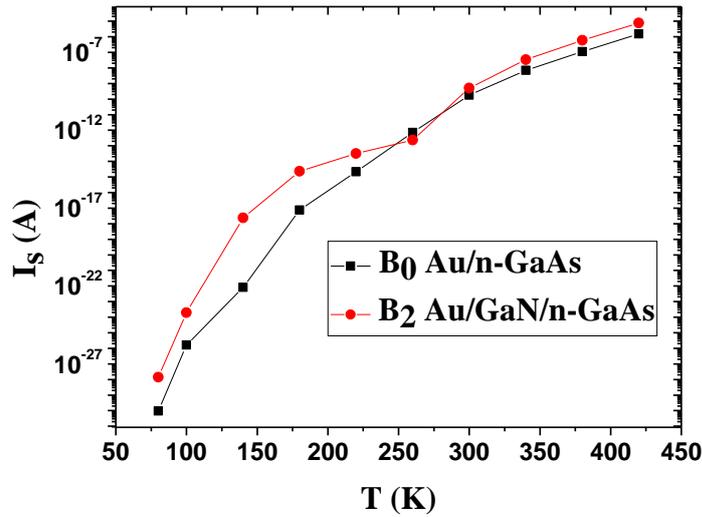


Figure V.29 : la variation du courant de saturation I_s en fonction de la température pour les deux structures.

Avec l'augmentation de la température, R_s diminué de 177Ω à 26Ω pour l'échantillon B_0 et diminué de 56Ω à 48Ω pour l'échantillon B_2 . La diminution de R_s peut être expliquée par l'augmentation des porteurs libres dans la bande de conduction et de valence par l'excitation thermique.

I_s est diminué de $1.54 \times 10^{-6} A$ à $9.58 \times 10^{-31} A$ pour l'échantillon B_0 et de $7.73 \times 10^{-6} A$ à $1.40 \times 10^{-28} A$ pour l'échantillon B_2 .

Afin d'étudier les mécanismes de transport dans les deux structures, on trace la variation de $E_0 (nkT/q)$ en fonction de kT/q pour les deux structures B_0 et B_2 dans la figure V.30.

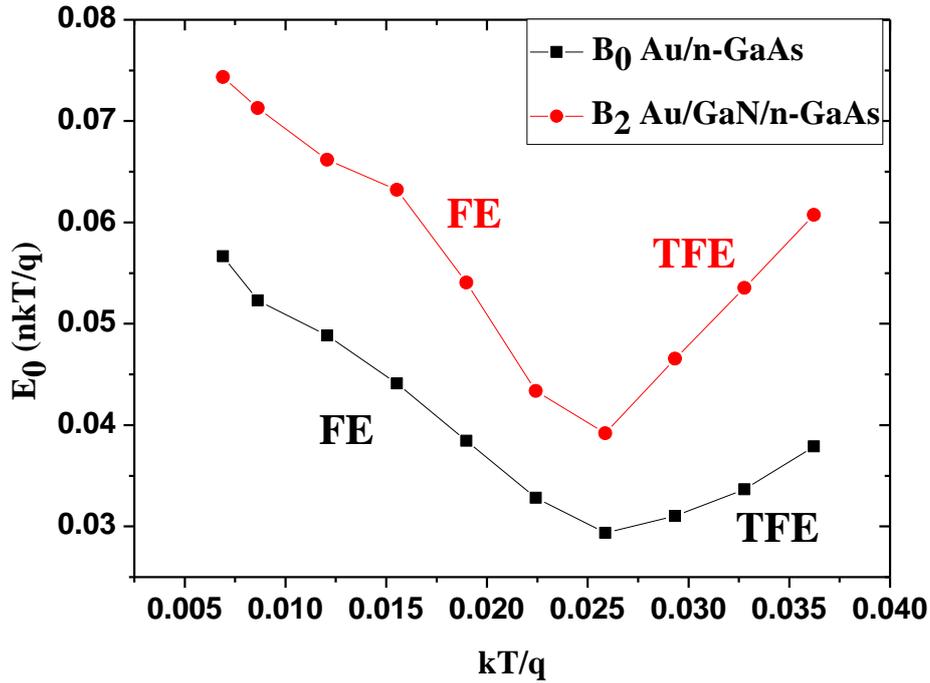


Figure V.30 : La variation de E_0 (nkT/q) en fonction de kT/q pour les deux structures B_0 et B_2 .

A partir de cette figure, et pour les deux structures, $E_{00} \gg kT/q$ pour les basses températures 80 K-300K. Ceci indique que le courant dominant dans les basses températures est le courant de l'émission à effet de champ FE pour les deux structures. Pour les hautes températures 300 K-420 K, $E_{00} \approx kT/q$ pour les deux structures, ce qui indique que le courant dominant est l'émission thermique à effet de champ TFE pour les deux structures. Ces résultats sont similaires à ceux trouvés pour l'échantillon A_2 et sont d'en bon accord avec ceux trouvés par autres recherches [6, 28]

L'inhomogénéité de la hauteur de la barrière est étudiée par la caractéristique de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction du q/kT , qui est présentée dans les figures V.31 et V.32 pour les échantillons B_0 et B_2 , respectivement.

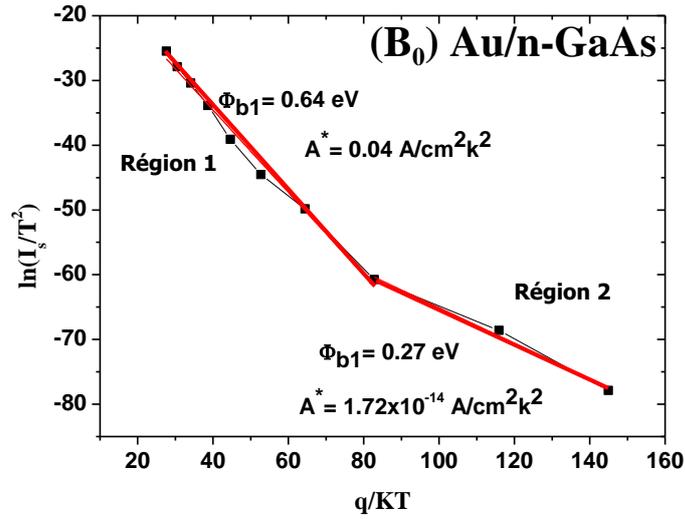


Figure V.31: Diagrammes de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT pour l'échantillons B₀.

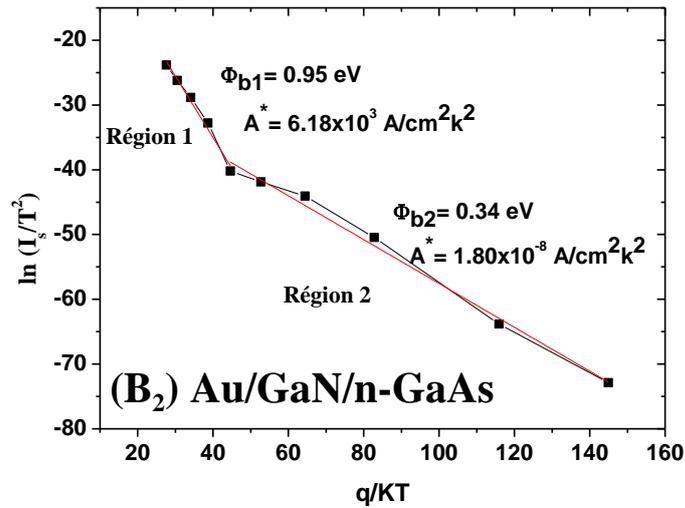


Figure V.32: Diagrammes de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de q/kT pour l'échantillons B₂.

Les deux structures présentent deux régions linéaires, ce qui s'explique par l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière Schottky. Pour l'échantillon B₀, ϕ_{b_n} et A^* sont estimées à 0,64 eV et $0.04 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, respectivement dans la région 1 et estimées à 0,27 eV et $1.72 \times 10^{-14} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, respectivement, dans la région 2. Pour l'échantillon B₂, ϕ_{b_n} et A^* sont évaluées à 0,95eV et $6.18 \times 10^3 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$,

respectivement, dans la région 1 et à $0,34 \text{ eV}$ et $1.80 \times 10^{-8} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, respectivement dans la région 2.

Les valeurs de A^* obtenues pour les deux structures ne sont pas comparables à celle de la structure théorique qui est égale à $8.16 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour n-GaAs [6].

V.4.4. Caractéristiques optiques de spectroscopie photoluminescence (PL)

La caractérisation optique de photoluminescence (PL) est réalisée en utilisant la spectroscopie PL allant de 10 K à 240 K. Les échantillons sont excités en utilisant un laser d'Ar⁺ à onde continue, où l'intensité d'excitation de puissance est fixée à 75 W/cm^2 .

V.4.4.a. Etude PL à 10 K

La figure V.33 montre l'émission de photoluminescence de l'échantillon B₀ à 10 K, enregistré par la spectroscopie PL.

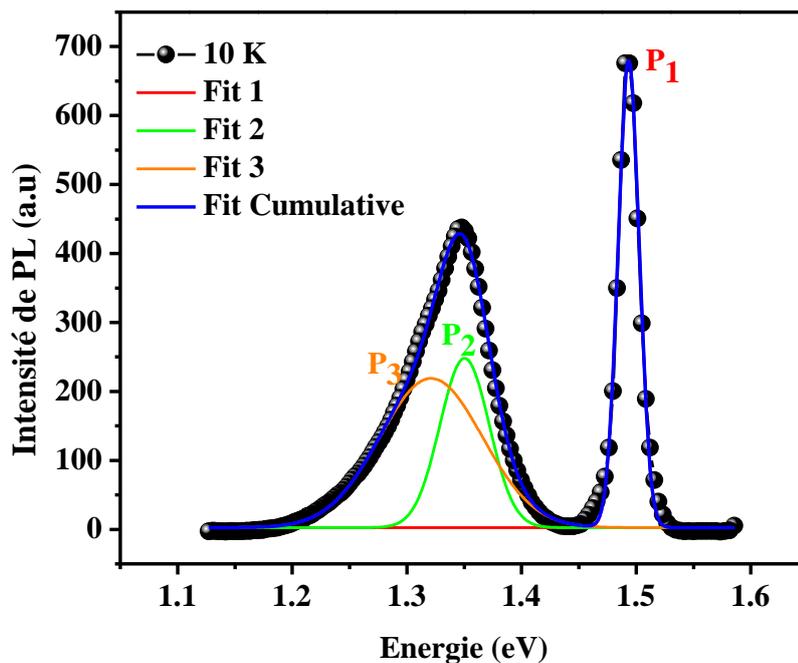


Figure V.33: Evolution de l'intensité de PL de la structure B₀ non nitruré à 10 K.

On a divisé le spectre PL en trois pics, en utilisant un ajustement gaussien pour identifier le type de chaque transition énergétique dans la surface de n-GaAs. Le pic d'émission de 1,49 eV (P_1) est attribué aux émissions d'impuretés résiduelles de transition bande-carbone selon Jorio et al. [44] et Pomrenke et al.[45]. Cependant, nous attribuons la seconde caractéristique (P_2) à 1,35 eV aux transitions arsenic vacant-complexe silicium combiné à sa réplique de phonon à 1,32 eV (P_3) [46]. La différence entre ces deux pics est estimée à environ 30 meV, ce qui est très proche du décalage énergétique de la réplique de phonons rapporté dans la littérature (36 meV) [47].

Dans le but d'une étude plus systématique de l'origine de ces émissions, nous avons effectué une mesure optique à différentes températures.

V.4.4.b. Émissions de PL en fonction de la température

L'étude PL dépendante de la température (PL-DT) de l'arséniure de gallium dopé n est réalisée dans le but d'identifier les pics qui apparaissent à basse température (10 K). La figure V.34 montre l'évolution des spectres PL dans la gamme de températures de [10-240K].

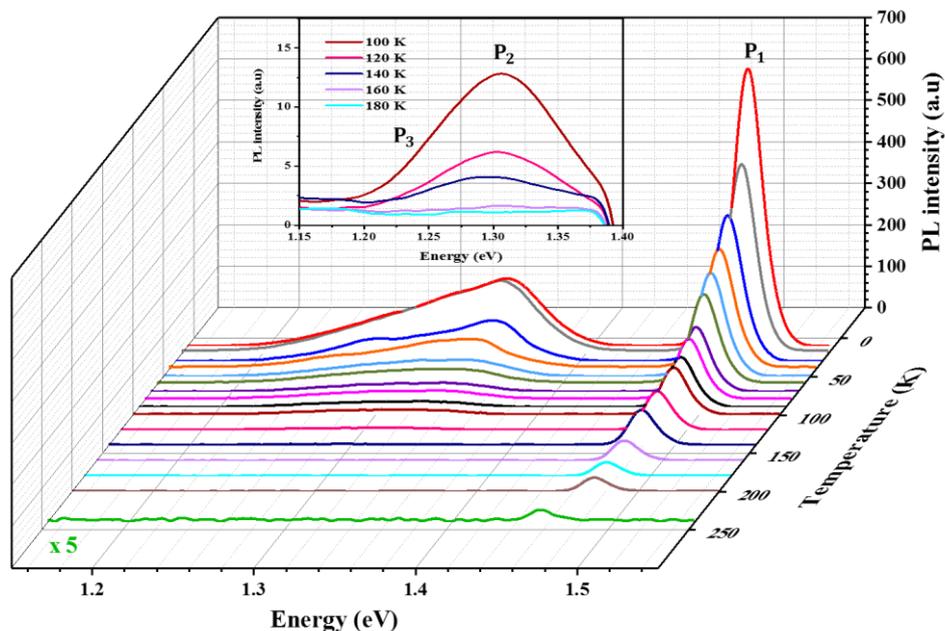


Figure 34 : Evolution PL à différent température de la structure B_0 non nitruré.

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

On note pour chaque spectre, le pic énergétique P_1 est se déplace vers les faible énergies avec l'augmentation de la température selon le modèle empirique de Varshni [48, 49]. Cette dégradation d'énergie est dû à l'agitation thermique et à la forte interaction entre électrons et phonons [50]. Le même comportement est enregistré pour le deuxième pic qui disparaît pour $T = 160$ K tandis que P_1 persiste. Cette observation confirme que P_2 est une empreinte de défaut radiatif (activation thermique) dont l'émission est disparaît pour des températures plus élevées ($T > 140$ K) comme on peut l'observer dans la figure 34.

Pour mieux définir ces pics d'émission, nous représentons l'intensité de PL intégrée en fonction de la température sur la figure 35.

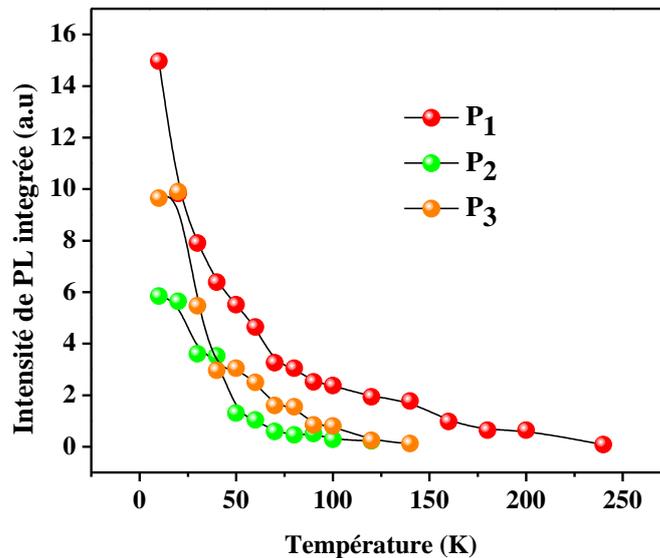


Figure 35 : Tracé de l'intensité de PL intégrée en fonction de la température pour l'échantillon B_0 .

Comme le montre la figure 35, en augmentant la température de 10K à 240K, la dégradation des intensités PL est perceptible pour les trois pics (P_1 , P_2 et P_3), en raison de l'activation de centres non radiatifs par l'excitation thermique [51].

L'énergie d'activation thermique peut être déterminée à partir d'un ajustement d'Arrhenius basé sur cette équation [52, 53]:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + \sum_1^n A_i e^{-\frac{E_{a_i}}{kT}}} \quad (3)$$

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

Où I est l'intensité PL intégrée, I_0 est l'intensité PL à 0 K (dans notre cas 10 K), E_{a_i} est l'énergie d'activation, A_i est un pré-facteur qui inclut des informations sur les porteurs et k est le constante de Boltzmann.

La figure 36 montre le tracé d'Arrhenius de l'intensité de PL intégrée en fonction de la température pour chaque pic de l'échantillon B₀.

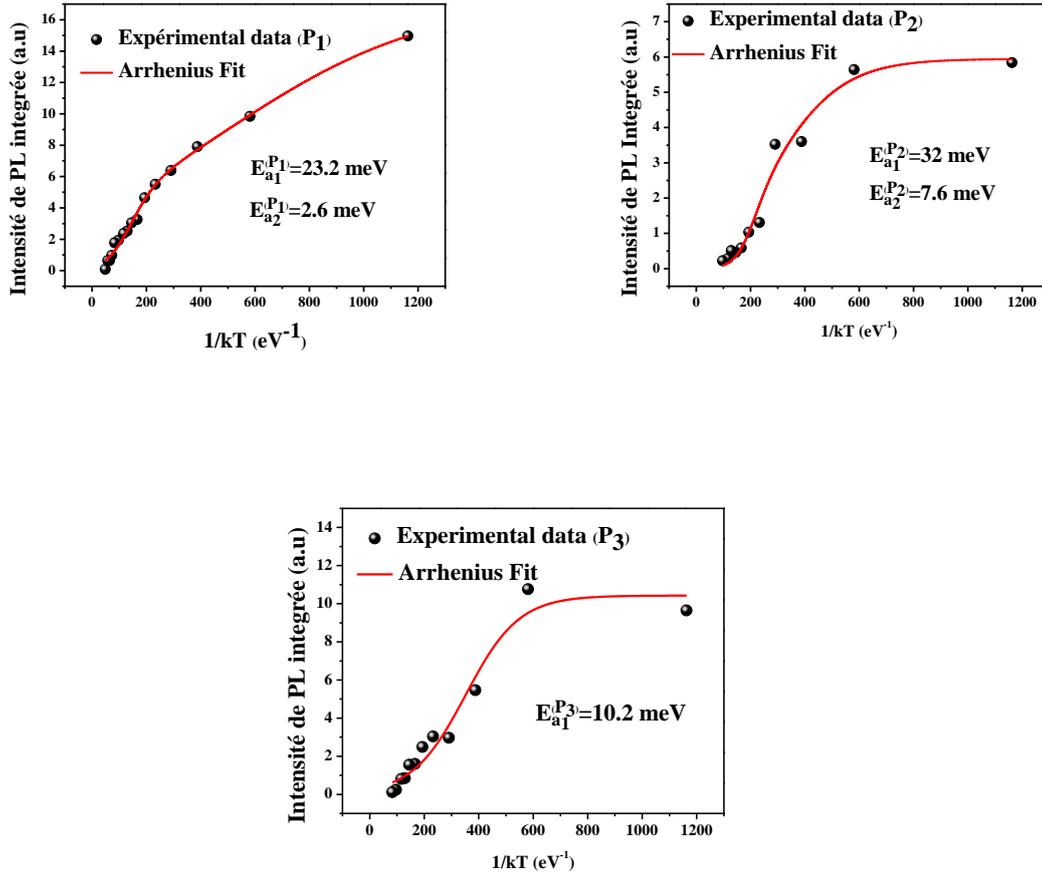


Figure 36 : Tracé d'Arrhenius de l'intensité de PL intégrée en fonction de la température pour les échantillons B₀.

Les énergies d'activations extraits, $E_{a_1}^{(P_1)}$, $E_{a_2}^{(P_1)}$, $E_{a_1}^{(P_2)}$, $E_{a_2}^{(P_2)}$ et $E_{a_1}^{(P_3)}$ sont illustrés dans le tableau V.5.

Peaks	Energies d'activation (meV)	
	E_{a_1}	E_{a_2}
P_1	23.2	2.6
P_2	32	7.6
P_3	10.2	/

Tableau V.5 : Les paramètres d'énergie d'activation.

Le calcul des énergies d'activation, nous permet d'attribuer $E_{a_1}^{(P_1)} = 23.2 \text{ meV}$, à l'impureté de l'accepteur de carbone comme mentionné dans la référence [54]. Cependant, la deuxième énergie de liaison $E_{a_2}^{(P_2)} = 2.6 \text{ meV}$ est très petite pour être considérée comme énergie d'activation thermique [55]. Il est, donc, raisonnable de faire correspondre la caractéristique principale P_1 à l'émission Band-Carbon [45]. De plus, Seki et al. [56] ont défini l'énergie de liaison de l'accepteur peu profond dans l'arséniure de gallium tel que le silicium dans la gamme de 30 à 35,2 meV. Dans ce cas, nous estimons que $E_{a_1}^{(P_2)} = 32 \text{ meV}$ est l'énergie d'activation du silicium qui se comporte comme une impureté acceptrice en raison de sa nature [57] dans le matériau GaAs dopé n. Le plus probablement pour $E_{a_2}^{(P_2)} = 7.6 \text{ meV}$, est l'énergie d'activation du donneur peu profond dans cette structure. Comme on le sait, les impuretés acceptrices nécessitent une énergie d'activation supérieure à celle des donneurs contenus dans l'arséniure de gallium [58]. Bogardus et al. [55] ont également rapporté que les donneurs peu profonds ont une énergie d'activation d'environ 7 meV. En conséquence, l'émission P_2 est assurée par la recombinaison radiative des électrons piégés aux sites de l'arsenic vacant V_{As} vers les sites de l'accepteur de silicium Si_{As} , combiné avec la réplique de phonon P_3 qui est thermiquement activé avec $E_{a_1}^{(P_3)} = 10.2 \text{ meV}$ (voire figure 37).

Sur la base des interprétations précédentes et des travaux de recherche de Birey et al. [46] et Yu et al. [59], nous schématisons les transitions radiatives P_1 et P_2 dans la surface de n-GaAs de l'échantillon B_0 , comme présenté sur la figure 37.

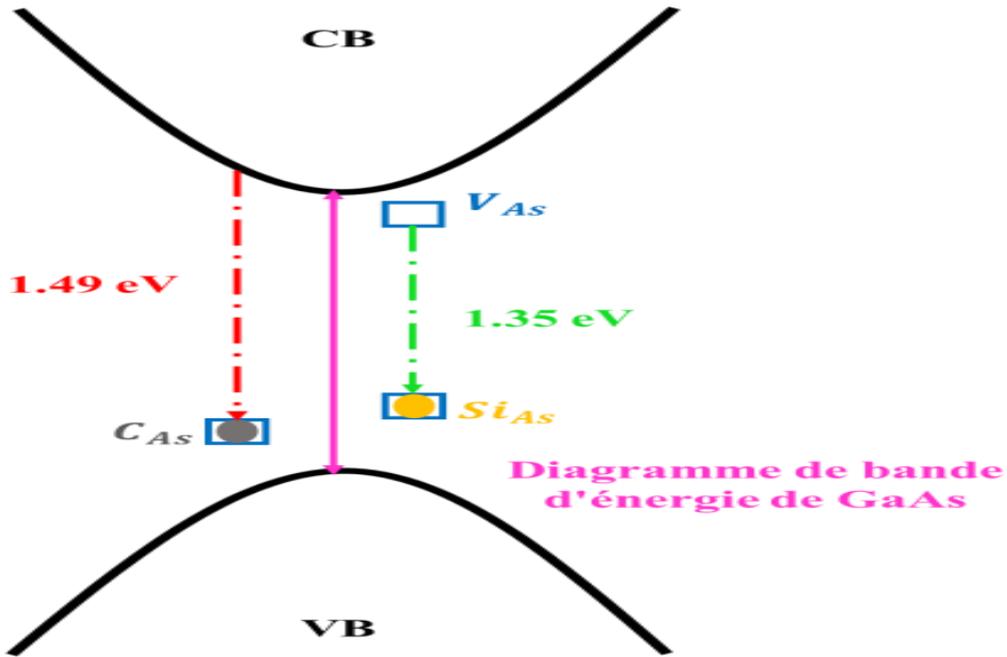


Figure 37 : Diagramme schématique des émissions de n-GaAs (échantillon B₀) à basse température.

Par ce qui suit, nous examinons l'effet de la nitruration des surfaces n-GaAs en effectuant une mesure PL des échantillons B₀ et B₂ à basse température.

V.4.4.c. Comparaison des émissions PL de n-GaAs et GaN/n-GaAs à basse température 10 K.

Dans cette section, nous montrons l'effet de la nitruration sur la structure GaAs dopée n en enregistrant les spectres à basse température 10K-PL des échantillons B₀ et B₂. La figure 38 montre une réduction de l'énergie de P₁ par 50 meV. Nous attribuons ce décalage vers le rouge à la formation de GaAs_{1-x}N_x avec x = 0,1% [60], selon la loi de Vegard. Ishikawa et al. [61] ont expliqué le rétrécissement de la bande interdite par la forte hybridation de l'orbital s de l'azote avec la bande de conduction de GaAs après le processus de nitruration, selon le modèle de liaison étroite. En ce qui concerne la deuxième caractéristique, nous remarquons que P₂ et sa réplique de phonon P₃ sont supprimés en raison de la nitruration de la surface de GaAs.

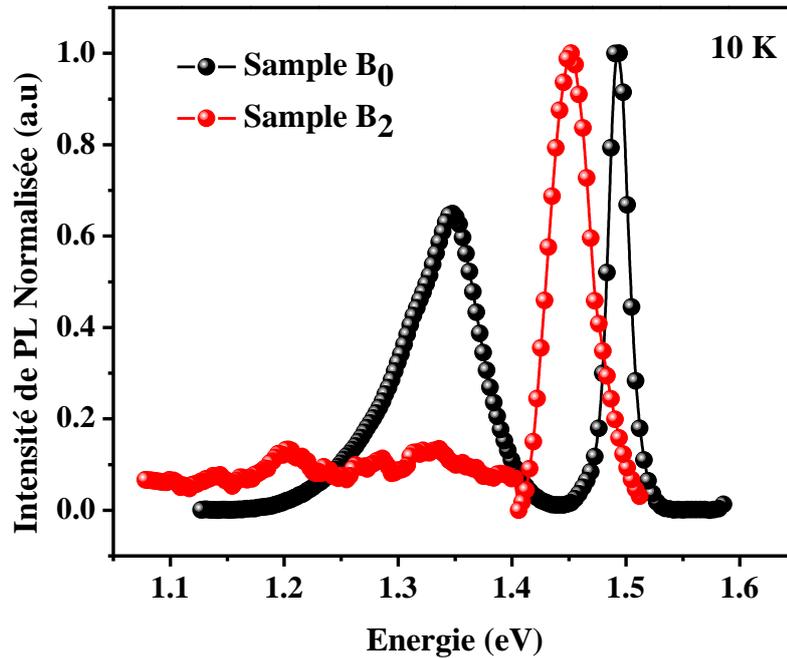


Figure 38 : évolution 10K-PL des structures n-GaAs (échantillons B₀) et GaN/n-GaAs (échantillons B₂).

En conclue que, la présence des liaisons pendantes en raison de la faible liaison entre les atomes de gallium et d'arsenic, induisant le phénomène d'oxydation et contaminations [62, 63]. Cependant, l'introduction d'une couche mince de GaN sature les liaisons pendantes en créant des liaisons plus fortes de Ga-N qui servent à passer la surface de GaAs contre les défauts et les impuretés [64].

L'élimination des émissions complexes de Si_{As}, comme indiqué ci-dessus, montre l'effet de la croissance de la couche de GaN. De plus, le processus de nitruration peut également impliquer l'incorporation d'azote dans le matériau GaAs formant la couche d'un alliage ternaire GaNAs, qui peut justifier le décalage vers les faibles énergies du pic d'émission P₁ à 1,45 eV, observé à basse température.

V.5. Validation de nouveau modèle de courant d'émission thermoionique pour les contacts Schottky non idéaux

Nous avons proposé dans le chapitre IV, un nouveau modèle de courant d'émission thermoionique, pour les contacts Schottky non idéaux. Dans cette partie, à l'aide de

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

l'échantillon B₀ (Au/n-GaAs), on va valider notre modèle expérimentalement pour différentes températures de 140 K à 380 K.

Les tableaux V.6 et V.7 montrent les valeurs de résistance série et le facteur d'idéalité de l'échantillon B₀, extraits par les méthodes $\ln(I)-I$, Cheung et Cheung (voir chapitre II) et par notre méthode $h_1(I)-I$ et $h_2(I)-I$, respectivement.

Resistance series R _s					
T (K)	$\ln(I)-I$	$G(I)-I$	$H(I)-I$	$h_1(I)-I$	$h_2(I)-I$
380	17.50	24.50	22.28	24.17	22.3
340	20.02	23.77	21.91	23.82	22.33
300	14.09	19.97	17.93	18.87	18.36
260	16.89	19.03	18	19.53	18.68
220	19.40	21.25	19.21	21.01	19.77
180	19.34	21.47	19.3	21.04	19.78
140	18.65	21.23	19.33	21.12	19.7

Tableau V.6 : Résistance série R_s de l'échantillon B₀, extraite par Cheung et Cheung, $\ln(I)-I$ et notre méthode.

Facteur d'idéalité n			
T (K)	$\ln(I)-I$	$G(I)-I$	$h_1(I)-I$
380	1.01	1.02	1.01
340	1.02	1.31	1.29
300	1.02	1.39	1.41
260	1.11	1.72	1.69
220	1.05	1.66	1.63
180	1.13	1.70	1.71
140	1.20	1.69	1.67

Table V.7 : Le facteur d'idéalité n de l'échantillon B₀, extrait en utilisant Cheung et Cheung, $\ln(I)-I$ et notre méthode.

Comme on peut voir dans le tableau V.6, Les valeurs R_s extraites par les trois méthodes sont proches. Dans le tableau V.7, la méthode de Cheung et Cheung et notre méthode donnent les mêmes valeurs de facteur d'idéalité, et sont différents à celles extrait par la méthode $\ln(I)-I$.

La figure IV.39 montre les valeurs de ϕ_b extrait en utilisant Cheung et Cheung, $\ln(I)-I$ et notre méthode.

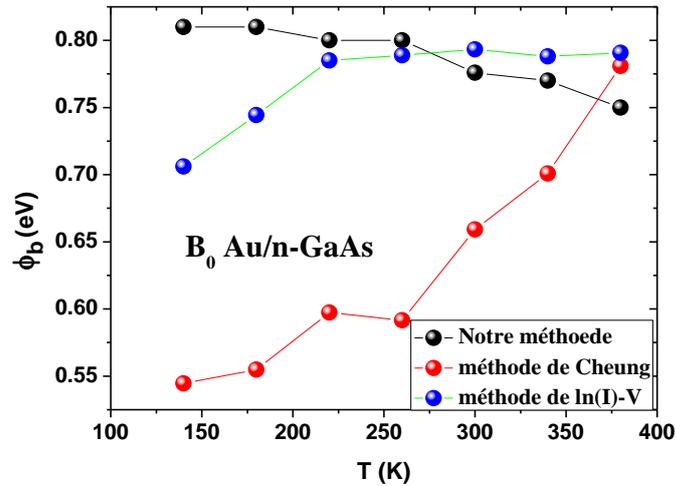


Figure V.39 : ϕ_b en fonction de la température (140K-380K) de l'échantillon B_0 , extraite en utilisant Cheung et Cheung, $\ln(I)$ -I et notre méthode.

Le ϕ_b extrait de la méthode $\ln(I)$ -V et de Cheung et Cheung montre un comportement anormal. La hauteur de barrière augmente avec la température en discordance avec la variation de bande interdite avec la température [16, 19, 26, 28] et le coefficient de température négatif rapporté de la hauteur de la barrière [27]. Cependant, notre méthode présente un comportement normal. ϕ_b est diminuée avec l'augmentation de la température, en accord avec la variation de ϕ_b extraites des mesures C-V et de diagramme de bande, comme nous l'avons montré dans le chapitre IV de simulation. On peut expliquer l'écart et la discordance des résultats obtenus, en utilisant les méthodes $\ln(I)$ -V et Cheung et Cheung, dû à la déviation du modèle classique de l'émission thermoïonique par l'effet des mécanismes TFE et FE. Plusieurs auteurs montrent que les courants TFE et FE sont dominants à basse température et celui TE est dominant au-dessus de la température ambiante [16, 27, 65].

Les figures de IV.40 à IV.46 montrent les caractéristiques I-V de polarisation directe à l'échelle semi-logarithmique de l'échantillon B_0 , avec 3 modulations différentes 1, 2 et 3, pour différentes températures (140-380 K). La modulation 1 est basée sur notre modèle et les modulations 2 et 3 sont basées sur le modèle classique pour les contacts Schottky non idéaux. Pour la modulation 1, nous avons utilisé les paramètres électriques extraits à l'aide de notre méthode. Pour les modulations 2 et 3, nous avons utilisé les paramètres électriques extraits par les méthodes Cheung et Cheung et $\ln(I)$ -I, respectivement.

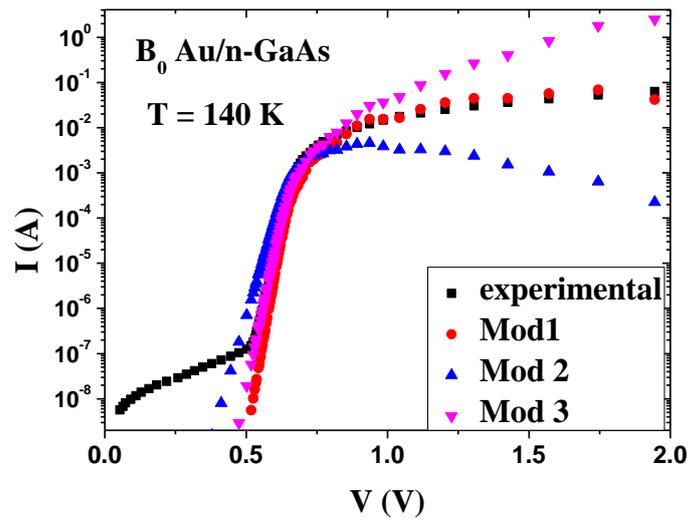


Figure V.40 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la Schottky B_0 Au/n-GaAs à 140K.

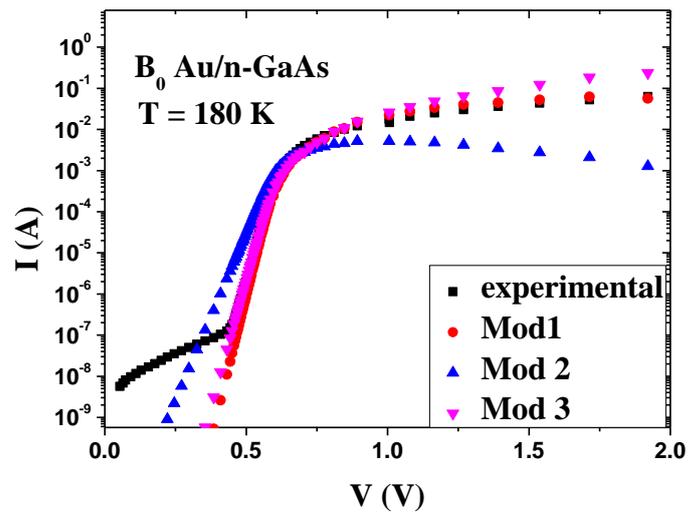


Figure V.41 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la Schottky B_0 Au/n-GaAs à 180K.

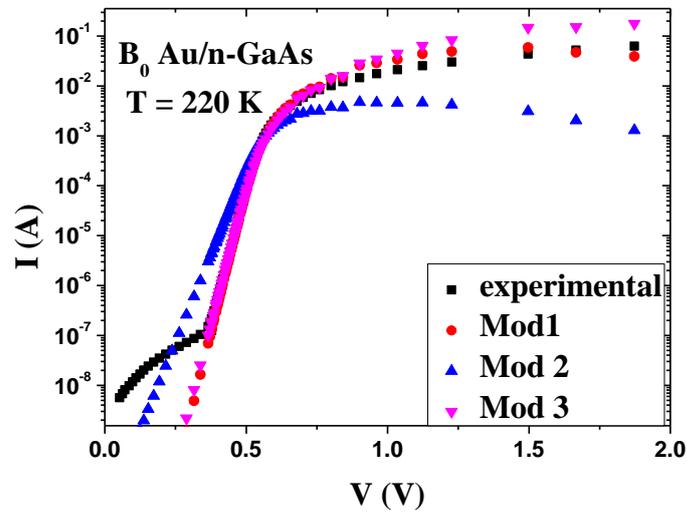


Figure V.42 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la structure B_0 Au/n-GaAs à 220K.

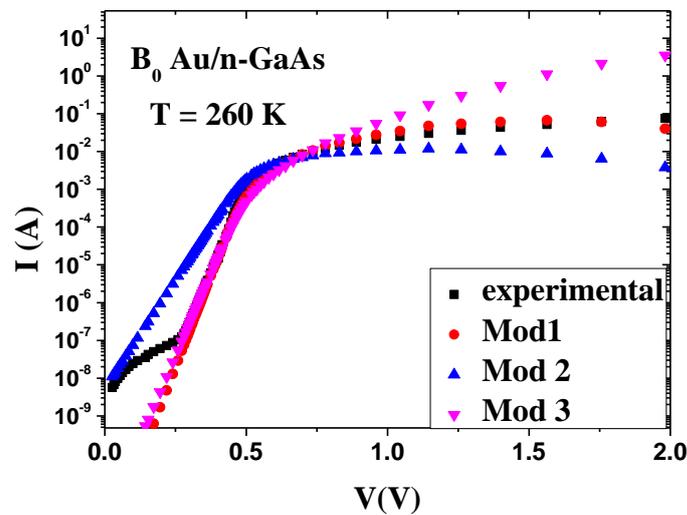


Figure V.43 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la structure B_0 Au/n-GaAs à 260K.

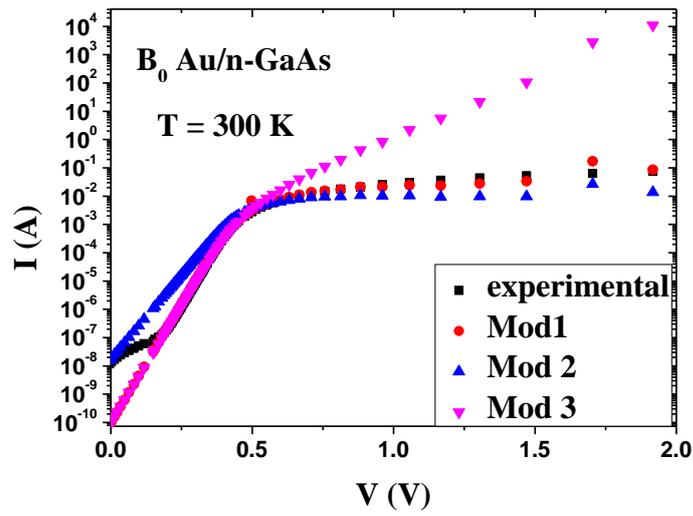


Figure V.44 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la structure Schottky B_0 Au/n-GaAs à 300K.

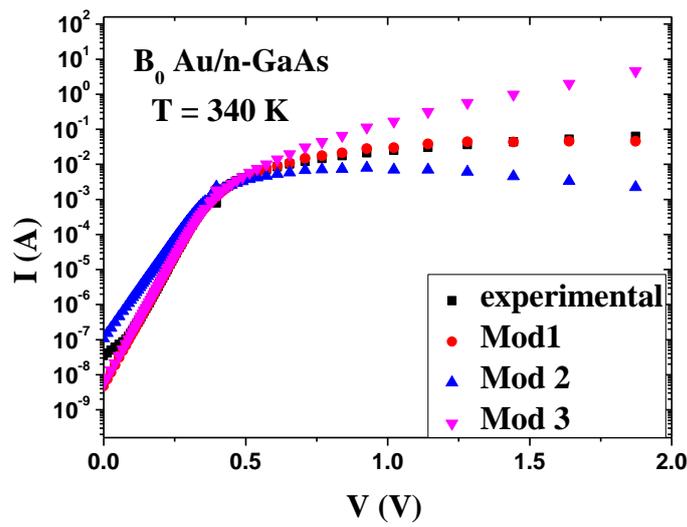


Figure V.45 : Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la structure Schottky B_0 Au/n-GaAs à 340K.

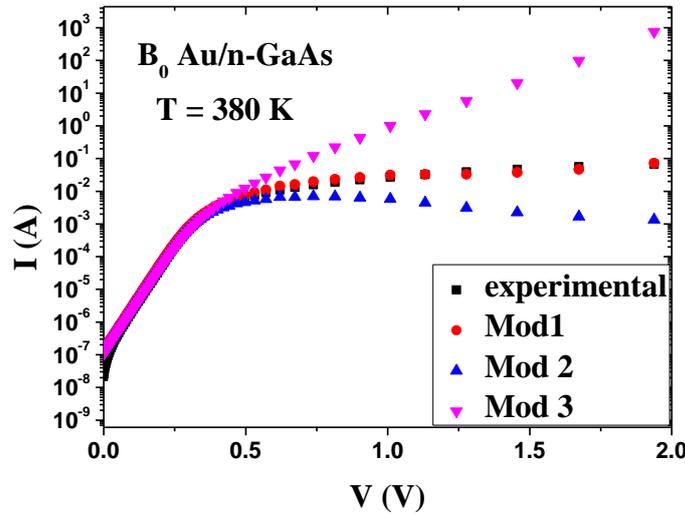


Figure IV.46: Caractéristiques I-V expérimentales et les modulations de la structure B_0 Au/n-GaAs à 380K.

Comme on peut voir clairement, la modulation 1 montre un comportement identique avec les courbes expérimentales, pour toutes les températures. La modulation 2 montre des écarts par rapport aux caractéristiques expérimentales, pour les faibles tensions, qui sont plus importantes aux basses températures. La modulation 3 montre un bon accord avec les caractéristiques expérimentales, pour les tensions de polarisation faibles. Cependant, nous observons d'importantes déviations, pour les hautes tensions.

D'après ces résultats, on confirme la validation et la fiabilité de notre modèle et notre méthode, pour une large plage de températures (140K-380K).

V.6. Conclusion

Nous avons présenté ; dans ce chapitre, l'ensemble des résultats expérimentaux. En effet, les caractéristiques électriques avec des mesures courant-tension, capacité-tension et conductance-tension pour différentes températures et fréquences, ont été réalisées.

Nous avons montré l'effet de la couche de GaN et son épaisseur avec l'effet du recuit, sur la qualité électrique des diodes Schottky fabriquées à base de GaAs nitruré.

Nous avons vu que après la nitruration et le recuit le facteur d'idéalité et la résistance série sont améliorées, et la densité d'états d'interface réduit de manière

considérable. Ainsi, nous avons montré l'impact des étapes technologiques de fabrication sur la qualité de ces structures est étudié. Où nous avons remarqué que la deuxième série d'échantillons montes meilleur surface que la première série qui subit un bombardement ionique.

Nous avons exposé une étude systématique par la spectroscopie de photoluminescence, à différentes températures TD-PL. Avec une étude comparative sur l'effet de la nitruration sur les structures n-GaAs et GaN/n-GaAs en enregistrant les spectres à basse température 10K-PL. On a observé que l'introduction d'une couche mince de GaN sature les liaisons pendantes sure la surface de GaAs. Aïnssi, peut également impliquer l'incorporation d'azote dans le matériau GaAs formant la couche d'un alliage ternaire GaNAs.

Enfin, On a validé expérimentalement notre modèle de courant d'émission thermoionique, pour les diodes Schottky non idéales, avec notre méthode d'extraction des paramètres électriques. Pour compléter cette recherche, nous avons comparé notre modèle à des modèles classiques pour différentes températures. Où on a montré que notre model a un comportement identique avec les courbes expérimentales, pour toutes les températures, au contraire aux autres modèles montre des écarts par rapport aux caractéristiques expérimentales.

V.7. Références

- [1] T. Thuillier, "CERN ACCELERATOR SCHOOL 2012: ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE ION SOURCES-II," 2012.
- [2] S. Cheung and N. Cheung, "Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics," *Applied Physics Letters*, vol. 49, pp. 85-87, 1986.
- [3] G. Monier, L. Bideux, C. Robert-Goumet, B. Gruzza, M. Petit, J. Lábár, and M. Menyárd, "Passivation of GaAs (001) surface by the growth of high quality c-GaN ultra-thin film using low power glow discharge nitrogen plasma source," *Surface Science*, vol. 606, pp. 1093-1099, 2012.
- [4] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara, B. Akkal, A. Hatem-Kacha, C. Robert-Goumet, G. Monier, and B. Gruzza, "Study of the characteristics current-

- voltage and capacitance-voltage in nitride GaAs Schottky diode," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 72, p. 10102, 2015.
- [5] V. Matolin, S. Fabík, J. Glosík, L. Bideux, Y. Ould-Metidji, and B. Gruzza, "Experimental system for GaN thin films growth and in situ characterisation by electron spectroscopic methods," *Vacuum*, vol. 76, pp. 471-476, 2004.
- [6] H. Helal, Z. Benamara, M. B. Arbia, A. Khetrou, A. Rabehi, A. H. Kacha, and M. Amrani, "A study of current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Au/n-GaAs and Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes in wide temperature range," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, p. e2714.
- [7] A. Rabehi. (2012, Thèse de Doctorat en Sciences, Université Djillali Liabès.
- [8] A. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara, M. Amrani, A. Rabhi, G. Monier, C. Robert-Goumet, L. Bideux, and B. Gruzza, "Effects of the GaN layers and the annealing on the electrical properties in the Schottky diodes based on nitrated GaAs," *Superlattices and Microstructures*, vol. 83, pp. 827-833, 2015.
- [9] E. H. Nicollian and J. R. Brews, "MOS/metal oxide semiconductor/physics and technology," *New York, Wiley-Interscience, 1982. 920 p.*, 1982.
- [10] Ö. F. Yüksel, S. B. Ocak, and A. Selcuk, "High frequency characteristics of tin oxide thin films on Si," *Vacuum*, vol. 82, pp. 1183-1186, 2008.
- [11] Ş. Altındal, S. Karadeniz, N. Tuğluoğlu, and A. Tataroğlu, "The role of interface states and series resistance on the I–V and C–V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 47, pp. 1847-1854, 2003.
- [12] N. Tuğluoğlu, Ö. Yüksel, S. Karadeniz, and H. Şafak, "Frequency dependent interface state properties of a Schottky device based on perylene-monoimide deposited on n-type silicon by spin coating technique," *Materials science in semiconductor processing*, vol. 16, pp. 786-791, 2013.
- [13] N. Tuğluoğlu, "60Co γ -ray irradiation effects on the interface traps density of tin oxide films of different thicknesses on n-type Si (1 1 1) substrates," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 254, pp. 118-124, 2007.
- [14] S. Demirezen, E. Özavcı, and Ş. Altındal, "The effect of frequency and temperature on capacitance/conductance–voltage (C/G–V) characteristics of

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

- Au/n-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs)," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 23, pp. 1-6, 2014.
- [15] A. H. KACHA, "Caractérisation électrique et photoélectrique des hétérostructures à base de composés III-V nitrurés," 2017.
- [16] S. Hardikar, M. Hudait, P. Modak, S. Krupanidhi, and N. Padha, "Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures," *Applied Physics A*, vol. 68, pp. 49-55, 1999.
- [17] S. Chand and J. Kumar, "Current transport in Pd₂Si/n-Si (100) Schottky barrier diodes at low temperatures," *Applied Physics A*, vol. 63, pp. 171-178, 1996.
- [18] Z. J. Horváth, "A New Approach to Temperature Dependent Ideality Factors in Schottky Contacts," *MRS Online Proceedings Library Archive*, vol. 260, 1992.
- [19] R. Hackam and P. Harrop, "Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 19, pp. 1231-1238, 1972.
- [20] A. Bhuiyan, A. Martinez, and D. Esteve, "A new Richardson plot for non-ideal schottky diodes," *Thin Solid Films*, vol. 161, pp. 93-100, 1988.
- [21] J. H. Werner and H. H. Güttler, "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts," *Journal of applied physics*, vol. 69, pp. 1522-1533, 1991.
- [22] E. Rhoderick and R. Williams, "Metal–Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford 1988."
- [23] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*: John wiley & sons, 2006.
- [24] A. Bengi, S. Altındal, S. Özçelik, and T. Mammadov, "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs structures," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 396, pp. 22-28, 2007.
- [25] J. H. Werner, "Schottky barrier and pn-junction I/V plots—Small signal evaluation," *Applied physics A*, vol. 47, pp. 291-300, 1988.
- [26] M. Panish and H. Casey Jr, "Temperature dependence of the energy gap in GaAs and GaP," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, pp. 163-167, 1969.

- [27] E. Özavcı, S. Demirezen, U. Aydemir, and Ş. Altındal, "A detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 194, pp. 259-268, 2013.
- [28] M. Hudait, P. Venkateswarlu, and S. Krupanidhi, "Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures," *Solid-State Electronics*, vol. 45, pp. 133-141, 2001.
- [29] R. Schmitsdorf, T. Kampen, and W. Mönch, "Correlation between barrier height and interface structure of AgSi (111) Schottky diodes," *Surface Science*, vol. 324, pp. 249-256, 1995.
- [30] M. Soyulu and F. Yakuphanoglu, "Analysis of barrier height inhomogeneity in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes by Tung model," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 506, pp. 418-422, 2010.
- [31] Ş. Karataş, Ş. Altındal, A. Türüt, and A. Özmen, "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si (1 0 0) Schottky contacts," *Applied surface science*, vol. 217, pp. 250-260, 2003.
- [32] T. Kampen, S. Park, and D. Zahn, "Barrier height engineering of Ag/GaAs (100) Schottky contacts by a thin organic interlayer," *Applied surface science*, vol. 190, pp. 461-466, 2002.
- [33] W. Mönch, "Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 17, pp. 1867-1876, 1999.
- [34] Ş. Karataş and A. Türüt, "The determination of electronic and interface state density distributions of Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 381, pp. 199-203, 2006.
- [35] S. Duman, E. Gür, S. Doğan, and S. Tüzemen, "Temperature dependent capacitance and DLTS studies of Ni/n-type 6H-SiC Schottky diode," *Current Applied Physics*, vol. 9, pp. 1181-1185, 2009.
- [36] N. Shiwakoti, A. Bobby, K. Asokan, and B. Antony, "Temperature dependent dielectric studies of Ni/n-GaP Schottky diodes by capacitance and conductance measurements," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 42, pp. 378-382, 2016.

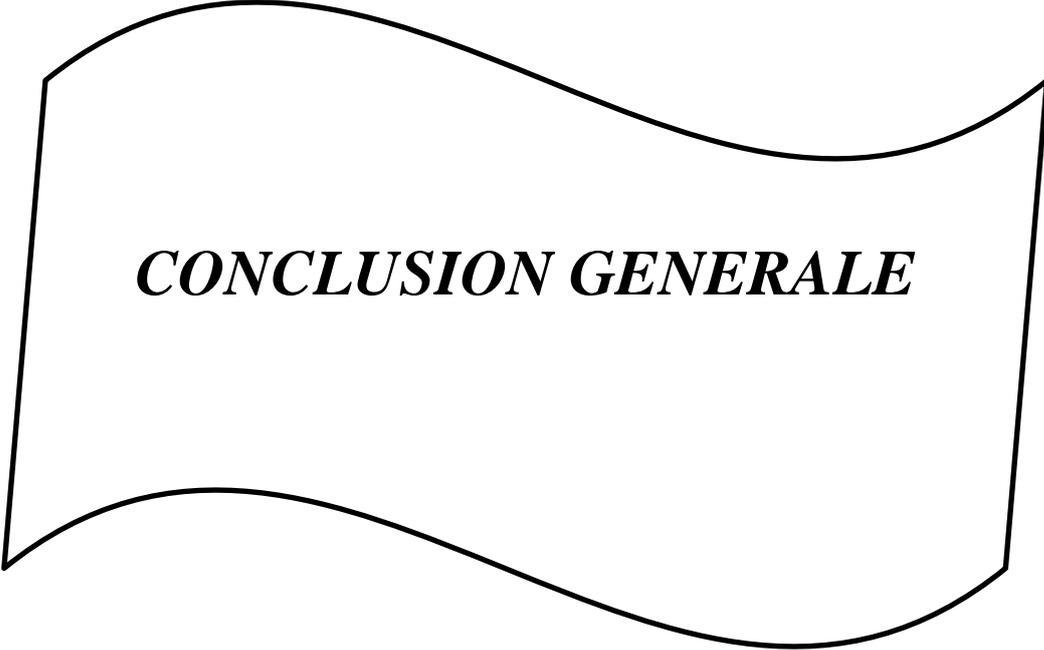
- [37] Ö. Demircioglu, Ş. Karataş, N. Yıldırım, Ö. Bakkaloglu, and A. Türüt, "Temperature dependent current–voltage and capacitance–voltage characteristics of chromium Schottky contacts formed by electrodeposition technique on n-type Si," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 509, pp. 6433-6439, 2011.
- [38] D. Korucu, Ş. Altındal, T. Mammadov, and S. Özçelik, "On the temperature dependent anomalous peak and negative capacitance in Au/n-InP Schottky barrier diodes," *Optoelectron. Adv. Mater. Commun.*, vol. 3, pp. 56-59, 2009.
- [39] A. Gümüş, G. Ersöz, İ. Yücedağ, S. Bayrakdar, and Ş. Altındal, "Comparative study of the temperature-dependent dielectric properties of Au/PPy/n-Si (MPS)-type Schottky barrier diodes," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 67, pp. 889-895, 2015.
- [40] A. Kocyigit, I. Orak, Ş. Aydoğan, Z. Çaldıran, and A. Turut, "Temperature-dependent CV characteristics of Au/ZnO/n-Si device obtained by atomic layer deposition technique," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 28, pp. 5880-5886, 2017.
- [41] M. M. Bülbül, S. Bengi, İ. Dökme, Ş. Altındal, and T. Tunç, "Temperature dependent capacitance and conductance-voltage characteristics of Au/polyvinyl alcohol (Co, Zn)/n-Si Schottky diodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 108, p. 034517, 2010.
- [42] A. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara, C. Robert-Goumet, G. Monier, and B. Gruzza, "Study of the surface state density and potential in MIS diode Schottky using the surface photovoltage method," *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, vol. 627, pp. 66-73, 2016.
- [43] H. Helal, Z. Benamara, A. H. Kacha, M. Amrani, A. Rabehi, B. Akkal, G. Monier, and C. Robert-Goumet, "Comparative study of ionic bombardment and heat treatment on the electrical behavior of Au/GaN/n-GaAs Schottky diodes," *Superlattices and Microstructures*, p. 106276, 2019.
- [44] A. Jorio, C. Rejeb, M. Parenteau, C. Carlone, and S. M. Khanna, "Radiation induced carrier enhancement and intrinsic defect transformation in n-GaAs," *Journal of applied physics*, vol. 74, pp. 2310-2317, 1993.

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

- [45] G. Pomrenke, Y. Park, R. Hengehold, and M. Maclin, "Luminescence characteristics of the 1.4 eV silicon related complex in gallium arsenide," *Physica B+ C*, vol. 116, pp. 414-419, 1983.
- [46] H. Birey and J. Sites, "Radiative transitions induced in gallium arsenide by modest heat treatment," *Journal of Applied Physics*, vol. 51, pp. 619-624, 1980.
- [47] D. Sprinzak, M. Heiblum, Y. Levinson, and H. Shtrikman, "Ballistic transport of holes and phonon replicas in lightly doped GaAs," *Physical Review B*, vol. 55, p. R10185, 1997.
- [48] Y. Varshni, "Band-to-band radiative recombination in groups IV, VI, and III-V semiconductors (I)," *physica status solidi (b)*, vol. 19, pp. 459-514, 1967.
- [49] K. O'Donnell and X. Chen, "Temperature dependence of semiconductor band gaps," *Applied physics letters*, vol. 58, pp. 2924-2926, 1991.
- [50] I. Fraj, F. Saidi, L. Bouzaiene, L. Sfaxi, and H. Maaref, "Piezoelectric field effect on the optical properties of In_{0.21}Ga_{0.79}As/GaAs (113) MQW," *Optical Materials*, vol. 58, pp. 121-127, 2016.
- [51] L. Vaccaro, M. Cannas, and R. Boscaino, "Phonon coupling of non-bridging oxygen hole center with the silica environment: Temperature dependence of the 1.9 eV emission spectra," *Journal of Luminescence*, vol. 128, pp. 1132-1136, 2008.
- [52] B. Smiri, I. Fraj, F. Saidi, R. Mghaieth, and H. Maaref, "Effect of piezoelectric field on type II transition in InAlAs/InP (311) alloys with different substrate polarity," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 736, pp. 29-34, 2018.
- [53] T. Torchynska, J. Casas Espinola, L. Borkovska, S. Ostapenko, M. Dybiec, O. Polupan, N. Korsunskaya, A. Stintz, P. Eliseev, and K. Malloy, "Thermal activation of excitons in asymmetric InAs dots-in-a-well In_xGa_{1-x}As/GaAs structures," *Journal of applied physics*, vol. 101, p. 024323, 2007.
- [54] A. Freundlich, G. Neu, and J. Grenet, "Acceptor excited states in gallium arsenide on silicon," *Solid State Communications*, vol. 76, pp. 87-92, 1990.
- [55] E. H. Bogardus and H. B. Bebb, "Bound-exciton, free-exciton, band-acceptor, donor-acceptor, and auger recombination in GaAs," *Physical Review*, vol. 176, p. 993, 1968.

**CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES ET OPTIQUES**

- [56] Y. Seki, K. Tanno, K. Iida, and E. Ichiki, "Properties of epitaxial GaAs layers from a triethyl gallium and arsine system," *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 122, pp. 1108-1112, 1975.
- [57] A. Neumüller, O. Sergeev, S. J. Heise, S. Bereznev, O. Volobujeva, J. F. L. Salas, M. Vehse, and C. Agert, "Improved amorphous silicon passivation layer for heterojunction solar cells with post-deposition plasma treatment," *Nano energy*, vol. 43, pp. 228-235, 2018.
- [58] D. Reynolds, P. Colter, C. Litton, and E. Smith, "Identification of impurities in GaAs by the magneto-optical photoluminescent spectroscopy technique," *Journal of applied physics*, vol. 55, pp. 1610-1613, 1984.
- [59] P. W. Yu and D. Reynolds, "Photoluminescence identification of ~ 77-meV deep acceptor in GaAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 53, pp. 1263-1265, 1982.
- [60] X. Luo, J. Huang, Z. Xu, C. Yang, J. Liu, W. Ge, Y. Zhang, A. Mascarenhas, H. Xin, and C. Tu, "Alloy states in dilute GaAs $1-x$ N x alloys ($x < 1\%$)," *Applied physics letters*, vol. 82, pp. 1697-1699, 2003.
- [61] F. Ishikawa, S. Furuse, K. Sumiya, A. Kinoshita, and M. Morifuji, "Nitrogen δ -doping for band engineering of GaAs-related quantum structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, p. 053512, 2012.
- [62] V. P. LaBella, M. R. Krause, Z. Ding, and P. M. Thibado, "Arsenic-rich GaAs (0 0 1) surface structure," *Surface science reports*, vol. 60, pp. 1-53, 2005.
- [63] W. Wang, G. Lee, M. Huang, R. M. Wallace, and K. Cho, "First-principles study of GaAs (001)- β 2 (2×4) surface oxidation and passivation with H, Cl, S, F, and GaO," *Journal of applied physics*, vol. 107, p. 103720, 2010.
- [64] K. J. Chen, S. Yang, Z. Tang, S. Huang, Y. Lu, Q. Jiang, S. Liu, C. Liu, and B. Li, "Surface nitridation for improved dielectric/III-nitride interfaces in GaN MIS-HEMTs," *physica status solidi (a)*, vol. 212, pp. 1059-1065, 2015.
- [65] Ö. Güllü, M. Biber, S. Duman, and A. Türüt, "Electrical characteristics of the hydrogen pre-annealed Au/n-GaAs Schottky barrier diodes as a function of temperature," *Applied surface science*, vol. 253, pp. 7246-7253, 2007.



CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

L'intérêt de cette étude est l'élaboration et la caractérisation des structures Schottky à base de matériau III-V (GaAs) nitruré, pour différentes épaisseurs nanométriques de GaN. Les structures sont réalisées par différentes technologies et sous différentes conditions. Pour la réalisation de nos dispositifs, nous avons utilisé différentes méthodes de nettoyage du substrat de GaAs, ainsi que différentes sources de nitruration et qui sont la source à décharge Glow Discharge Cell (GDS) et la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR), avec et sans recuit thermique.

Les structures élaborées ont été testées par des caractérisations électriques (mesures courant-tension pour différentes températures, capacité-tension et conductance-tension pour différentes fréquences) complétés par des caractérisations optiques (spectroscopie de photoluminescence sous différentes températures).

Les mesures électriques ont permis la détermination des paramètres électriques de nos 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 , le dopage N_d , les distributions des états d'interface N_{ss} et l'énergie d'activation électrique. Ainsi, ces mesures nous ont permis d'étudier l'homogénéité de la barrière Schottky et de déterminer le mécanisme de transport dominant pour chaque température.

Les mesures optiques de photoluminescence nous ont permis de déterminer la qualité optique et les types des transitions radiatives intrinsèques et extrinsèques (impureté) de nos structures. Aussi, ils nous ont aidé à identifier les paramètres optiques tels que l'intensité de PL intégrée et l'énergie d'activation de chaque transition optique.

Pour compléter et enrichir nos travaux, nous avons réalisé des simulations numériques par le logiciel Silvaco-Atlas. Pour valider ces recherches, les résultats de simulation sont confrontés aux résultats expérimentaux.

Nous pouvons conclure à partir des résultats expérimentaux et théoriques que :

- Pour la 1^{ère} série :

Le facteur d'idéalité et la densité des états d'interface de l'échantillon A_0 bombardé, sont les plus élevés à cause de la dégradation de la morphologie de la surface du GaAs après l'étape de bombardement ionique par des ions Ar^+ . Après la nitruration et le recuit on obtient une amélioration des paramètres électroniques due à la restructuration de la structure cristallographique à l'interface et par conséquent à la diminution de défauts cristallographiques.

L'étude en fréquence montre que la résistance série de l'échantillon A_2 (Au/0.8nm-GaN/n-GaAs) de la première série dépend de la fréquence et de la tension de polarisation. On observe, ainsi, que ces valeurs sont importantes à haute fréquence 1 MHz et diminuent avec la fréquence.

L'étude en température indique que le courant dominant dans l'échantillon A_2 est le mécanisme de l'émission à effet de champ FE à basse température et l'émission thermoionique à effet de champ TFE à haute température. Aussi, L'étude du diagramme de Richardson montre que la structure A_2 présente une inhomogénéité de la barrière Schottky.

La variation de la conductivité à basse fréquence G_{DC} de la structure A_2 en fonction de l'inverse de la température $1000/T$, révèle des transitions de phases avec des énergies d'activation E_a égales à 303 meV, 155 meV et 267 meV, pour les phases (I), (II) et (III), respectivement.

- Pour la 2^{ème} série :

L'échantillon B_0 montre un facteur d'idéalité faible par rapport à A_0 . Ceci est dû à la qualité interfaciale de B_0 non bombardée. Après l'opération de nitruration avec 0.7 nm de GaN, on observe une augmentation du facteur d'idéalité et de la résistance série. Ceci est dû à la présence de la couche non intentionnellement dopée de GaN ($E_g = 3.42$ eV) et qui se comporte comme un semi-isolant. Lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche de GaN à 1.5 nm, on remarque une amélioration de tous les paramètres électriques. Cette amélioration est expliquée par l'amélioration de l'interface métal/semi-conducteur, par l'augmentation de la couche d'interfaciale de GaN et sa restructuration.

L'étude en température des structures B_0 et B_2 montre que le courant dominant dans les basses températures est le courant de l'émission à effet de champ FE et le courant dominant dans les hautes températures est le courant d'émission thermoionique à effet de champ TFE pour les deux structures.

L'étude du diagramme de Richardson révèle que les deux structures présentent inhomogénéité de la hauteur de la barrière Schottky. Ces résultats sont similaires à ceux de l'échantillon A_2 .

L'étude de photoluminescence (PL) montre que B_0 présent deux pics d'émission. Le premier pic est à 1,49 eV. Il est attribué aux émissions d'impuretés résiduelles de la transition bande-carbone.

Cependant, le second pic est à 1,35 eV et est attribué à la recombinaison radiative des électrons piégés aux sites de l'arsenic vacant V_{As} vers les sites de l'accepteur de silicium Si_{As} , combiné avec la réplique de phonon P_3 à 1,32 eV.

Avec l'augmentation de la température, le pic énergétique P_1 se déplace vers les faibles énergies, ceci est dû à l'agitation thermique et à la forte interaction entre les électrons et les phonons. Le même comportement est enregistré pour le deuxième pic qui disparaît pour $T = 160$ K tandis que P_1 persiste. Cette observation confirme que P_2 est une empreinte de défaut radiatif dont l'émission disparaît pour des températures plus élevées.

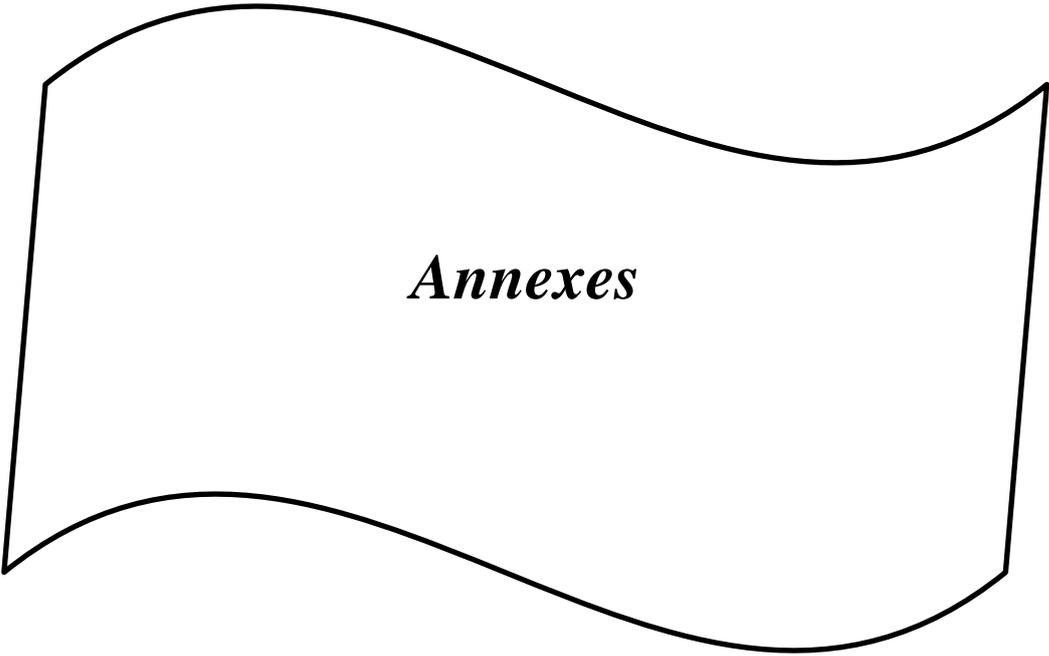
CONCLUSION GENERALE

Après la nitruration, on observe l'élimination des émissions complexes P_2 et P_3 . De plus, le processus de nitruration peut également impliquer l'incorporation d'azote dans le matériau GaAs formant la couche d'un alliage ternaire $GaAs_{1-x}N_x$ de très faible densité avec $x = 0.1$ %.

Enfin, notre modèle proposé de courant d'émission thermoïonique pour les diodes Schottky non idéales, montre un comportement identique avec les courbes expérimentales, pour toutes les températures, ce n'est vraiment pas le cas des autres modèles qui montrent des écarts par rapport aux caractéristiques expérimentales. Ainsi, cette méthode d'extraction des paramètres électriques donne des valeurs de facteur d'idéalité et de résistance série très proches de celles de la méthode de Cheung et Cheung. De plus les valeurs de la hauteur de la barrière Schottky ϕ_b extraites à l'aide de notre méthode sont en bon accord avec celles extraites des caractéristiques du diagramme de bande DB et de la caractéristiques électriques capacité-tension C-V, pour toutes les températures.

En perspectives, nous pouvons prévoir de compléter cette étude, en apportant plus d'informations sur les comportements électriques et physiques de ces structures et de réaliser des nouvelles structures nanométriques pour diverses applications, en effectuant les procédures suivantes :

- Des mesures photoélectriques de nos structures, pour extraire les caractéristiques $I(V)$ sous éclairage ;
- Des mesures DLTS (Deep level transient spectroscopy) à différentes températures, pour identifier et caractériser les défauts profonds activés électriquement ;
- Elaboration des couches massives de GaN sur les substrats de GaAs sans déphasage ou désaccord de maille ;
- Simulation et réalisation de nouvelles structures nanométriques à base des matériaux III-V nitrurés ;
- Développement de nouveaux modèles physiques pour comprendre les phénomènes de transport et les comportements de dispositifs électroniques sous différentes conditions.



Annexes

Annexe A :**A.1. Propriétés de base des semiconducteurs composés III-V :**

Les semiconducteurs composés III-V sont constitués de combinaisons d'éléments des groupes de colonne III (famille du bore) et de colonne V (famille de l'azote). Les composés de seulement deux éléments sont appelés binaires (par exemple GaAs), de trois sont appelés ternaires (par exemple $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), et de quatre éléments sont appelés quaternaires (par exemple $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) où $0 < x, y < 1$. La vaste gamme de composés différents et de leurs intermédiaires pouvant être fabriqués à partir de ces éléments permet de sélectionner des composés dans un large espace de paramètres de bandes interdites, de paramètre de maille et d'autres propriétés. L'un des plus grands avantages des semiconducteurs III-V est la capacité de former des couches minces cristallines de matériaux hétérogènes les uns sur les autres.

A.2. Propriétés du Matériau GaAs :**A.2.1. Structure cristalline :**

L'arséniure de gallium GaAs est un composé de la famille III-V. Le GaAs a été créé par la société Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques de ce semiconducteur ne furent démontrées qu'en 1952 [1]. Son réseau cristallin est décomposé en deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un composé des atomes de l'élément "III" (Ga) et l'autre des atomes de l'élément "V" (As). Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale principale, c'est-à-dire d'une quantité de $\frac{a}{4}$ (1,1,1), où a est le paramètre cristallin, où chaque atome est donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome des autres espèces [2].

A.2.2. Propriétés physiques et électriques :

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300 °K) sont regroupées dans le tableau suivant.

GaAs	Propriétés
Masse atomique	144,63g/mole
Structure cristalline	Zinc blinde

Constante diélectrique	12,5
Nature de la bande interdite	Directe
Largeur de la bande interdite	$E_g = 1,424 \text{ eV}$
Permittivité	11,6 pF/cm
Affinité électronique	$\chi = 4.07 \text{ eV}$
Résistivité intrinsèque	$\rho = 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$
Densité	$5,32 \text{ g/cm}^3$
Densité effective d'état	
Dans la bande de conduction	$N_c = 4,7 \times 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$
Dans la bande de valence	$N_v = 6 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$
Mobilité intrinsèque	$\mu(\text{trous}) 400 \text{ cm} / \text{V.s}$ $\mu(\text{électrons}) 8500 \text{ cm} / \text{V.s}$
Durée de vie des porteurs minoritaires	$\tau = 10^{-8} \text{ s}$
Concentration intrinsèque des porteurs	$N_i = 9 \cdot 10^6 \text{ at.cm}^{-3}$
Température de fusion	$T_f = 1238 \text{ }^\circ\text{K}$
Température maximale de fonctionnement	$760 \text{ }^\circ\text{K}$

Tableau A.1: Principales propriétés physiques et électriques du GaAs [2].

A.3. Les avantages du GaAs [2]:

- offre des possibilités meilleures par rapport au silicium telle que : une mobilité électronique plus élevée (sept fois plus grande que celle du silicium).
- un très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique.
- dans le domaine des composants optoélectroniques, on utilise surtout les propriétés de sa structure de bande (gap direct) et celles de ses composés ternaires et quaternaires (AlGaAs, GaAsP, GaInAs et GaInAsP).
- La possibilité de l'obtenir sous forme semi-isolant, cet état de résistivité élevée est particulièrement favorable pour le développement d'une véritable technologie planaire de circuits intégrés sur GaAs.
- la largeur de sa bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température.

A.4. Les inconvénients du GaAs [2]:

- Son coût est très élevé, les circuits intégrés en arséniure de gallium sont beaucoup plus cher.
- le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits intégrés fabriqués.
- les méthodes de fabrication est plus délicates et les rendements de fabrication est plus faibles.

A.5. Références

[1] A.Rabehi, "Propriétés électriques et photoélectriques des diodes

Schottky à base du matériau GaAs nitruré: Mesures et

Simulation," 2016-2017.

[2] F. Z. Bechlaghem, "Etude, Simulation et modélisation des transistors pseudo-morphique p-HEMTs à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," 27-09-2018, 2018.

Annexe B :

La figure B.1 présente les spectres XPS des substrats GaAs (100) avant et après nettoyage ionique ainsi qu'avant nettoyage chimique. On peut remarquer après cette processus de nettoyage, l'absence des pics d'oxygène comme O_{1s} et du pic de C_{1s} . Ces résultats indiquent que cette méthode est une très importante pour la croissance des couches minces sur les substrats de GaAs.

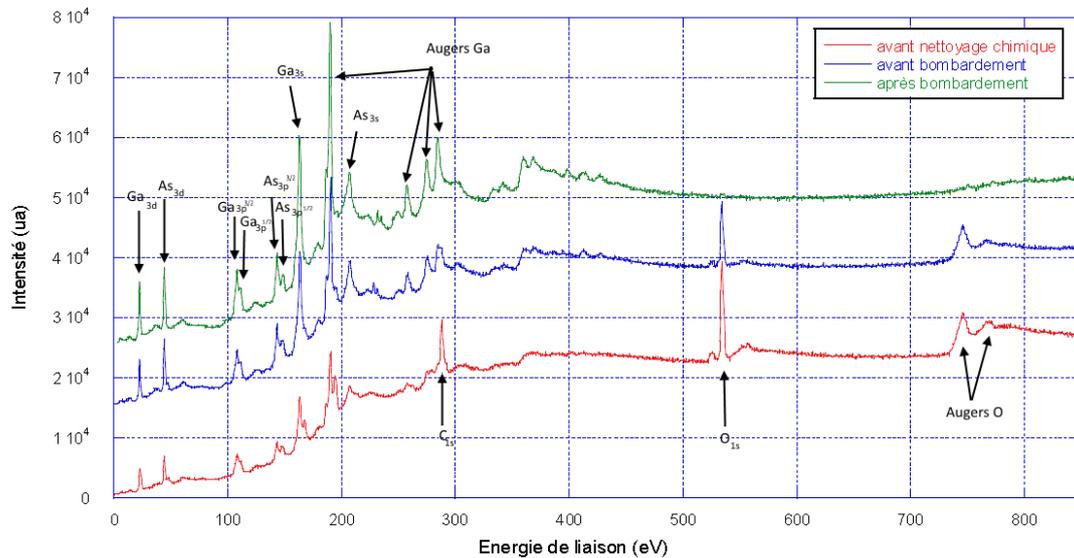


Figure III.B.1 : Comparaison des spectres XPS généraux avant nettoyage chimique et avant et après nettoyage ionique réalisés avec l'anode Mg [1].

Figure B.2 montre l'analyse XPS réalisé avant et après le nettoyage chimique du processus 2. 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.

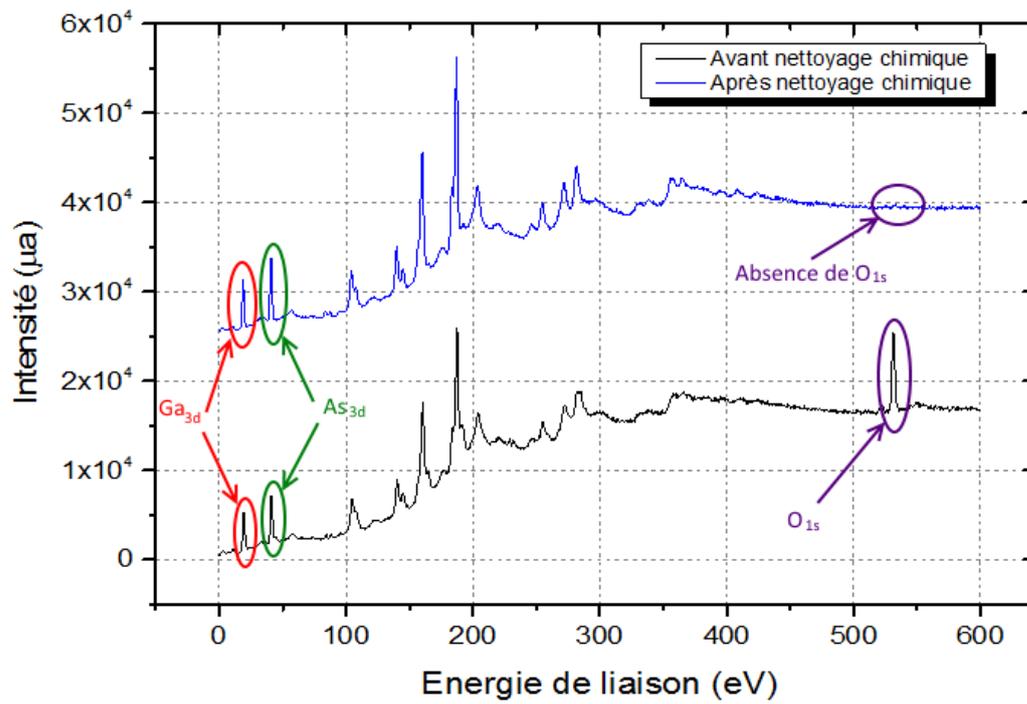


Figure III.11 : Spectres généraux XPS de la surface de GaAs avant et après nettoyage chimique du processus 2 [2].

Références

- [1] G. Monier, "Nanostructuration de surfaces de GaAs: oxydation et nitruration," 2011.
- [2] A. H. KACHA, "Caractérisation électrique et photoélectrique des hétérostructures à base de composés III-V nitrurés," 2017.

Annexe C

C.1. Environnement de simulation TCAD

Silvaco est une entreprise spécialisée dans la création de logiciels de simulation et cible presque tous les aspects de la conception électronique moderne. L'entreprise offre des capacités de modélisation et de simulation allant de simples circuits jusqu'à la fabrication VLSI. Ils utilisent un grand nombre d'options de modélisation différentes. Les outils permettent de créer des modèles complexes et des vues structurelles 3D.

Les phénomènes modélisés vont de la simple conductivité électrique à l'analyse thermique, en passant par les effets du rayonnement et du laser, avec une grande variété de processus détaillés de croissance des couches et de propriétés des matériaux (mobilités, paramètres de recombinaison, coefficients d'ionisation, paramètres optiques) qui ajoutent à la précision de la simulation.

Parmi les logiciels de Silvaco, Atlas est une bonne combinaison d'analyses sophistiquées en profondeur des dispositifs en 2D ou 3D. En plus de cela, il modifie l'accent mis sur le modèleur de la conception réelle et extermine tous les détails de fabrication. Comme le reste des applications TCAD, il est basé sur des centaines de publications largement acceptées, et de nombreuses recherches ont vérifié leur exactitude et leur fiabilité.

C.2. Logiciel de simulation Atlas-Silvaco

Atlas est un logiciel qui simule des dispositifs semi-conducteurs bidimensionnels et tridimensionnels. L'environnement d'exécution DeckBuild a reçu les fichiers d'entrée. Dans les fichiers d'entrée, Silvaco

Atlas est appelé pour exécuter le code. Enfin, pour visualiser le résultat de la simulation, TonyPlot est utilisé. De plus, des fichiers journaux de sortie ont été produits. Les entrées et sorties de l'Atlas Silvaco sont illustrées par la figure A.1.

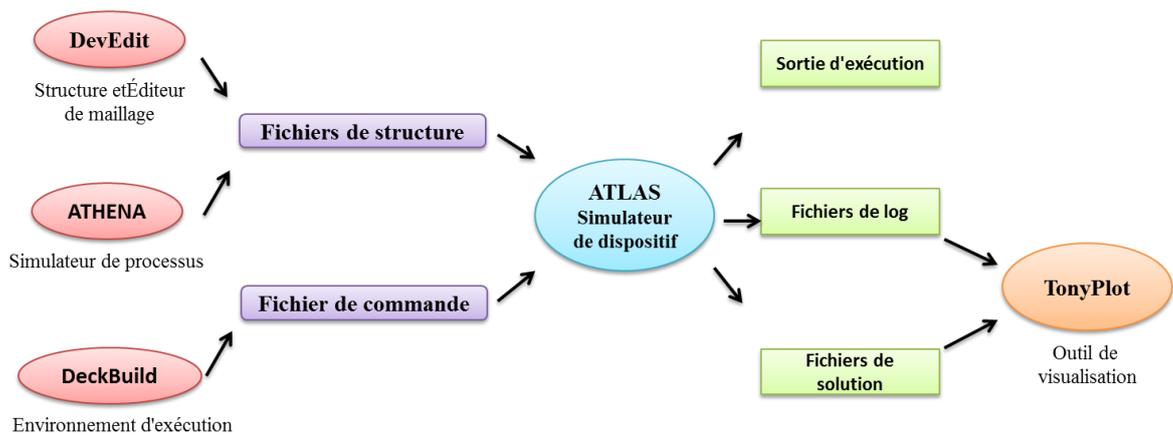


Figure A.1 : Entrées et sorties d'Atlas [1].

C.3. Equations de base

Les équations de base du simulateur Silvaco-Atlas sont l'équation de Poisson et l'équation de continuité pour les porteurs électrons et trous. L'équation de Poisson est liée au potentiel électrostatique et à la densité de charge d'espace donnée par [1]:

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = \rho \quad (1)$$

où ψ est le potentiel électrostatique, ε est la permittivité et ρ est la densité de charge d'espace.

Les équations de continuité pour les électrons et les trous sont exprimées par [1]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n + g_n - r_n \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p + g_p - r_p \quad (3)$$

où n et p sont les concentrations d'électrons et de trous, j_n et j_p sont les densités de courant d'électrons et de trous, g_n et g_p sont les taux de génération d'électrons et de trous, r_n et r_p sont les taux de recombinaison d'électrons et de trous, q est la charge de l'électron.

Référence

- [1] S. Int, "ATLAS user's manual a 2D numerical device simulator, 2004," 2016.

Résumé :

Le but de cette thèse est élaboration et caractérisations des structures Schottky à base de matériau III-V (GaAs) nitrurés. Différentes méthodes de nettoyage du substrat GaAs et différents sources de nitruration sont utilisées, la source à décharge Glow Discharge Cell (GDS) et la source de type Electron Cyclotron Resonance (ECR). Les structures élaborées ont été testées par des caractérisations électriques (mesures courant-tension pour différentes températures, capacité-tension et conductance-tension pour différentes fréquences) et par des caractérisations optiques (spectroscopie de photoluminescence sous différentes températures). Les mesures électriques ont permis de déterminer le comportement électrique et les paramètres électroniques tels que le facteur d'idéalité n , le courant de saturation I_s , la hauteur de barrière ϕ_b , la résistance série R_s ... Les mesures optiques de photoluminescence ont permis de déterminer la qualité optique et les types de transitions radiatives intrinsèques et extrinsèques (impureté) de nos structures.

En fin, des simulations numériques par logiciel Silvaco-Atlas ont été réalisées et validé par des résultats expérimentaux.

Mots clés : élaboration ; caractérisations ; GaAs ; Nitruration ; contacts Schottky, Silvaco-Atlas ;

Abstract:

The aim of this thesis is the elaboration and characterization of Schottky structures based on III-V semiconductors (GaAs) nitrided. Different methods of cleaning for the GaAs substrates and different sources of nitridation are used, the Glow Discharge Cell (GDS) source and the Electron Cyclotron Resonance (ECR) source. The structures developed were tested by electrical characterizations (current-voltage measurements for different temperatures, capacitance-voltage and conductance-voltage for different frequencies) and by optical characterizations (photoluminescence spectroscopy at different temperatures). The electrical measurements led to show the electrical behavior and extract the electronic parameters such as the ideality factor n , the saturation current I_s , the barrier height ϕ_b , the series resistance R_s ... The optical photoluminescence measurements led to determine the optical quality and types of intrinsic and extrinsic (impurity) transitions of our structures.

Finally, numerical simulations by Silvaco-Atlas software were carried out and validated by experimental results.

Keywords: elaboration; characterizations; GaAs; Nitriding; Schottky contacts, Silvaco-Atlas;

نبذة مختصرة:

الهدف من هذه الأطروحة هو صناعة وتوصيف هياكل شوتكي القائمة على أشباه الموصلات من الصنف III-V مثل (GaAs). يتم استخدام طرق مختلفة لتنظيف ركائز GaAs ومصادر مختلفة للنتريد، مصدر خلية تفرغ التوهج (GDS) ومصدر الرنين الإلكتروني سيكلوترون (ECR). تم اختبار الهياكل التي تم تطويرها من خلال التوصيفات الكهربائية (قياسات الجهد الكهربائي لدرجات الحرارة المختلفة، قياسات السعة والناقلية للترددات المختلفة) ومن خلال التوصيفات الضوئية (مطيافية اللعان الضوئي عند درجات حرارة مختلفة). أدت القياسات الكهربائية إلى إظهار السلوك الكهربائي واستخراج المعلمات الإلكترونية مثل عامل المثالية η ، تيار التشبع I_s ، ارتفاع الحاجز Φ_b ، المقاومة R_s . أدت قياسات الضوئية إلى تحديد الجودة الضوئية وأنواع الانبعاثات الضوئية. وأخيراً، تم تنفيذ عمليات المحاكاة الرقمية بواسطة برنامج سيلفاكو-أطلس والتحقق منها من خلال النتائج التجريبية.

الكلمات الرئيسية: الصناعة؛ التوصيفات؛ GaAs ; GaN ; اتصالات شوتكي ، سيلفاكو-أطلس ;