



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE 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 : Mr. BAGHDAD BEY Abdelkader

Pour l'obtention de DOCTORAT EN SCIENCES

Option : Microélectronique

Thème

Etude de l'impact des états d'interface sur les propriétés électriques des hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V nitrurés.

Soutenue publiquement le / / 2022 devant les membres du jury :

Pr. ABID Hamza	Professeur	UDL-SBA	Président
Dr. TALBI Abbassia	Maître de Conférences-A	UDL-SBA	Directrice de thèse
Pr. MERABET Boualem	Professeur	U.M.S-Mascara	Examineur
Pr. SAHNOUN Mohammed	Professeur	U.M.S-Mascara	Examineur
Pr. AKKAL Boudali	Professeur	UDL-SBA	Invité

Année universitaire 2021-2022

Dédicaces

Ce travail est dédié

Au défunt papa

A Ma chère maman

A Ma chère femme

A Mes enfants adorables,

Mes frères et Mes sœurs,

Tous mes collègues, et

Tous ceux qui me sont proches

Remerciements

Ce travail de thèse de doctorat en sciences a été réalisé au sein du laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de l'Université de Djillali Liabes, Faculté de Génie Electrique, Sidi Bel-Abbes.

Je tiens à remercier en tout premier lieu ALLAH le Tout Puissant, de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience pour mener à terme ce présent travail.

Je tiens à remercier Dr. TALBI Abbassia, Maitre de conférences-A à l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, pour avoir accepté de diriger cette thèse. Elle m'a fait bénéficier de son expérience et de sa rigueur scientifique. Elle m'a apporté une aide considérable tout au long de ce travail, je la remercie pour ses conseils et ses encouragements.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements au Pr. H. ABID, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements au Pr. B. MERABET, Professeur à l'université Mustapha STAMBOULI de Mascara, qui a manifesté l'amabilité d'examiner ce travail.

J'exprime ma reconnaissance au Pr. M. SAHNOUN, Professeur à l'université Mustapha STAMBOULI de Mascara, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur B. AKKAL, Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès d'avoir accepté d'être membre invité du jury. Aussi, je tiens à lui présenter mes remerciements les plus élogieux de m'avoir honoré par sa présence au jury autant qu'invitée.

Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude au Pr. Z. BENAMARA, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes et directrice du laboratoire AMEL, de m'avoir accueilli dans son Laboratoire de recherche. Mes remerciements s'adressent également aux membres de l'équipe « surface et interface » de l'institut Pascal-Université Blaise Pascal de Clermont Ferrand-France qui ont mis à

disposition tous les moyens expérimentaux nécessaires à la réalisation et l'analyse spectroscopique des structures d'études InN/InP(100), ainsi qu'aux membres du Laboratoire IMEP-LAHC, Minatec, Grenoble INP, France qui m'ont permis la réalisation des contacts métalliques d'or et les caractérisations électriques en fonction de la fréquence.

Enfin, je tiens à remercier, tous mes amis (es) et mes collègues pour leurs encouragements et leur soutien durant nos années d'étude.

Sommaire

SOMMAIRE

Introduction Générale	2
-----------------------	---

CHAPITRE I

Rappels théoriques sur le contact métal-semiconducteur

I.1 Introduction	6
I.2 Modèle général d'un contact métal-semiconducteur	6
I.2.1 Diagramme énergétique du modèle généralisé	6
I.3 Zone de charge d'espace	9
I.4 Mécanismes de conduction dans un contact métal-semiconducteur	14
I.4.1 Emission par dessus la barrière	15
I.4.1.a Théorie de l'émission thermoïonique	16
I.4.1.b Courant d'émission thermoionique assistée par effet de champ	18
I.4.1.c Théorie de la diffusion	20
I.4.1.d Théorie d'émission thermoionique-diffusion	21
I.5 Conduction dans le modèle généralisé	24
I.6 Caractéristique inverse	25
I.7 Admittance d'une diode Schottky	25
I.8 Conclusion	29
<i>Références bibliographiques</i>	30

CHAPITRE II

Dispositif expérimental et techniques d'analyse de surface

II.1 Introduction	32
II.2 Dispositif expérimental	32
II.2.1 Les bâtis ultravide	32
II.2.1.a Obtention et contrôle du vide	32

II.2.1.b <i>Le système de pompage</i>	33
II.2.1.b.1 <i>Le pompage primaire</i>	33
II.2.1.b.2 <i>Le pompage secondaire</i>	33
II.2.1.b.3 <i>Le pompage ionique</i>	34
II.2.1.c <i>Contrôle du vide</i>	34
II.2.1.c.1 <i>Vide primaire</i>	34
II.2.1.c.2 <i>Vide secondaire et ultravide</i>	34
II.2.1.d <i>Les différents éléments des bâtis ultravide</i>	35
II.2.1.d.1 <i>Les canons à ions</i>	36
II.2.1.d.2 <i>Les canons à électrons</i>	37
II.2.1.d.3 <i>Le porte échantillon</i>	37
a) <i>Le premier bâti</i>	37
b) <i>Le deuxième bâti</i>	38
II.2.1.d.4 <i>Description de la source à rayons X</i>	39
II.2.1.e <i>La source de type plasma à décharge</i>	42
II.2.1.f <i>Les systèmes d'analyses</i>	43
II.2.1.f.1 <i>L'analyseur hémisphérique (HSA)</i>	43
II.2.1.f.2 <i>Description de l'analyseur</i>	43
II.2.1.f.3 <i>Le détecteur d'électrons (channeltron)</i>	44
II.2.1.f.4 <i>L'analyseur à champ retardateur (RFA)</i>	45
II.3 <i>Les techniques d'analyse de surface</i>	48
II.3.1 <i>Les spectroscopies électroniques</i>	48
II.3.1.a <i>La spectroscopie Auger (AES)</i>	48
II.3.1.a.1 <i>Energies des électrons Auger</i>	49
II.3.1.b <i>La spectroscopies de photoélectrons X</i>	50
II.3.1.b.1 <i>L'énergie cinétique des photoélectrons émis</i>	51
II.3.1.b.2 <i>Le libre parcours moyen inélastique</i>	52
II.4 <i>Dépôt du métal par évaporation</i>	54
II.4.1 <i>Description générale de L'AUTO 306</i>	55
II.4.1.a <i>Caractéristiques principales</i>	55
II.4.1.b <i>Principe de fonctionnement</i>	55

II.5 Description des bancs de caractérisations électriques	56
II.5.1 Analyseur de paramètres pour les I-V : Semiconductor Parameter Analyzer HP 4156A	57
II.5.2 Banc sous pointes	58
II.5.3 Description du banc de mesures C (V) et G (V)	58
II.6 Conclusion	59
<i>Références bibliographiques</i>	60

CHAPITRE III

Nitruration des Substrats InP(100) – Analyses de surface et de l’interface InN/InP (100)

III.1 Introduction	63
III.2 Etude par spectroscopies électroniques de la composition superficielle des substrats InP (100) nettoyés.	64
III.2.1 Nettoyage des substrats d’InP(100)	64
<i>III.2.1.a Nettoyage chimique</i>	64
<i>III.2.1.b Nettoyage ionique : suivi du bombardement par spectroscopie XPS</i>	65
<i>III.2.1.c Effet du nettoyage sur le substrat</i>	66
<i>III.2.1.d Le modèle théorique</i>	67
III.2.2 Etude par spectroscopie de photoélectrons X de la composition surfacique des substrats InP(100) nettoyés	70
<i>III.2.2.a Etude de l’évolution du niveau de cœur In_{4d}</i>	70
<i>III.2.2.b Etude de l’évolution du niveau de cœur P_{2p}</i>	72
III.2.3 Etude par spectroscopie AES de la composition surfacique des substrats d’InP(100) après nettoyage ionique	73
<i>III.2.3.a Transition P_{LMM} de la surface du substrat InP (100) après nettoyage ionique</i>	73
III.3 Etude de la nitruration des substrats d’InP (100)	75
III.3.1 Processus de nitruration d’une surface d’InP(100)	75

III.3.2 Suivi par spectroscopie Auger de la nitruration des substrats InP(100) nettoyés	76
<i>III.3.2.a Transition P_{LMM}</i>	76
<i>III.3.2.b Transition In_{MNN} et N_{KLL}</i>	78
III.3.3 Suivi par spectroscopie de photoélectrons X de la nitruration des substrats InP(100)	80
<i>III.3.3.a Evolution du niveau de cœur In_{4d}</i>	81
<i>III.3.3.b Evolution du niveau de cœur P_{2p}</i>	82
<i>III.3.3.c Evolution du niveau de cœur N_{1s}</i>	83
<i>III.3.3.d Modèle théorique après nitruration</i>	83
III.4 Conclusion	89
<i>Références bibliographiques</i>	90

CHAPITRE IV

Etude des structures Au/InN/InP(100) - Caractérisations électriques & Interprétations

IV.I Introduction	93
IV.2 Présentation des échantillons d'étude	93
IV.3 Caractérisations électriques des structures Au/InN/InP(100)	95
IV.3.1 Caractéristiques Courant-Tension	95
IV.3.1.a Détermination des paramètres à partir de la caractéristique I-V	96
IV.3.1.b Détermination des valeurs des résistances R_s et R_{sh} des structures étudiées	100
IV.3.2 Caractéristique Capacité-Tension en haute fréquence	102
IV.3.2.a Détermination des paramètres à partir de la caractéristique C-V	103
IV.3.3 Caractéristique $G - V$ en haute fréquence	105
IV.3.3.a Distribution des états d'interface dans la bande interdite	108
IV.3.3.b Profil de dopage dans la zone de charge d'espace	109

IV.3.3.c Variation du facteur d'idéalité en fonction de la tension de polarisation	111
IV.3.4 Influence des états d'interface sur les propriétés électriques de la structure Au/InN/InP(100)	113
IV.4 Caractérisations électriques pour différentes fréquences	115
IV.4.1 Caractéristique $C - V$ en fonction de la fréquence	115
IV.4.2 Caractéristique $G - V$ en fonction de la fréquence	118
IV.4.2.a <i>La résistance série de la structure Au/InN/InP(100) pour différentes fréquences</i>	120
IV.4.2.b <i>Distribution des états d'interfaces de la structure Au/InN/InP(100) avec la méthode haute-basse fréquences</i>	122
IV.5 Conclusion	124
<i>Références bibliographiques</i>	127
Conclusion Générale	130

ANNEXES

Annexe	134
--------	-----

Introduction

Générale

Introduction générale

La seconde moitié des années 90 a connu une expansion explosive de la recherche sur les semiconducteurs contenant de l'azote et s'est poursuivie sans relâche jusqu'à présent.

La croissance importante du marché mondial des semiconducteurs est liée au fait que ces matériaux sont à l'origine de la révolution technologique de ces quarante dernières années dans le domaine de l'électronique. Le marché des semiconducteurs couvre des domaines industriels très divers tels que l'informatique, l'automobile, les applications spatiales et militaires, sans oublier bien entendu son rôle prépondérant dans les télécommunications.

Les matériaux nitrurés d'éléments III: GaN, AlN, InN, BN et leurs alliages sont présentés comme des semiconducteurs intéressants pour le développement de dispositifs électroniques et optoélectroniques, leurs potentialités d'application en microélectronique, dans la fabrication de composants de puissance à haute fréquence. L'arrivée de ces matériaux à large bande interdite sur le marché des semiconducteurs, constitue une avancée sérieuse pour l'électronique de puissance. La recherche sur ces matériaux a été déclenchée en observant particulièrement certaines de leurs caractéristiques: leur large bande interdite directe, leur haute conductivité thermique, le champ de claquage élevé, leur grande stabilité mécanique et leur résistance aux radiations.

Durant ces dernières années, le développement des composées III-V (InN, GaN, GaAs, AlN et BN) a été spectaculaire. Ces composés présentent des performances bien supérieures à celles des semiconducteurs classiques comme le silicium. Ce sont des matériaux de choix pour toutes les applications microélectroniques et optoélectroniques.

L'InN fait partie des nouveaux matériaux III-V actuellement étudiés. Il présente des performances intéressantes, en particulier au niveau de l'optoélectronique pour la conception des diodes électroluminescentes et de lasers à semiconducteurs.

La croissance de l'InN a longtemps été contrariée pour plusieurs raisons, telles que sa faible température de dissociation, sa vitesse de croissance lente, le manque de substrats adaptés en paramètre de maille ou possédant des coefficients thermiques proches des nitrures.

Ainsi, on annonçait initialement un gap aux environs de 1.9 eV, récemment revu aux environs de 0.7 eV, mais déjà apparaît une valeur de 1.2 eV. Tout le monde s'accorde cependant sur un point, la photoluminescence pour ce matériau se situe aux alentours de 0.8 eV. Il existe une seule certitude : un gap se situant entre 0.7 eV et 1.2 eV est très intéressant sur le plan des applications futures

Le domaine spectral compris entre 0.7 eV et 1.2 eV couvre le domaine des télécommunications par fibre optique. Toutes les applications se situant dans le domaine de la détection et de l'émission infrarouge sont également envisageables dans la mesure où les précurseurs permettant la synthèse du nitrure d'indium sont peu toxiques, ce qui s'inscrit parfaitement dans le cadre d'une politique de développement durable. Enfin, ce matériau est un bon candidat pour développement de cellules solaires. L'InN présente aussi des propriétés électroniques extrêmement prometteuses qui ouvrent le champ vers des applications hyperfréquence, qui peuvent aller jusqu'à des Téra Hertz.

Cette thèse porte sur l'étude des propriétés physicochimiques et électriques des nanostructures à base de semiconducteurs III-V nitrurés et particulièrement l'InN/InP(100), réalisées dans des bâtis ultravide, disponibles au niveau de l'équipe « surface et interface » de l'institut Pascal-Université Blaise Pascal de Clermont Ferrand-France, afin d'avoir des couches de nitrures de bonnes qualités. La nitruration se fait par évaporation d'un flux de plasma d'azote au moyen d'une cellule d'évaporation de type plasma à décharge sur un substrat InP(100) nettoyé ioniquement. Un suivi du processus est effectué par des analyses spectroscopiques de type XPS et Auger. Dans notre étude on s'intéresse à l'interface réalisée entre le substrat III-V et les couches de nitrure, et son impact sur les performances électriques des nanostructures réalisées. Pour réaliser le contact métallique nécessaire dans les caractérisations électriques, nous avons opté pour un contact permanent d'or (Au) qui est un très bon conducteur, dont le travail de sortie offre la possibilité de réaliser de diode Schottky de très bonnes qualités d'après les travaux antérieurs. Il permet d'obtenir une très bonne qualité d'interface avec la couche de nitrure. La métallisation a été faite au laboratoire *IMEP-LAHC, Minatec, Grenoble INP, France*.

Cette thèse est organisée en quatre chapitres distincts. Dans le premier chapitre sont présentés des rappels théoriques et des généralités sur les structures métal/semiconducteur ainsi que les différents phénomènes de transport de porteurs de charges existants au niveau de l'interface

Le deuxième chapitre est consacré à la description des différents moyens et techniques expérimentaux utilisés, à savoir les bâtis ultravide et leurs constituants, pour l'élaboration des couches de nitrures et la source de rayons X et le canon à électrons pour les analyses spectroscopiques de surface et d'interface.

Le troisième chapitre concerne l'étude des différentes étapes nécessaires pour la nitruration de surfaces des substrats InP (100) sous ultravide. Les résultats des analyses spectroscopiques XPS et Auger des structures étudiées sont ainsi représentés, ils nous renseignent sur les différents éléments chimiques présents en surface et à l'interface couche de nitrure/substrat. Une décomposition des spectres obtenus au moyen de logiciels XPS peakfit et KaleidaGraph nous donne des informations qualitative et quantitative sur les structures étudiées à savoir les épaisseurs de couches de nitrure obtenues et les différentes liaisons formées lors du processus de nitruration. Des modèles théoriques couche atomique par couche atomique adoptés pour nos structures ont été comparés aux résultats expérimentaux pour aboutir aux nombre de monocouches de nitrures d'indium réalisées et aux différentes liaisons présentes en surface et à l'interface des nanostructures réalisées.

Le quatrième chapitre regroupe les différents résultats de caractérisations électriques effectuées sur les structures Au/InN/InP(100). Des caractérisations de type courant-tension, capacité-tension et conductance-tension en fonction de la fréquence nous ont offert la possibilité de remonter aux paramètres électriques des structures d'études et particulièrement la densité et la distribution des états pièges au niveau de l'interface couche de nitrure/substrat. Une interprétation, suivie d'une corrélation des résultats électriques avec l'étude spectroscopique nous ont permis d'analyser et de conclure sur l'impact de la présence d'une densité d'états pièges à l'interface sur les comportements des structures étudiées.

A la fin, une conclusion générale synthétise les différents résultats obtenus, dans ce travail de thèse de doctorat sur l'étude de l'impact des états pièges à l'interface sur la qualité des nanostructures nitrurés.

Chapitre I

Rappels théoriques sur le contact métal-semiconducteur.

I.1 Introduction

Dans ce chapitre, dans la première partie, nous analyserons un modèle général d'un contact métal-semiconducteur. Nous décrirons, dans chacun des cas, l'ensemble des mécanismes de transport de charges à travers la barrière métal-semiconducteur et le comportement de la hauteur de la barrière de potentiel dans les différents cas.

Dans la deuxième partie, nous analyserons un modèle général d'un contact semiconducteur-semiconducteur.

I.2 Modèle général d'un contact métal-semiconducteur

Une diode Schottky est obtenue par la mise en contact d'un métal et d'un semiconducteur. Au moment du contact, une barrière est formée à l'interface métal semiconducteur (voir figure [I-1]).

Nous appelons modèle général de contact métal-semiconducteur, un contact doté d'une densité d'état de surface dans le semiconducteur et éventuellement d'une couche d'interface [1]. Nous entendons par couche d'interface la présence d'une couche d'oxyde ou d'impuretés qui peuvent se déposer à l'interface lors de l'élaboration des contacts [2, 3].

I.2.1 Diagramme énergétique du modèle généralisé

Le diagramme énergétique d'une structure métal-semiconducteur non polarisée ($V=0$) avec un semiconducteur de substrat de type n est représenté par la figure [I-1].

Pour établir l'expression donnant la hauteur de barrière ϕ_{Bn} , il faut adopter que l'épaisseur de la couche d'interface δ de très faible dimension et transparente aux électrons.

En fait, le concept de base de ce modèle introduit l'existence d'un dipôle dû aux états de surface. Ainsi, on définit $q\phi_0$ l'énergie qui correspond à ces états de surface distribués de façon continue dans la bande interdite.

L'expression de la densité de charges correspondantes Q_{ss} à l'équilibre thermodynamique est donnée par [4] :

$$Q_{ss}(0) = -qN_{ss} (E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad [I-1]$$

où N_{ss} , E_g et $\Delta\phi$ sont respectivement la densité d'état d'interface, l'énergie de la bande interdite et l'abaissement de la barrière par l'effet Schottky. La quantité ϕ_{Bn} est la hauteur de barrière.

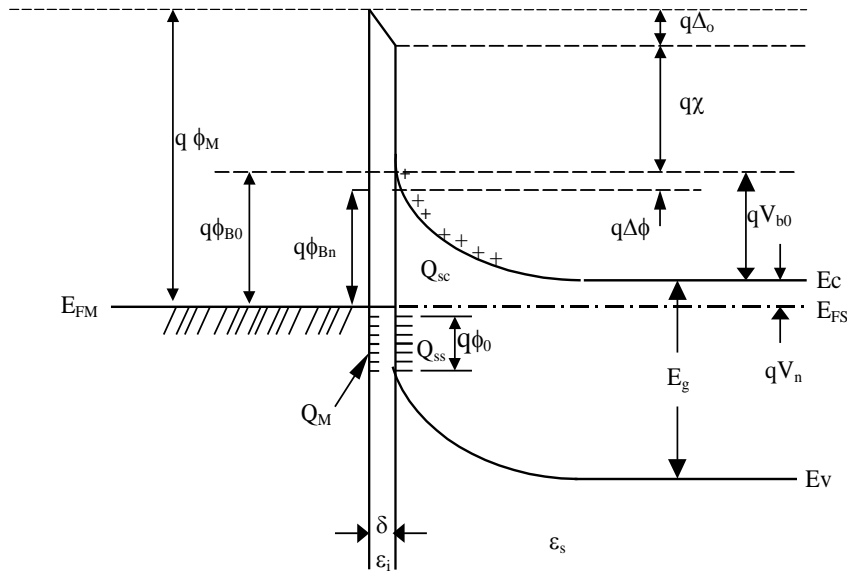


Figure I-1: Diagramme énergétique du modèle généralisé d'un contact métal-semiconducteur (n) à l'équilibre thermodynamique

La densité de charge d'espace positive Q_{ss} localisée dans la zone de déplétion du semiconducteur à l'équilibre thermodynamique est exprimée par :

$$Q_{sc}(0) = \left[2q\epsilon_s N_d \left(\phi_{Bn} - V_n + \Delta\phi - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad [I-2]$$

où ϵ_s , N_d sont respectivement la permittivité et le dopage du semiconducteur et V_n représente la différence de potentiel entre la bande de conduction E_C et le niveau de Fermi E_{FS} du semiconducteur.

A cause de la neutralité électrique et en l'absence de charge d'espace dans la couche interfaciale, il se développe sur la surface du métal une charge négative de densité Q_m donnée par :

$$\mathbf{Q}_m(0) = -[\mathbf{Q}_{sc}(0) + \mathbf{Q}_{ss}(0)] \quad [\text{I-3}]$$

Soit Δ_0 le potentiel existant dans l'interface d'épaisseur δ à l'équilibre thermodynamique, en appliquant la loi de Gauss à la charge Q_m , il vient :

$$\Delta_0 = -\delta \frac{\mathbf{Q}_m(0)}{\epsilon_i} \quad [\text{I-4}]$$

où ϵ_i est la permittivité diélectrique de la couche d'interface.

Nous pouvons également, d'après le diagramme de bandes d'énergie de la figure [I-1], écrire :

$$\Delta_0 = \phi_m - (\chi + \phi_{Bn} + \Delta\phi) \quad [\text{I-5}]$$

où χ représente l'affinité électronique du semiconducteur et ϕ_m le travail de sortie du métal.

En éliminant Δ_0 des équations [I-4] et [I-5] et en remplaçant Q_m par son expression donnée par l'équation [I-3], nous trouvons :

$$\phi_m - \chi - \phi_{Bn} + \Delta\phi = \left[\frac{2q\epsilon_s N_d \delta^2}{\epsilon_i^2} \left(\phi_{Bn} + \Delta\phi - V_n - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{qN_{ss}\delta}{\epsilon_i} (E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad [\text{I-6}]$$

Si on adopte que la couche d'interface δ est suffisamment fine et le dopage du semiconducteur est inférieur 10^{18} cm^{-3} ($N_d < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ainsi que la permittivité du semiconducteur ($\epsilon_s \approx 10\epsilon_i$), on peut exprimer la hauteur de barrière en présence d'état d'interface comme suit [3] :

$$\phi_{Bn} = \beta(\phi_m - \chi) + (1 - \beta) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - \Delta\phi \quad [\text{I-7}]$$

avec

$$\beta = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss}} \quad [I-8]$$

Nous faisons remarquer que si la densité d'état de surface est infiniment grande, le facteur β tend vers zéro ($\beta \rightarrow 0$). Nous retrouvons alors la valeur limite de la hauteur de barrière. Par contre dans le cas, où il y a absence totale d'états de surface, le facteur β tend vers un ($\beta \rightarrow 1$) et nous nous retrouvons dans le cas d'un contact métal-semiconducteur idéal [5].

I.3 Zone de charge d'espace

L'étude de la zone de charge d'espace d'une diode Schottky revient à retrouver l'expression de la capacité en fonction de la tension de polarisation en présence et en absence de la densité d'état de surface. Pour cette étude, nous supposons que le semiconducteur est homogène avec une densité de donneurs N_d . D'autre part, nous ferons les hypothèses suivantes :

- ⇒ les donneurs sont tous ionisés à la température ambiante ;
- ⇒ la zone de charge d'espace est dépourvue de porteurs libres.

La figure [I-2] représente le diagramme énergétique hors équilibre thermodynamique du contact métal-semiconducteur ($V \neq 0$). On peut écrire les expressions [I-1] et [I-2] sous la forme :

$$Q_{ss}(V) = -qN_{ss}(E_g - qV_n - qV_b - q\phi_0) \quad [I-9]$$

$$Q_{sc}(V) = \left[2q\epsilon_s N_d \left(V_b - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad [I-10]$$

où

$$V_b = V_{bo} - V \quad [I-11]$$

avec V_{b0} , V_b sont respectivement le potentiel de diffusion à l'équilibre et hors l'équilibre thermodynamique.

En se basant sur le diagramme énergétique représenté par la figure [I-2], on peut écrire :

$$\phi_m - \phi_s - V = V_b + \Delta \quad [I-12]$$

où Δ est le potentiel développé à l'interface pour une tension de polarisation V définie par :

$$\Delta = \frac{\delta}{\epsilon_i} [Q_{sc}(V) + Q_{ss}(V)] \quad [I-13]$$

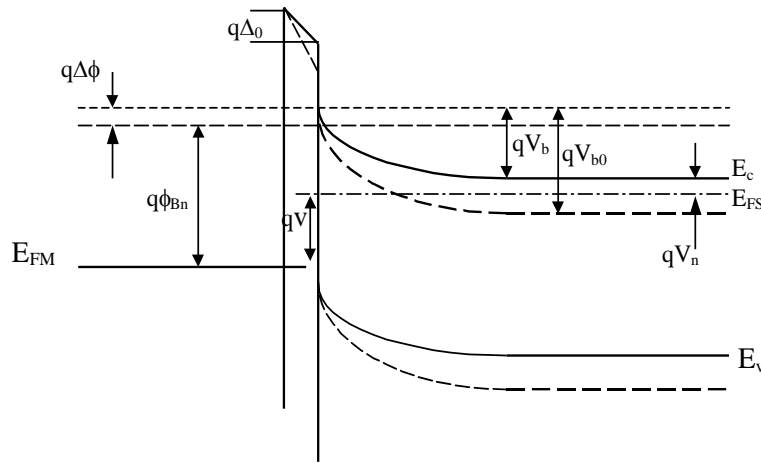


Figure I-2 : Diagramme énergétique du modèle généralisé d'un contact métal-semiconducteur hors équilibre thermodynamique.

En quasi-statique et pour un signal de modulation donné, la tension de polarisation change de V à $V+dV$. En substituant l'équation [I-13] dans la relation [I-12] et par différentiation de l'expression trouvée, on obtient :

$$dV = -dV_b - \frac{\delta}{\epsilon_i} [dQ_{sc}(V) + dQ_{ss}(V)] \quad [I-14]$$

or

$$dQ_{ss}(V) = qN_{ss} dV_b \quad [I-15]$$

et

$$dQ_{sc}(V) = C_{sc} dV_b \quad [I-16]$$

avec

$$C_{sc}(V) = \left(\frac{q\epsilon_s N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_b - \frac{kT}{q} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [I-17]$$

En remplaçant dans l'équation [I-14] les valeurs de dQ_{sc} et dQ_{ss} par les expressions données dans les relations [I-15] et [I-16], on obtient :

$$\frac{dV_b}{dV} = - \frac{1}{(1 + \alpha) + C_{sc}/C_i} \quad [I-18]$$

où C_i est la capacité de la couche d'interface définie par [6] :

$$C_i = \frac{\epsilon_i}{\delta} \quad [I-19]$$

et α est une constante donnée par :

$$\alpha = \frac{qN_{ss}\delta}{\epsilon_i} \quad [I-20]$$

La capacité C de la structure est définie par [7] :

$$\begin{aligned} C(V) &= \frac{-dQ_{sc}}{dV} = - \frac{dQ_{sc}}{dV_b} \left(\frac{dV_b}{dV} \right)_{ac} \\ &= C_{sc} \left(\frac{dV_b}{dV} \right)_{ac} \end{aligned} \quad [I-21]$$

Pour les fréquences suffisamment hautes, les états de surface ne suivent pas le signal de modulation (a.c), donc l'équation [I-14] devient :

$$dV = -dV_b - \frac{\delta}{\epsilon_i} C_{sc} dV_b \quad [I-22]$$

En substituant l'équation [I-22] dans [I-16], l'expression de la capacité de la structure est :

$$C = \frac{C_{sc} C_i}{C_{sc} + C_i} \quad [I-23]$$

Pour pouvoir exploiter cette caractéristique, il est préférable de représenter la variation linéaire de la capacité en fonction de la tension appliquée ; c'est pourquoi, nous représentons généralement C^{-2} en fonction de la tension appliquée V :

$$\begin{aligned} \frac{dC^{-2}}{dV} &= \frac{2}{C} \frac{dC_{sc}^{-1}}{dV_b} \left(\frac{dV_b}{dV} \right)_{qs} \\ &= -\frac{2}{q\epsilon_s N_d} \left(\frac{C_{sc} + C_i}{C_{sc} + (1 + \alpha)C_i} \right) \end{aligned} \quad [I-24]$$

Si la couche d'interface δ est très mince, on a $C_i \gg C_{sc}$ donc $C = C_{sc}$. Cependant, l'expression de $dC^{-2}(V)/dV$ s'écrit :

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = -\frac{1}{(1 + \alpha)} \frac{2}{q\epsilon_s N_d} \quad [I-25]$$

Connaissant l'ordre de grandeur de la densité d'état d'interface N_{ss} et l'épaisseur de la couche d'interface, on peut évaluer la concentration des donneurs N_d à partir de la pente de la caractéristique $C^{-2}(V)$.

Le potentiel de diffusion V_{b0} peut être déterminé à partir de la droite d'interpolation de la caractéristique C^{-2} d'où :

$$\begin{aligned} C^{-2} &= \left[\frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_i} \right]^2 \\ &= \left(\frac{2}{q\epsilon_s N_d} \right) \left[\left(V_b - \frac{kT}{q} \right) + \frac{V_1}{4} + V_1^{1/2} \left(V_b - \frac{kT}{q} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad [I-26]$$

avec

$$V_1 = \frac{2q\epsilon_s N_d \delta^2}{\epsilon_i} \quad [I-27]$$

En tenant compte de la relation existant entre V_b et V dans l'équation [I-11], on peut écrire :

$$C^{-2} = \left(\frac{2}{q\epsilon_s N_d} \right) \left[\left(V_{b0} - V - \frac{kT}{q} \right) + \frac{V_1}{4} + V_1^{1/2} \left(V_{b0} - V - \frac{kT}{q} \right)^{1/2} \right] \quad [I-28]$$

L'intersection de la droite d'interpolation avec l'axe des tensions au point V_0 correspond à une capacité nulle ($C^{-2}=0$), donc le deuxième terme de l'équation [I-28] doit être nul, la solution donne :

$$V_0 = V_1^{1/2} \left(V_{b0} - \frac{kT}{q} \right)^{1/2} + (1 + \alpha) \left(V_{b0} - \frac{kT}{q} \right) + (1 - \alpha) \frac{V_1}{4} \quad [I-29]$$

Si le dopage du semiconducteur N_d est faible et l'épaisseur de la couche d'interface δ est fine, on peut simplifier l'expression [I-29] à :

$$V_0 = (1 + \alpha) \left(V_{b0} - \frac{kT}{q} \right) \quad [I-30]$$

Dans le cas, où il y a absence totale des états d'interface N_{ss} , le facteur α tend vers zéro ($\alpha \rightarrow 0$) nous retrouvons l'expression de la pente dC^{-2}/dV d'un contact métal-semiconducteur idéal [8]:

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \left(- \frac{2}{q\epsilon_s N_d} \right) \quad [I-31]$$

et le potentiel de diffusion donné par l'équation [I-30] se simplifie à :

$$V_{b0} = V_0 + \frac{kT}{q} \quad [I-32]$$

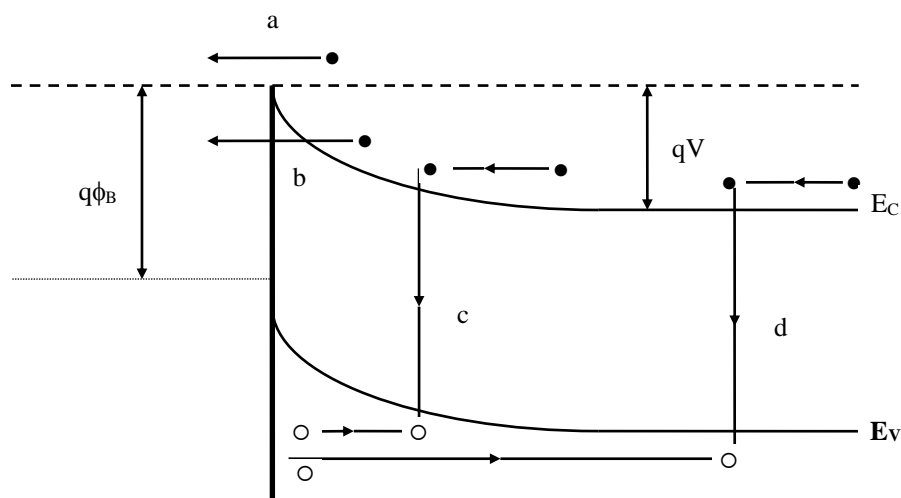
I.4 Mécanismes de conduction dans un contact métal-semiconducteur

Dans ce paragraphe, nous allons exposer les différents mécanismes de conduction du courant dans le contact métal-semiconducteur. Nous donnons l'expression du courant dans le modèle simple pour étudier les différents phénomènes qui interviennent dans cette conduction puis nous passons au modèle général.

Les processus de conduction dans un contact Schottky sont essentiellement dus aux porteurs majoritaires.

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport, et peuvent se manifester simultanément ou séparément.

Les différents mécanismes de transport de charges à travers une barrière Schottky, du semiconducteur vers le métal [3, 9], sont représentés par la figure [I-3].



- a)- électrons émis par dessus la barrière ;
- b)- électrons émis par effet tunnel ;
- c)- courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace ;
- d)- courant de recombinaison dans la région neutre.

Figure I-3 : Mécanismes de transport à travers une barrière Schottky sous polarisation directe.

- a)- Emission d'électrons par dessus la barrière qui comprend d'une part, le modèle de diffusion existant dans des semiconducteurs faiblement dopés et d'autre part, le modèle thermoïonique se manifestant dans une gamme de dopage relativement élevé.
- b)- Emission par effet tunnel se faisant à travers la barrière. Ce phénomène intervient pour des dopages très élevés et dépend de la température ;
- c)- Recombinaison dans la zone de charge d'espace ;
- d)- Recombinaison dans la région neutre appelée encore injection de trous.

Le processus d'émission d'électrons, par dessus la barrière, est le plus important puisqu'il définit le bon fonctionnement du contact métal-semiconducteur. De ce fait, nous nous intéressons, particulièrement, à la présentation des théories dans ce cas d'émission.

I.4.1 Emission par dessus la barrière

Le courant des majoritaires est conditionné par divers phénomènes physiques dans les différentes régions de la structure. En effet, à l'interface, il est conditionné par l'émission thermoïonique pardessus la barrière de potentiel. Dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, il est régi par les phénomènes de diffusion.

Nous considérons successivement chacune de ces régions, dans une structure métal-semiconducteur idéale de type n, avec $\phi_m > \phi_s$ (voir figure I-4).

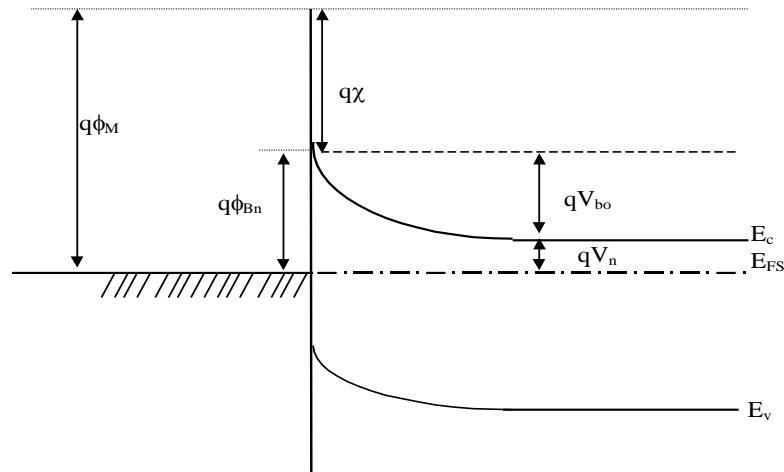


Figure I-4 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur idéal à l'équilibre thermodynamique.

1.4.1.a Théorie de l'émission thermoïonique

La théorie de l'émission thermoïonique a été abordée par de nombreux auteurs [3, 10, 11]. Le courant dû à cet effet provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes :

- les électrons à l'interface du semiconducteur sont en équilibre thermique avec ceux du volume ;
- le flux du courant n'affecte pas l'équilibre ;
- la hauteur de barrière est très supérieure au terme (kT/q) .

Dans ce cas, la densité de courant du semiconducteur vers le métal est alors déduite de la concentration des électrons avec une énergie suffisante afin de surmonter la barrière de potentiel:

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_{FS} + q\phi_{Bn}}^{\infty} qv_x dn \quad [I-33]$$

où $E_{FS} + q\phi_{Bn}$ est l'énergie minimale requise et v_x la vitesse des porteurs dans la direction du transport.

La densité d'électrons possédant une énergie comprise entre E et E+dE est donnée par :

$$dn = N(E)F(E)dE \quad [I-34]$$

où N(E) et F(E) sont respectivement la densité d'états et la fonction de distribution; ces grandeurs sont exprimées par :

$$N(E) = \frac{4\pi(2m^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (E - E_c)^{1/2} \quad [I-35]$$

$$F(E) = \exp\left[\frac{-(E - E_c + qV_n)}{kT}\right] \quad [I-36]$$

En admettant que toute l'énergie des électrons, dans la bande de conduction, est cinétique, nous écrivons alors :

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 \quad [I-37]$$

et par suite :

$$dn = 2\left(\frac{m^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-qV_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m^* v_{ox}^2}{2kT}\right) 4\pi v_{ox}^2 dv_{ox} \quad [I-38]$$

d'où :

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4qm^*k^2\pi}{h^3}\right) T^2 \exp\left(\frac{-qV_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m^* v_{ox}^2}{2kT}\right) \quad [I-39]$$

M^* est la masse effective d'électron et v_{ox} est la vitesse minimale requise dans la direction x; donc :

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(V_{b0} - V) \quad [I-40]$$

En remplaçant v_{ox} par son expression dans celle de $J_{s \rightarrow m}$, nous trouvons :

$$\mathbf{J}_{s \rightarrow m} = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \mathbf{e}^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \mathbf{e}^{\frac{qV}{kT}} \quad [\text{I-41}]$$

\mathbf{A}^* étant la constante de Richardson et est donnée par l'expression :

$$\mathbf{A}^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad [\text{I-42}]$$

Puisque la barrière, pour les électrons se déplaçant du métal vers le semiconducteur, ne varie pas sous l'effet de la polarisation, le courant dû à ces électrons ne varie pas et est égal à $\mathbf{J}_{s \rightarrow m}$ pour une polarisation nulle :

$$\mathbf{J}_{m \rightarrow s} = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \mathbf{e}^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \quad [\text{I-43}]$$

La densité de courant totale, dans la structure, est par conséquent :

$$\mathbf{J}_T = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \mathbf{e}^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \left(\mathbf{e}^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = \mathbf{J}_{ST} \left(\mathbf{e}^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad [\text{I-44}]$$

où \mathbf{J}_{ST} est le courant de saturation retrouvé par le modèle d'émission thermoionique; ce courant a pour expression :

$$\mathbf{J}_{ST} = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \mathbf{e}^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \quad [\text{I-45}]$$

1.4.1.b Courant d'émission thermoionique assistée par effet de champ

Si le transport du courant est contrôlé par l'émission thermoionique d'électrons assistés par effet de champ, la relation de la densité de courant $\mathbf{J}_{TC}(V)$ est exprimée par [12, 13] :

$$\mathbf{J}_{TC} = \mathbf{J}_s \mathbf{e}^{\frac{qV}{E_0}} \quad [\text{I-46}]$$

avec

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_{00} \coth\left(\frac{q\mathbf{E}_{00}}{kT}\right) \quad [I-47]$$

E_{00} , E_0 représentent les énergies caractéristiques du semiconducteur relatives à la probabilité de transmission par effet tunnel, avec :

$$\mathbf{E}_{00} = \frac{\mathbf{h}}{4\pi} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}} \quad [I-48]$$

où le facteur d'idéalité n est relié à l'énergie E_0 par la relation :

$$n = \frac{q\mathbf{E}_0}{kT} \quad [I-49]$$

La densité du courant de saturation J_s par le mécanisme d'émission thermoïonique d'électrons assisté par effet de champ est fonction de la température, de la hauteur de barrière et autre paramètres du semiconducteur. Ce mécanisme est limité par les valeurs de la température T qui vérifie :

$$kT > \frac{2q\mathbf{E}_0}{\mathbf{Ln}[4(\phi_{Bn} - V) / V_n]} \quad [I-50]$$

et

$$\frac{\cosh^2(q\mathbf{E}_{00}/kT)}{\sinh^3(q\mathbf{E}_{00}/kT)} < \frac{2(\phi_{Bn} + V_n - V)}{3\mathbf{E}_{00}} \quad [I-51]$$

donc la densité du courant de saturation J_s est exprimée par :

$$\mathbf{J}_s = q\mathbf{A}^*T \frac{[\pi\mathbf{E}_{00}(\phi_{B0} - V - V_n)]^{1/2}}{k\cosh(q\mathbf{E}_{00}/kT)} \exp\left[-\frac{qV_n}{kT} - \frac{q(\phi_{B0} + V_n)}{\mathbf{E}_0}\right] \quad [I-52]$$

Les équations [I-50] et [I-51] permettent de déterminer la gamme de température pour laquelle le transport du courant peut être expliqué par le mécanisme d'émission thermoïonique assisté par effet de champ.

En haute température, dans le cas où $qE_0 \ll kT$, l'équation [I-47] se réduit à $E_0 = kT/q$. La pente $1/E_0$ de la caractéristique $\ln(J_{TC}) = f(V)$ dépend directement de la température. Ce cas correspond de l'émission thermoïonique.

En basse température, le paramètre E_0 est presque constant puisque le terme E_{00} est très supérieur à kT . Par conséquent, la pente de la caractéristique $\ln(J_{TC}) = f(V)$ est constante et est indépendante de la température. Le mécanisme dominant est donc l'émission par effet de champ [14].

1.4.1.c Théorie de la diffusion

Dans ce cas, nous considérons les effets des collisions des électrons à l'intérieur de la zone de charge d'espace [15, 3]. La densité de courant des électrons à travers la zone de déplétion est donnée par la somme de la composante de courant de conduction et celle du courant de diffusion, en tenant compte des hypothèses suivantes :

- Le libre parcours moyen des électrons est petit devant la largeur w de la zone de charge d'espace ;
- La hauteur de barrière est très supérieure au terme (kT/q) ;
- La concentration des porteurs aux points $x=0$ et $x= w$ est indépendante du flux du courant et est identique à celle de l'équilibre.

Le courant dans la zone de charge d'espace dépend du gradient de concentration $\partial n/\partial x$ et du champ électrique ξ ; par conséquent, il s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}) = \left[\mathbf{n}(\mathbf{x})\mu_n \xi + \mathbf{D}_n \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial \mathbf{x}} \right] = q\mathbf{D}_n \left[-\frac{q\mathbf{n}(\mathbf{x})}{kT} \frac{\partial V(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial \mathbf{x}} \right] \quad [\text{I-53}]$$

où: D_n est la constante de diffusion des électrons dans le semiconducteur définie par :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad [\text{I-54}]$$

En multipliant l'expression précédente par $e^{-qV(x)/kT}$ et en intégrant entre 0 et w , nous avons:

$$\mathbf{J} \int_0^w \mathbf{e}^{-\frac{qV(x)}{kT}} dx = q\mathbf{D}_n \left[\mathbf{n}(x) \mathbf{e}^{-\frac{qV(x)}{kT}} \right]_0^w \quad [\text{I-55}]$$

En utilisant les conditions aux limites suivantes :

- Pour

$$\begin{cases} V(0) = -\phi_{Bn} \\ \mathbf{n}(0) = N_c \mathbf{e}^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} \end{cases} \quad [\text{I-56}]$$

- Pour

$$\begin{cases} V(w) = -(V_n - V) \\ \mathbf{n}(w) = N_c \mathbf{e}^{-\frac{qV_n}{kT}} \end{cases} \quad [\text{I-57}]$$

En substituant les équations [I-56] et [I-57] dans la relation [I-55], on obtient :

$$\mathbf{J}_D = \mathbf{J}_{SD} \left(\mathbf{e}^{-\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad [\text{I-58}]$$

\mathbf{J}_{SD} étant la densité de courant de saturation de la structure retrouvée par le modèle de diffusion et exprimée par :

$$\mathbf{J}_{SD} = \frac{q^2 \mathbf{D}_n N_c}{kT} \left[\frac{2qN_d (V_{b0} - V)}{\epsilon_s} \right]^{\frac{1}{2}} \mathbf{e}^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} \quad [\text{I-59}]$$

1.4.1.d Théorie d'émission thermoionique-diffusion

Des nombreux auteurs ont étudié les phénomènes de diffusion et de l'émission thermoionique [3, 15].

Dans les deux modèles, les expressions du courant sont proportionnelles à $(e^{qV/kT} - 1)$, la seule variation entre les deux modèles réside dans les expressions du courant de saturation \mathbf{J}_{ST} et \mathbf{J}_{SD} .

La figure [I-5] présente le diagramme énergétique hors équilibre d'une diode Schottky.

L'expression de la densité de courant dans la zone de déplétion est définie par :

$$\mathbf{J}_n = -q\mu_n n(x) \frac{d\phi(x)}{dx} \quad [I-60]$$

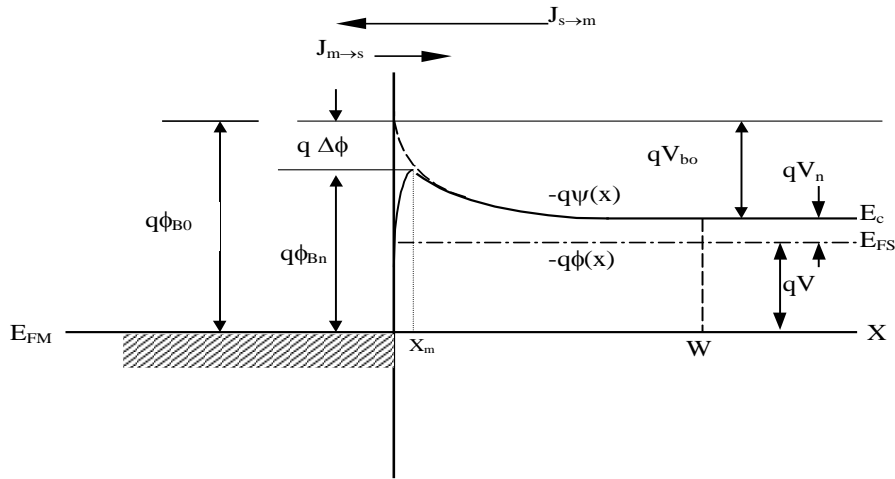


Figure I-5 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur idéal.

où μ_n , $\psi(x)$ sont respectivement la mobilité d'électrons et le potentiel électrostatique du semiconducteur et $n(x)$ est la densité d'électrons hors équilibre exprimée par :

$$n(x) = N_c \exp\left[-\frac{q(\phi(x) - \psi(x))}{kT}\right] \quad [I-61]$$

En remplaçant $n(x)$ par son expression donnée par l'équation [I-61] et en intégrant entre x_m et w avec $\phi(w) = -V$, on obtient :

$$e^{-\frac{q\phi(w)}{kT}} - \frac{J_n}{kTN_c\mu_n} \int_{x_m}^w e^{-\frac{q\psi(x)}{kT}} dx = e^{-\frac{q\phi(x_m)}{kT}} \quad [I-62]$$

La seconde région est située entre le métal et la valeur $x = x_m$, la densité de courant dans cette région est fonction de la vitesse de recombinaison V_{Rn} .

$$\mathbf{J}_n = qV_{Rn} [n(x_m) - n_0(x_m)] \quad [I-63]$$

avec

$$V_{Rn} = \frac{A^* T^2}{q N_c} \quad [I-64]$$

N_c est la densité d'état effective des électrons et V_{Rn} la vitesse de recombinaison.

$n_0(x_m)$, $n(x_m)$ sont respectivement la densité des électrons au point $x = x_m$ avant et après le contact :

$$n_0(x_m) = N_c e^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \quad [I-65]$$

$$n(x_m) = N_c \exp\left[-\frac{q(\phi(x_m) + \phi_{Bn})}{kT}\right] \quad [I-66]$$

En se basant sur les équations [I-65] et [I-66], on peut écrire l'expression [I-63] sous la forme:

$$\frac{J_n}{q N_c V_{Rn}} e^{\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} + 1 = e^{\frac{-q\phi(x_m)}{kT}} \quad [I-66]$$

En éliminant le terme $e^{-q\phi(x_m)/kT}$ entre les équations [I-62] et [I-67], l'expression de la densité de courant d'émission thermoïonique-diffusion est :

$$J_{TD} = \frac{q N_c V_{Rn}}{1 + V_{Rn}/V_{Dn}} e^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} (e^{qV/kT} - 1) \quad [I-68]$$

où V_{Dn} est la vitesse de diffusion donnée par [16, 17] :

$$V_{Dn} = \left[\frac{q}{kT\mu_n} \int_{x_m}^w e^{\frac{-q(\psi(x) + \phi_{Bn})}{kT}} dx \right]^{-1} \quad [I-69]$$

Les différents mécanismes de transport du courant diffèrent par le courant de saturation I_s . Ce dernier dépend des vitesses de recombinaison V_{Rn} et de diffusion V_{Dn} .

* Si $V_{Dn} \gg V_{Rn}$, le rapport $\frac{q N_c V_{Rn}}{1 + V_{Rn}/V_{Dn}}$ de l'équation [I-68] tend vers $q N_c V_{Rn}$. C'est alors le processus thermoïonique à travers la couche d'interface qui domine (I_T). Pour un semiconducteur de très grande mobilité, l'équation $V_{Dn} \gg V_{Rn}$ est généralement vérifiée :

* Si $V_{Dn} \ll V_{Rn}$, le rapport $\frac{qN_c V_{Rn}}{1 + V_{Rn}/V_{Dn}}$ de l'équation [I-68] se réduit à $qN_c V_{Dn}$, et c'est

le processus de diffusion à travers la couche d'interface (I_D) qui domine, généralement l'équation $V_{Dn} \ll V_{Rn}$ est vérifiée pour un semiconducteur de faible mobilité.

I.5 Conduction dans le modèle généralisé

En présence d'une couche d'oxyde à l'interface, la formation du contact intime métal-semiconducteur ne se fait que par le biais des pièges qui se trouvent dans cette couche. Par ailleurs, elle diminue le flux d'électrons transmis du semiconducteur vers le métal. Elle entraîne en outre, un abaissement de la hauteur de barrière ϕ_{Bn} d'une quantité proportionnelle à la chute de tension Δ_0 à travers la couche d'oxyde (figure [I-1]).

Afin de traduire l'influence de la densité d'états d'interface N_{ss} sur la caractéristique courant-tension, l'expression de la densité de courant s'écrit [18, 19] :

$$\mathbf{J}_n = \mathbf{J}_s \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}} \right) e^{\frac{qV}{nkT}} \quad [I-70]$$

n est le facteur d'idéalité traduisant l'effet de la densité d'état d'interface N_{ss} sur les caractéristiques électriques d'une diode Schottky [14] :

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad [I-71]$$

J_s est la densité du courant de saturation définie par [19, 20] :

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} \quad [I-72]$$

avec A^* est la constante de Richardson effective exprimée par :

$$\mathbf{A}^* = \mathbf{A} \cdot \frac{\mathbf{m}^*}{\mathbf{m}_e} \quad [I-73]$$

I.6 Caractéristique inverse

La caractéristique inverse constitue le test déterminant pour valider les structures métal-semiconducteur réalisées. Le courant inverse obéit à la loi de l'émission thermoïonique [21]. Pour une tension de polarisation inverse $V_R > kT/q$, la densité du courant est proportionnelle à l'abaissement Schottky $\Delta\phi$ [3, 22, 23] :

$$\mathbf{J}_R = \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \mathbf{e}^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} \mathbf{e}^{-\frac{q\Delta\phi}{kT}} \quad [\text{I-74}]$$

avec

$$\Delta\phi = \left[\frac{q\xi_{\max}}{4\pi\epsilon_s} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{I-75}]$$

$$\xi_{\max} = \left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \left(V_{bo} + V_R - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{I-76}]$$

Le claquage est produit quand le champ maximum ξ_{\max} dans la zone de charge d'espace atteint une valeur critique ξ_{crit} .

I.7 Admittance d'une diode Schottky

On se propose de déterminer l'expression de l'admittance de la diode Schottky en fonction de la tension de polarisation et de la fréquence du signal de modulation (a.c) et d'obtenir le schéma équivalent de ce composant.

On peut déterminer l'admittance en appliquant à la structure un signal de modulation (a.c) de faible amplitude. La tension de polarisation $V_0(t)$ est alors la somme d'une composante continue V (due à la polarisation) et une composante alternative δV (correspondant au signal de modulation).

$$\mathbf{V}_0(t) = \mathbf{V} + \delta\mathbf{V} \quad [\text{I-77}]$$

Si l'on suppose que $V_0(t)$ suit une variation sinusoïdale, alors :

$$\delta V = V_M e^{j\omega_p t} \text{ avec } V_M \ll \frac{kT}{q} \quad [I-78]$$

L'effet de l'addition de la composante alternative δV se traduit par un abaissement du potentiel électrostatique $V_b(t)$ [24].

$$V_b(t) = V_b - \delta V_b(t) \quad \text{avec } \delta V_b \ll kT/q \quad [I-79]$$

L'expression de la densité du courant thermoïonique définie par l'expression [I-44] peut s'écrire en fonction du potentiel électrostatique en présence de la composante alternative sous la forme [22, 23] :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{th}(t) &= \mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 e^{-\frac{qV_n}{kT}} e^{-\frac{q(V_b - \delta V_b(t))}{kT}} \quad \text{pour } V \gg kT/q \quad [I-80] \\ &= \mathbf{J}_{dc} \left(1 + \frac{q}{kT} \delta V_b(t) \right) = \mathbf{J}_{dc} + \delta \mathbf{J}_{ac}(t) \end{aligned}$$

avec

$$\delta \mathbf{J}_{ac}(t) = \mathbf{J}_{dc} \frac{q \delta V_b(t)}{kT} \quad [I-81]$$

La condition de neutralité électrique permet d'écrire [24] :

$$Q_{ss} = -(Q_m + Q_{sc}) \quad [I-82]$$

Q_{ss} est la charge des états d'interface et Q_m la charge présente à l'interface du côté métal.

Les états de surface sont des pièges à l'interface métal-semiconducteur et induisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur. Un changement de charge des états de surface se produit lorsque les niveaux d'énergie des pièges traversent le niveau de Fermi E_{FS} . Les états de surface vont modifier les caractéristiques électriques de la structure.

La variation du potentiel électrostatique $\delta V_b(t)$ facilite la capture et l'émission des électrons entre la bande de conduction et les pièges d'interface. Ce phénomène se traduit par la naissance du courant des états d'interface $J_{ss}(t)$ exprimé par [24, 25] :

$$\mathbf{J}_{ss}(t) = \frac{d\mathbf{Q}_{ss}(t)}{dt} = (\mathbf{G}_{ss} + j\omega_p \mathbf{C}_{ss}) \delta \mathbf{V}_b(t) \quad [\text{I-83}]$$

C_{ss} , G_{ss} sont respectivement la capacité et la conductance des pièges.

De même à l'aide de l'équation [I-82], on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{Q}_{ss}(t)}{dt} &= -\frac{d\mathbf{Q}_m(t)}{dt} - \frac{d\mathbf{Q}_{sc}(t)}{dt} \\ &= \frac{d\mathbf{Q}_m(t)}{d[\mathbf{V}_0(t) - \mathbf{V}_b(t)]} \frac{d[\mathbf{V}_0(t) - \mathbf{V}_b(t)]}{dt} - \frac{d\mathbf{Q}_{sc}(t)}{d\mathbf{V}_b(t)} \frac{d\mathbf{V}_b(t)}{dt} \\ &= j\omega_p \mathbf{C}_i (\delta \mathbf{V}_0(t) - \delta \mathbf{V}_b(t)) - j\omega_p \mathbf{C}_{sc} \delta \mathbf{V}_b(t) \end{aligned} \quad [\text{I-84}]$$

On pose

$$\mathbf{C}_{sc} + \mathbf{C}_i = \mathbf{C}_\Sigma \quad [\text{I-85}]$$

Donc

$$\mathbf{J}_{ss}(t) = j\omega_p \mathbf{C}_i \delta \mathbf{V}(t) - j\omega_p \mathbf{C}_\Sigma \delta \mathbf{V}_b(t) \quad [\text{I-86}]$$

L'admittance mesurée peut s'écrire sous la forme [26] :

$$\mathbf{Y} = \mathbf{G} + j\omega_p \mathbf{C} \equiv \frac{\delta \mathbf{J}_{ac}(t)}{d\mathbf{V}(t)} + j\omega_p \mathbf{C}_{HF} \quad [\text{I-87}]$$

C , G représentent la capacité et la conductance mesurées.

La combinaison des équations [I-83], [I-86], [I-87] permet d'établir les relations de la capacité et de la conductance mesurée en fonction de la capacité et de la conductance des pièges.

$$G = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{C_i (C_{\Sigma} + C_{ss})}{(C_{\Sigma} + C_{ss})^2 + (G_{ss} / w_p)^2} \quad [I-88]$$

$$C = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{C_i G_{ss} / w_p^2}{(C_{\Sigma} + C_{ss})^2 + (G_{ss} / w_p)^2} + C_{HF} \quad [I-89]$$

Exploitant les résultats obtenus, le schéma équivalent d'une diode Schottky en quasi-statique peut se résumer par le circuit illustré ci-dessous (voir figure [I-6]).

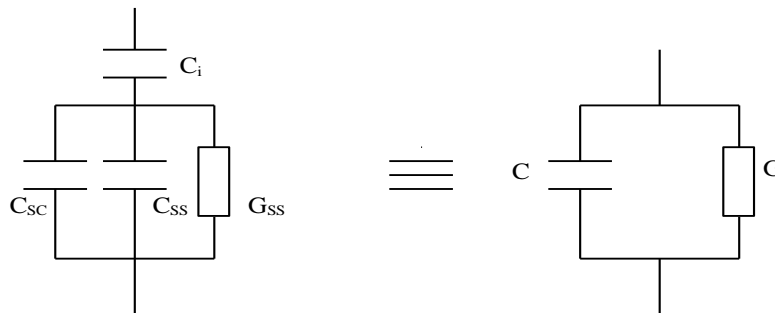


Figure I-6: Schéma équivalent d'une diode Schottky d'un contact métal-semiconducteur.

Les deux quantités C_{ss} et G_{ss} contiennent beaucoup d'informations sur la distribution des états d'interface. L'analyse des équations [I-88], [I-89] permet d'évaluer les expressions de la conductance et de la capacité des pièges.

$$G_{ss} = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{w_p^2 C_i (C - C_{HF})}{G^2 + w_p^2 (C - C_{HF})^2} \quad [I-90]$$

$$C_{ss} = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{GC_i - C_{\Sigma} [G^2 + w_p^2 (C - C_{HF})]}{G^2 + w_p^2 (C - C_{HF})^2} \quad [I-91]$$

La relation entre C_{ss} , G_{ss} et la densité d'état d'interface N_{ss} est définie par [25] :

$$C_{ss} = \frac{SqN_{ss}}{w_p \tau} \arctg(w_p \tau) \quad [I-92]$$

$$G_{ss} = \frac{SqN_{ss}}{2\tau} \ln(1 + w_p^2 \tau^2) \quad [I-93]$$

τ est la constante de temps des pièges définie par [27] :

$$\tau = \frac{1}{V_{th} \sigma_n N_d} \exp\left(\frac{qV_{b0}}{kT}\right) \quad [I-94]$$

τ dépend de la section efficace de capture des électrons σ_n et de la vitesse thermique des porteurs $V_{th} \approx 10^7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

I.8 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons exposé quelques rappels théoriques concernant la structure métal–semiconducteur idéale, ainsi que les différents processus de transport de courant dans un contact Schottky tel que l'émission par-dessus la barrière en exposant éventuellement la théorie de l'émission thermoionique et la théorie de diffusion et l'émission par effet tunnel ainsi que la recombinaison dans la zone de charge d'espace et dans les zones neutres. Ces phénomènes peuvent se manifester simultanément ou séparément. Nous avons aussi présenté le modèle généralisé de conduction dans un contact métal-semiconducteur ainsi que son schéma électrique équivalent, en présence des états pièges à l'interface et en surface.

Références bibliographiques

- [1] R. Legros Physique des semiconducteurs (Technologie des diodes) Ed. Eyrolles 1974.
- [2] A. M. Cowley and S. M. Sze J. Appl. Phys., 36 (1965) 3212.
- [3] S. M. Sze Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. (Wiley, New York, 1981), 245.
- [4] E. H. Rhoderik IEE, 129 (1972) 1.
- [5] W. Schottky Naturwiss, 26 (1938) 843.
- [6] P. Chattopadhyay and B. Raychudhuri Solid State Electronics, 36 (1993) 605.
- [7] P. Chattopadhyay and B. Raychudhuri Solid State Electronics, 36 (1993) 605.
- [8] S. Fonash J. appl. phys., 54 (1983) 1966.
- [9] C. R. Crowell and S. M. Sze., Solid State Electronics, 9 (1966) 1035.
- [10] E. L. Murphy, R. H. Good , Physical Review, 102 (1956) 6.
- [11] E. H. Rhoderick, Metal-semiconductor contacts, Clarendo Press Oxford (1980).
- [12] F. Pandovani and R. Stratton, Solid State Electronics, 9 (1966) 695.
- [13] C. R. Crowell and V. Rideout, Solid State Electronics, 12 (1969) 89.
- [14] P. Cova. and A. Singh, Solid state electronics, 33 (1990) 11.
- [15] Ching Yan Wu, Appl. Phys., 53 (1982) 5947.
- [16] S. R. Dhariwal and B. M. Deoraj, Semicond. Sci. Technol., 8 (1993) 372.
- [17] Z. Benamara, B. Akkal, A. Boudissa, L. Bideux, B. Gruzza, Microelectronics journal, 30 (1999) 659-664
- [18] A. Singh, Solid State Electronics, 26 (1983) 815.
- [19] H. C. Card, E. H. Rhoderik, J. Appl. phys., 4 (1971) 1589.
- [20] A. K. Srivastava, B. M. Arora and S. Guha, Solid State Electronics, 24 (1980) 185.
- [21] T. Arizumi, M. Hirose, J. Appl. Phys., 8 (1969) 749.
- [22] P. Chattopadhyay , Solid State Electronics, 38 (1995) 739.
- [23] P. Chattopadhyay and A. N. Daw, Solid State Electronics, 28 (1985) 831.
- [24] P. Chattopadhyay , Solid State Electronics, 36 (1993) 1641.
- [25] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, Bell syst. Tech. J., 46 (1967) 1055.
- [26] K. Ploog and H. J. Queisser, Physical Review Letters, 57 (1986) 1080.
- [27] A. Singh, Solid State Electronics, 28 (1985) 223.

Chapitre II

**Dispositif expérimental
et techniques d'analyse
de surface**

II.1 Introduction

Dans ce deuxième chapitre nous allons présenter les deux bâtis ultravides avec leurs constituants qui ont servis pour la nitruration des substrats de phosphore d'indium.

Nous exposerons également les différentes méthodes spectroscopiques employées dans le suivi du processus d'élaboration des couches de nitrure à savoir la spectroscopie de photoélectron X(XPS) et la spectroscopie d'électrons Auger. Ces méthodes d'analyse de surface vont nous renseigner sur l'état et la composition chimique de la surface et de l'interface des structures réalisées. Nous verrons aussi dans cette partie, l'évaporateur qui a servi à la réalisation des contacts métalliques ainsi que les différents bancs de mesure avec lesquels nous avons pu faire le relevé des caractéristiques électriques des structures étudiées.

II.2 Dispositif expérimental

II.2.1 Les bâtis ultravide

Les bâtis à ultravide (voir figure II-2) ont été utilisés pour réaliser les couches nitrurées et leurs analyses. Le premier bâti ultravide comporte trois chambres : une chambre d'introduction, une chambre de dépôt et une chambre d'analyse contenant l'analyseur hémisphérique. Ces trois chambres sont séparées par des vannes, et une canne de transfert permet là aussi de translater l'échantillon d'une chambre à l'autre. Le deuxième bâti est composé d'une chambre d'introduction rapide d'échantillons, ainsi que d'une chambre d'analyse et de dépôt qui contient donc les sources d'évaporation de matériaux et le spectromètre RFA. Une canne de transfert permet de faire circuler l'échantillon entre ces deux chambres.

II.2.1.a Obtention et contrôle du vide

Les chambres d'analyse et de préparation sont équipées d'un système de pompage à trois étages qui permet d'obtenir l'ultravide nécessaire à l'analyse des échantillons [1,2]. La figure [II-1] représente les plages d'utilisation des différentes pompes.

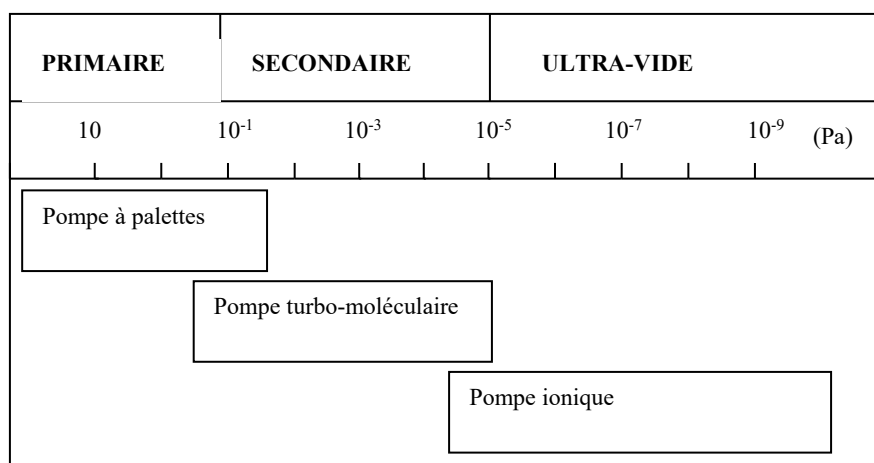


Figure II-1 : Plages d'utilisation des différentes pompes.

II.2.1.b Le système de pompage

II.2.1.b.1 Le pompage primaire

Le pompage primaire qui permet d'atteindre la pression de 10^{-1} Pa, est réalisé grâce à une pompe à palettes équipée d'un filtre à zéolithes. L'utilisation des zéolithes évite l'éventuelle remontée d'huile en direction de l'enceinte ou de la pompe secondaire. La vitesse de pompage des pompes que nous utilisons est de l'ordre de 5 m^3 par heure.

II.2.1.b.2 Le pompage secondaire

La seconde étape de pompage est assurée par une pompe turbo-moléculaire directement fixée sur l'enceinte par l'intermédiaire d'une vanne d'isolement. Le vide atteint est alors de 10^{-5} Pa. Cette pompe est constituée d'un rotor qui comporte un ensemble de roues à ailettes tournant à 72000 tours par minute dans un stator comprenant une succession de couronnes défectrices. Les molécules gazeuses sont d'abord dirigées vers les couronnes défectrices puis vers les étages inférieurs où elles sont évacuées à l'aide de la pompe primaire.

Au cours du pompage secondaire, un système d'étuvage est utilisé pour améliorer le vide dans l'enceinte et désorber les particules gazeuses collées sur les parois. En effet, quand la pression atteint 10^{-4} Pa, le bâti est chauffé, à l'aide d'une lampe infrarouge située dans la chambre d'analyse à des températures de l'ordre de 100 °C à 150 °C. Un système de chauffage externe complémentaire, constitué de rubans chauffants équipe tout le bâti. Il permet d'homogénéiser l'étuvage de l'ensemble.

II.2.1.b.3 Le pompage ionique

L'ultravide (10^{-6} - 10^{-8} Pa) est obtenu à l'aide d'une pompe ionique. Nous utilisons dans la chambre d'analyse, une pompe ionique de marque RIBER (vitesse de pompage de 200 l/s). Le principe de la pompe consiste à ioniser les particules restantes dans l'enceinte. Elles ont ensuite un parcours induit par des champs magnétiques et sont piégées sur des plaques en titane.

II.2.1.c Contrôle du vide

II.2.1.c.1 Vide primaire

La mesure de ce vide est effectuée par une jauge à thermocouple. Cette jauge est composée d'un filament métallique qui est chauffé par le passage d'un courant électrique. La température de ce filament, mesurée à l'aide d'un thermocouple dépendra essentiellement de la perte d'énergie due à la conduction thermique du gaz qui l'entoure et par conséquent de la pression de ce gaz. Ce type de jauge permet de mesurer un vide allant de 100 à 10^{-1} Pa.

II.2.1.c.2 Vide secondaire et ultravide

Pour mesurer le vide secondaire dans la chambre de dépôt, nous utilisons une jauge à cathode froide, nommée également jauge Penning. Elle est constituée d'une anode située entre

deux cathodes et placée dans un champ magnétique. Les électrons émis par la cathode (émission froide) sont déviés de leur trajectoire vers l'anode sous l'effet du champ magnétique appliqué. Ils vont ainsi subir des chocs ionisants avec les particules gazeuses présentes et le courant recueilli est proportionnel à la pression de l'enceinte. La plage de mesure de cette jauge se situe en général entre 1 et 10^{-4} Pa. Dans notre cas, la jauge Penning utilisée permet une plage de mesure plus large, jusqu'à 10^{-6} Pa.

Dans la chambre d'analyse, nous disposons d'une jauge de type Bayard-Alpert [3] qui permet de contrôler le vide secondaire et l'ultravide puisque la plage de mesure s'étend de 10^{-2} Pa à 10^{-9} Pa. Dans cette jauge, un filament chauffé par effet Joule émet des électrons qui sont attirés par la grille. Une partie est captée par la grille, polarisée positivement, l'autre partie ionise les molécules de gaz résiduel. Les ions ainsi formés sont repoussés par la grille et collectés par un collecteur (filament central). Le courant ionique recueilli est proportionnel à la concentration de molécules résiduelles donc à la pression.

II.2.1.d les différents éléments des bâtis ultravide

Les bâtis ultravide possèdent un certain nombre d'appareils qui sont :

- 1) chambre d'introduction d'échantillons ;
- 2) source d'azote de type plasma à décharge ;
- 3) porte échantillons chauffants ;
- 4) source à rayons X (premier bâti) ;
- 5) canons à ions premier et deuxième bâtis ;
- 6) canons à électrons premier et deuxième bâtis ;
- 7) analyseur hémisphérique HSA (premier bâti) ;
- 8) analyseur à champ retardateur RFA (deuxième bâti).

II.2.1.d.1 Les canons à ions

Le nettoyage in-situ des échantillons est réalisé par bombardement ionique d'ions Ar^+ . Ces ions sont produits avec un canon à ions de type RIBER (modèle CI 10). De l'argon pur à 99,999 % est introduit dans la chambre d'analyse par une vanne micro-fuite jusqu'à une pression de 10^{-3}Pa . Plusieurs paramètres doivent être contrôlés et optimisés lors du nettoyage des substrats : l'énergie des ions Ar^+ fixée à 300 eV. La densité de courant du faisceau primaire est fixée à $2 \mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$. La régulation de ce dernier permet d'avoir un nettoyage constant tout au long de la durée du nettoyage. L'intensité du filament de chauffage est fixée à 4 A.



Figure II-2 : Photographies des deux bâtis ultravides utilisés pour la nitruration des substrats InP(100).

II.2.1.d.2 Les canons à électrons

Les canons à électrons de type Omicron (250/406) permettent d'effectuer des analyses de Spectroscopie des Electrons Auger et Spectroscopie de Pertes d'Énergie (EELS). Ce type de canons est constitué d'un filament de tungstène chauffé par effet Joule, d'une cathode (wehnelt) polarisée négativement par rapport au filament et d'une anode polarisée positivement. Les électrons sont attirés ainsi vers l'anode et l'énergie du faisceau est égale à la différence de potentiel entre l'anode et la cathode. Dans notre cas, l'énergie des électrons varie entre 0 et 5 keV.

II.2.1.d.3 Le porte échantillon

a) Le premier bâti:

Le porte substrat du premier bâti est représenté sur la figure [II-3]. C'est un support rectangulaire (de dimensions 14mm×20mm×5mm) en inox amagnétique. Un filetage sur le côté du porte substrat permet de visser la canne de transfert et de le déplacer. Le substrat à analyser est fixé à l'aide d'une languette en inox vissée sur une des faces du porte substrat.

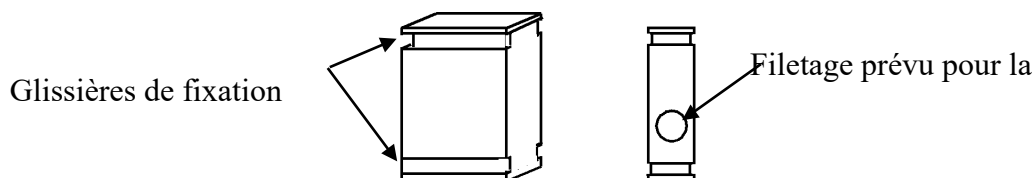


Figure II-3 : Schéma du porte substrat (échelle 1/1).

Le porte échantillon est représenté sur la photographie de la figure [II-4]. Il est constitué d'une tige inox " 316 " avec un rail sur la partie inférieure où vient se placer le porte substrat. Cette tige est reliée à l'axe vertical du manipulateur. Une pièce en céramique isole électriquement la tige du manipulateur.

Ce manipulateur est un ensemble tridimensionnel et rotatif, ce qui permet de placer le porte substrat soit en face du canon à ions ou du canon à électrons ou bien de la source à rayon X.

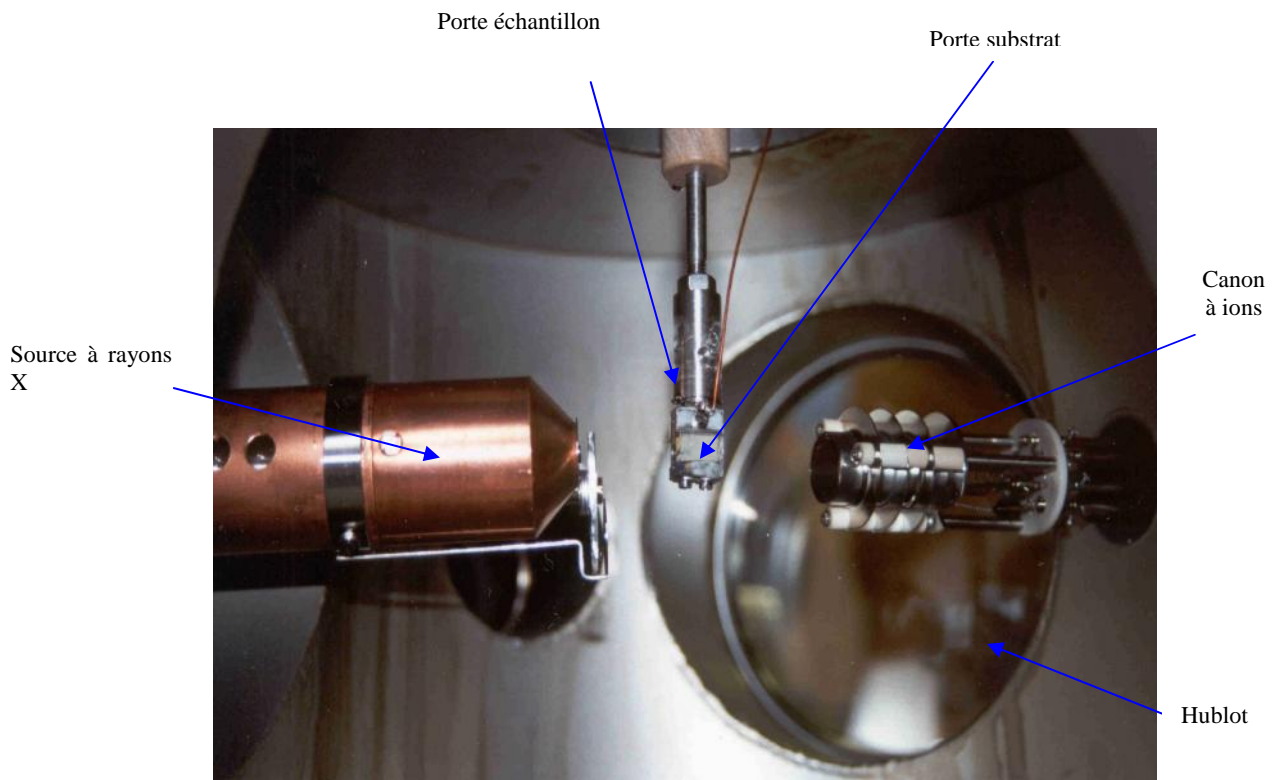


Figure II-4 : Schéma du porte échantillons.

b) Le deuxième bâti :

Le deuxième bâti est équipé d'une plate-forme en acier inoxydable amagnétique accueillant les portes échantillons. Cette plate-forme est formée de deux parties : une partie parking permettant de stocker des échantillons et d'une partie « analyse » (voir figure [II-5]). Un manipulateur permet de transférer les échantillons du parking à la position d'analyse.

Les portes échantillons en cuivre (pour une bonne conduction thermique et électrique) sont en deux parties : une partie solidaire de la plate-forme et une partie mobile sur laquelle est fixée l'échantillon. C'est cette partie mobile qui est transférée du parking à la position d'analyse.

Le porte échantillon de la position d'analyse se différencie de ceux de la partie parking par la présence d'une lampe halogène de chauffage (température maximum 350°C), d'un thermocouple chrome/Alumel pour le contrôle de la température et d'un fil électrique mesurant le courant échantillon lorsque celui-ci est soumis au faisceau électronique d'analyse.

Notons la présence d'une cage de Faraday dans la partie « analyse » de la plateforme permettant de mesurer l'intensité du faisceau primaire d'électron.

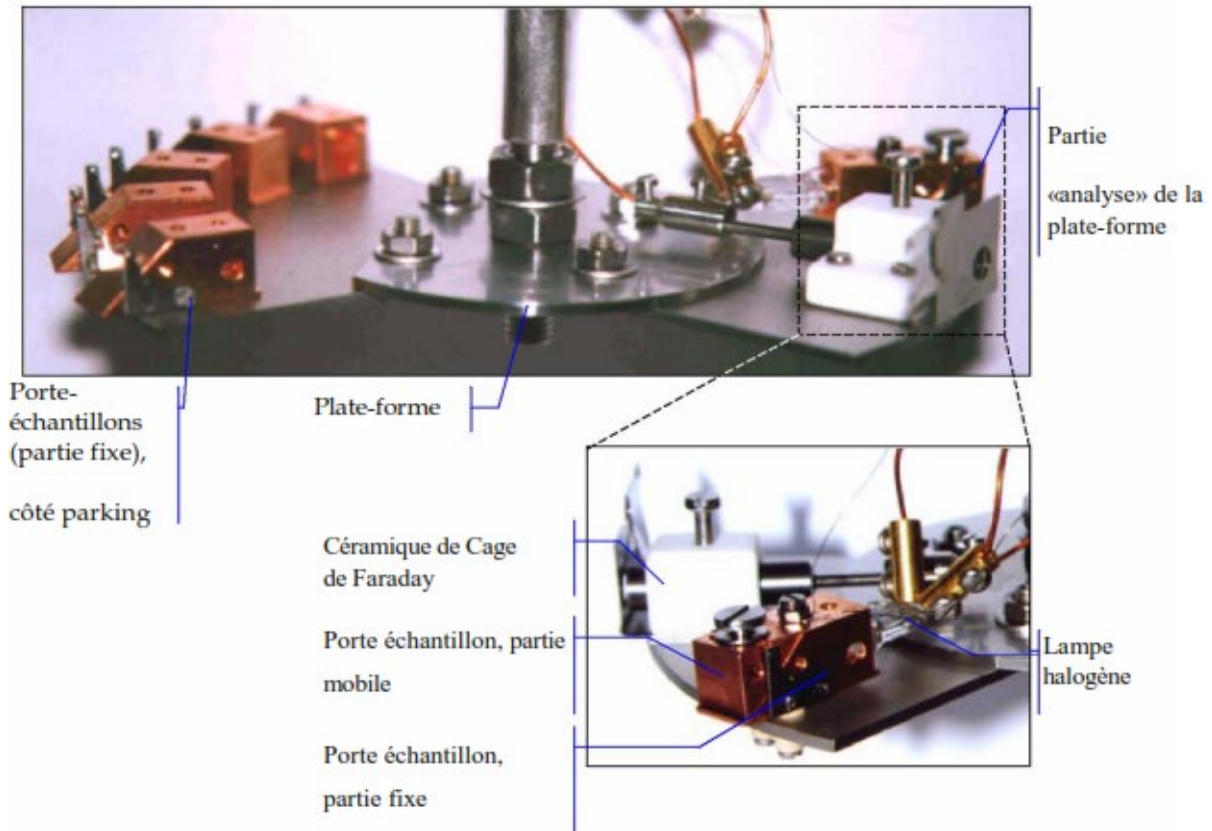


Figure II-5 : Plate-forme recevant les portes échantillons.

II.2.1.d.4 Description de la source à rayons X

La source à rayons X que nous avons utilisé comporte une double anode aluminium/magnésium. Une photographie de la source est représentée sur la figure [II-6].

Les électrons émis par un filament chauffé sont accélérés par une différence de potentiel de 15 kV entre le filament et l'anode. Ces électrons ionisent les atomes de l'anode qui émettent un rayonnement X caractéristique du matériau qui la constitue. Cependant, lorsque ces électrons pénètrent la surface de l'anode, ils sont fortement ralentis, ce qui conduit à l'émission d'un rayonnement X appelé Bremsstrahlung (rayonnement de freinage).

Dans le cas des anodes Al ou Mg l'émission Bremsstrahlung est faible par rapport à la raie d'émission K_{α} , car le nombre atomique de ces éléments est faible [4,5].

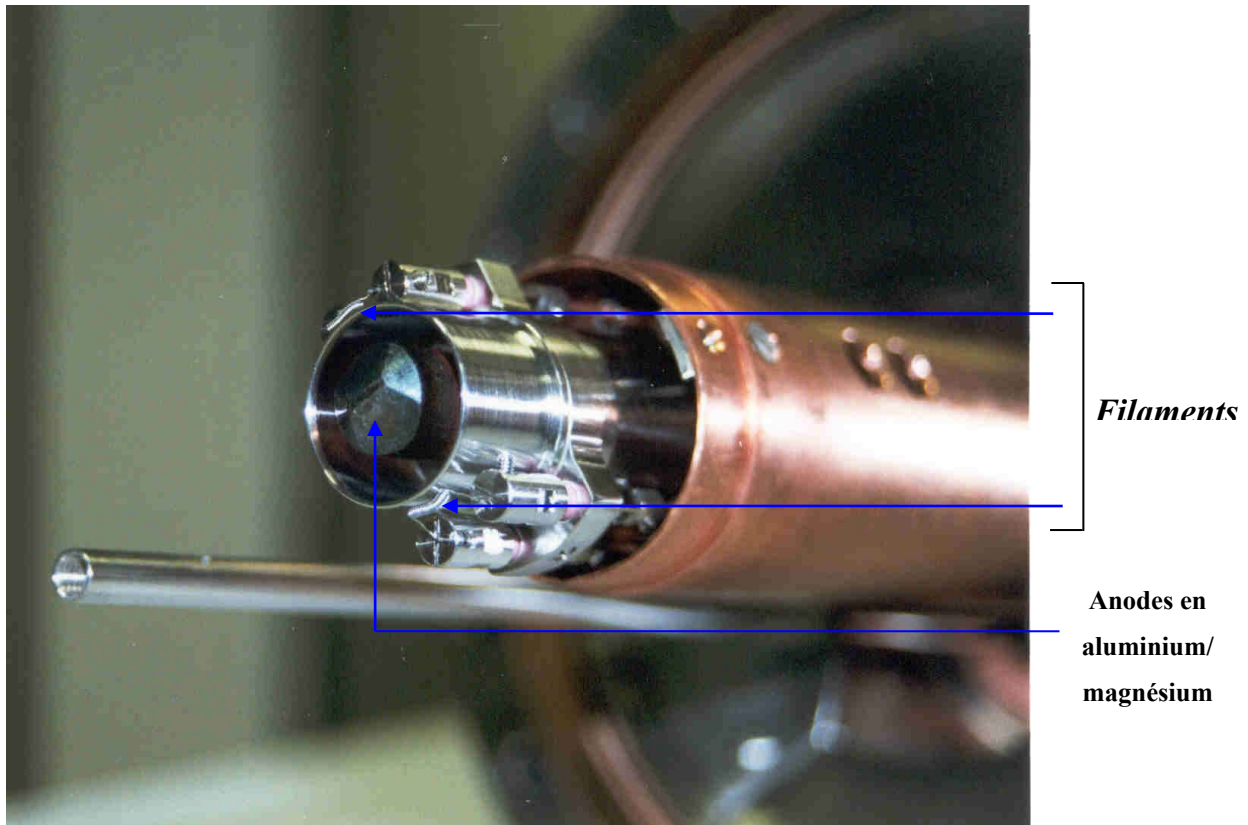


Figure II-6 : Photographie de la source à rayons X à double anode aluminium/magnésium utilisée au laboratoire.

La figure II-7 représente la source à rayons X à double anode. Une fenêtre constituée d'une grille de molybdène transparente à 94% est placée après les anodes. Elle permet d'écranter les éventuels électrons qui ne sont pas attirés par le potentiel de l'anode (15 kV). Pour absorber les raies satellites $K_{\alpha 3, \alpha 4}$, $K_{\alpha 5, \alpha 6}$ et K_{β} des raies K_{α} de l'aluminium et du magnésium, une fenêtre en aluminium mobile, d'une épaisseur de 1.5 μm , est placée après la grille en molybdène. L'intensité et l'énergie des raies satellites sont représentées dans le tableau II-1.

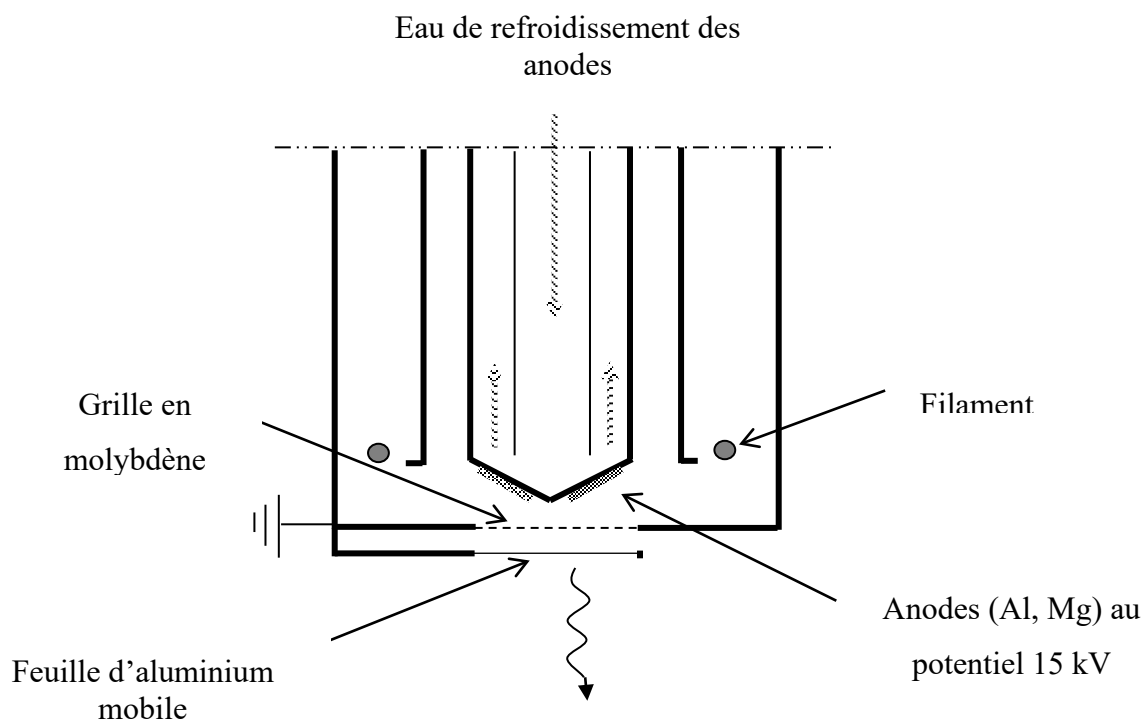


Figure II-7 : Schéma de la source à rayons X à double anode.

Raies	Anode Aluminium		Anode magnésium	
	Energie des raies (eV)	Intensité relative des raies satellites	Energie des raies (eV)	Intensité relative des raies satellites
Raie Principale $K_{\alpha 1,2}$	1486.6	100	1253.6	100
Largeur de la raie ΔE	0.85 eV	/	0.7 eV	/
Raies satellites				
$K_{\alpha'}$	1492.2	1	1258.1	1
$K_{\alpha 3}$	1496.2	6.4	1262.0	8
$K_{\alpha 4}$	1498.1	3.2	1263.6	4.1
$K_{\alpha 5}$	1506.7	0.4	1271.2	0.6
$K_{\alpha 6}$	1510	0.3	1274.2	0.5
K_{β}	1556.3	0.6	1302.3	0.5

Tableau II-1 : Valeurs des intensités des raies secondaires dans le cas des anodes Al/Mg [5, 6]

II.2.1.e La source de type plasma à décharge

Dans ce type de sources, la molécule N_2 est cassée dans un plasma créé par une différence de potentiel entre l'anode et la cathode. La source que nous utilisons, (voir figure [II-8]) se présente sous la forme d'un tube dont l'axe principal est dirigé vers le substrat. La cathode est reliée à la masse et comporte un trou d'un diamètre de 1,5 mm qui permet aux atomes et aux ions d'azote de sortir dans la chambre de dépôt. Dans cette configuration, la pression dans le tube est environ une fois et demi supérieure à la pression dans la chambre de dépôt (environ 1 Pa). L'anode cylindrique est isolée avec un tube en quartz. Cette géométrie de la source, implique que le champ électrique dirige les ions vers le trou de la cathode.

Une alimentation continue de tension de 0 V à 2000 V est appliquée sur l'anode. Le courant de décharge entre les électrodes est d'environ 5 mA.

Cependant, elle produit un taux d'ions élevé. En effet, le courant mesuré sur l'échantillon pendant les expériences est de l'ordre de quelques micros ampères par cm^2 .

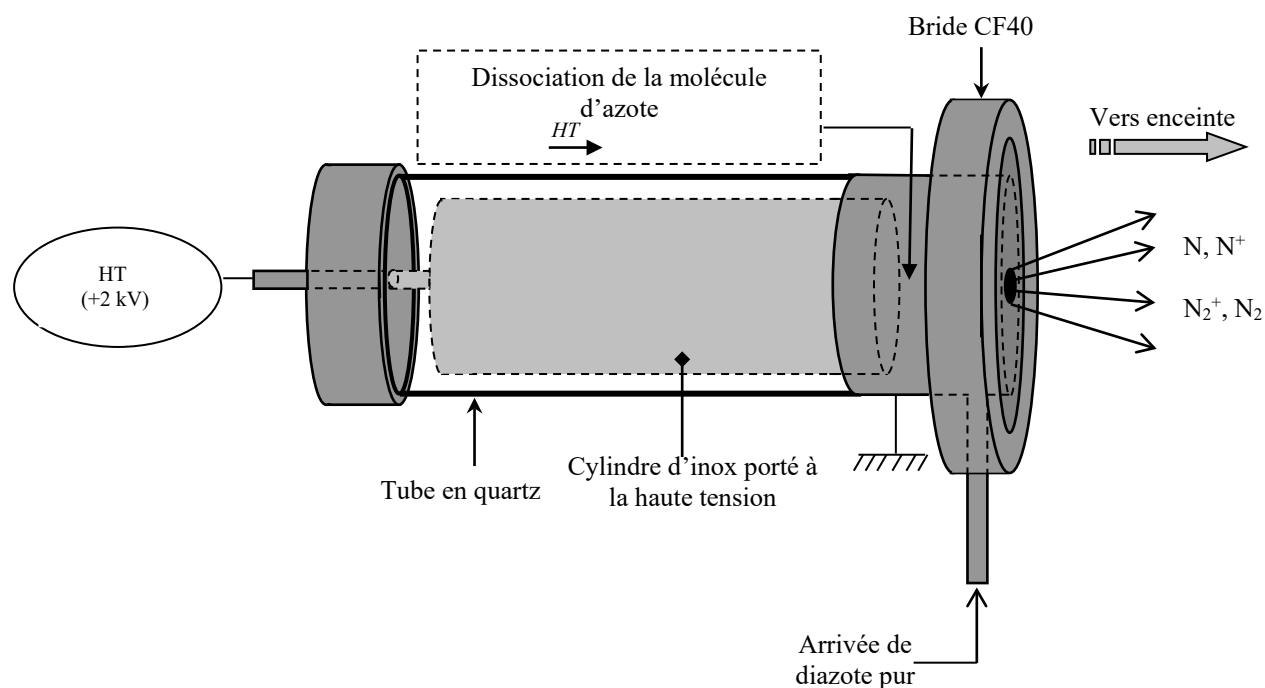


Figure II-8 : Source de type plasma à décharge.

II.2.1.f Les systèmes d'analyses

II.2.1.f.1 L'analyseur hémisphérique (HSA)

Le premier bâti ultravide est équipé d'un analyseur hémisphérique décrit par la figure II-9. On peut également observer le multiplicateur d'électrons (channeltron) fixé au-dessus de l'optique de sortie de l'analyseur.

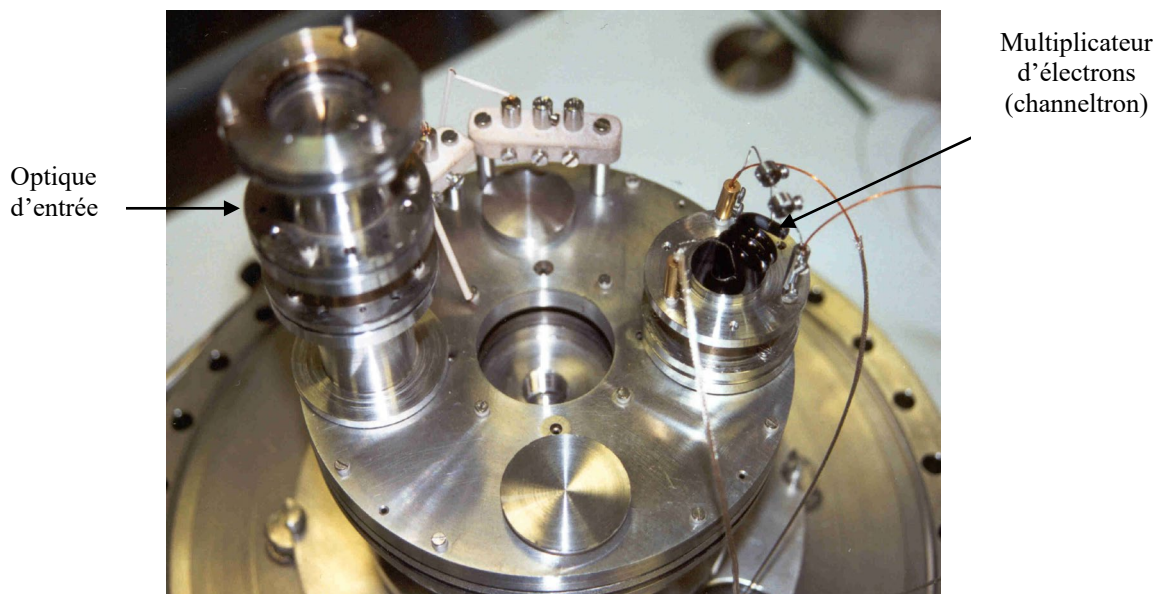


Figure II-9 : Photographie de l'analyseur hémisphérique.

II.2.1.f.2 Description de l'analyseur

L'analyseur hémisphérique. Comme le montre la figure II-10, Il est composé de trois parties : l'optique d'entrée, l'analyseur constitué de deux hémisphères et l'optique de sortie.

L'optique d'entrée est composée de trois lentilles (L_1 , L_2 , L_3) qui sont des électrodes cylindriques. Elle présélectionne les électrons à étudier. Les lentilles L_1 et L_3 (voir la figure II-10) sont portées au potentiel retardateur V_r qui permet de freiner les électrons jusqu'à la valeur d'énergie de passage E_p .

La lentille L_2 permet d'appliquer le potentiel de focalisation V_f et de faire converger ainsi le faisceau d'électrons issus de l'échantillon jusqu'à l'entrée des deux hémisphères.

Les deux hémisphères, aux bornes desquelles une tension $\Delta V = k E_P$ est appliquée, permettent un second filtrage des électrons [3]. k est une constante qui dépend de la géométrie de l'analyseur [21].

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 [3, 22].

A la sortie de l'analyseur, les électrons sont recueillis par le channeltron (multiplicateur d'électrons).

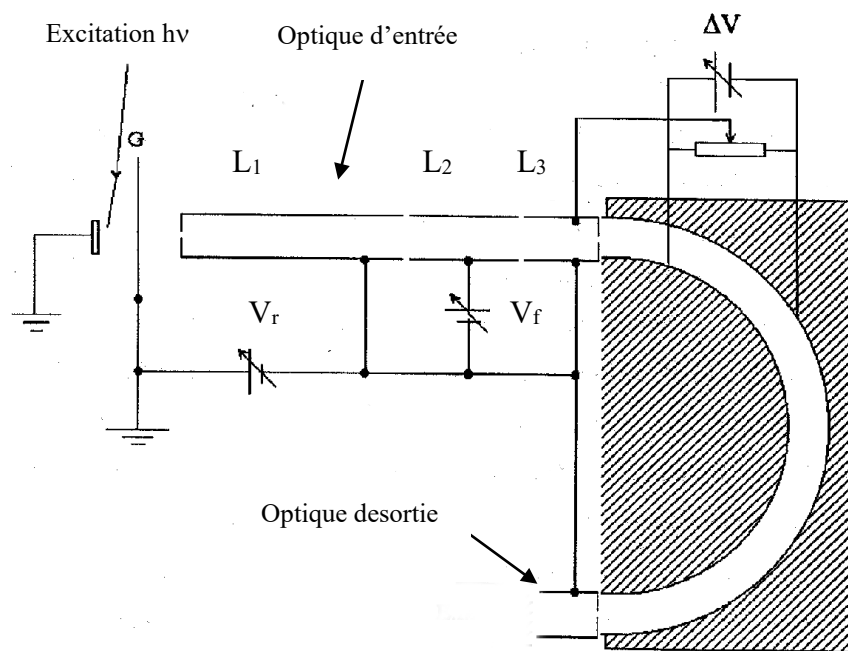


Figure II-10 : L'analyseur hémisphérique.

II.2.1.f.3 Le détecteur d'électrons (channeltron):

Les channeltrons (voir figure II-11) sont des multiplicateurs d'électrons capables de détecter des faibles signaux jusqu'à une limite maximum de 10^7 coups par seconde. Ils se présentent sous forme de tubes courbés recouverts entièrement de verre.

La production d'électrons secondaires se fait dans la couche d'épaisseur 200 \AA de surface. Cette surface qui présente une grande résistance électrique de l'ordre de $10^9 \Omega$ devient équivalente à une dynode continue sous l'effet d'une différence de potentiel appliqué

entre les deux électrodes du tube. Les électrons qui pénètrent dans le tube subissent de multiples collisions sur la paroi interne du channeltron. Les électrons générés sont accélérés par la différence de potentiel V aux bornes du tube ils rencontrent de nouveau la paroi interne. Cette succession de collisions produit un grand nombre d'électrons à la sortie du channeltron.

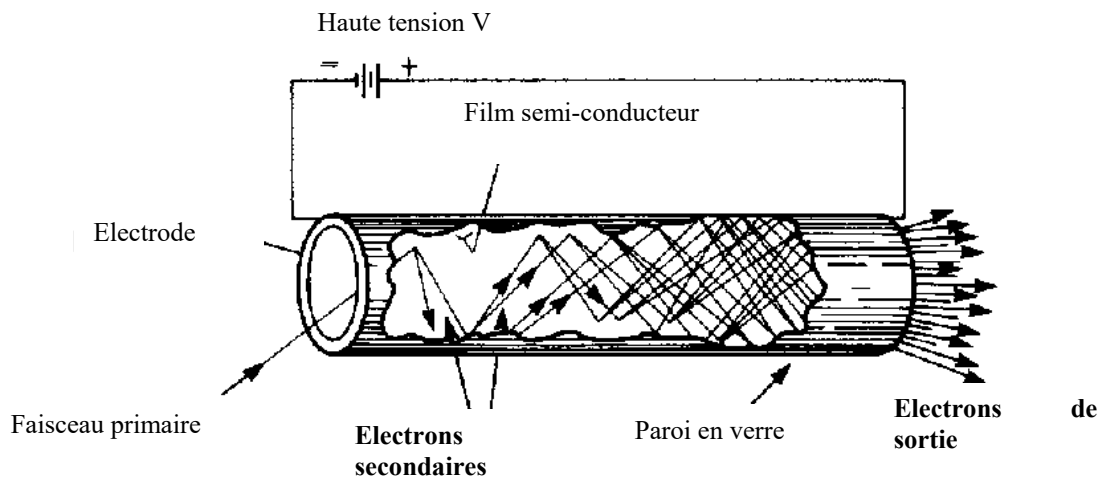


Figure II-11 : Vue en coupe d'un channeltron [22].

II.2.1.f.4 L'analyseur à champ retardateur (RFA):

Le deuxième bâti est équipé d'un analyseur à champ retardateur. Il est composé d'une optique d'entrée comprenant quatre grilles et un écran collecteur (voir figure II-12). Les quatre grilles $G_{1,2,3,4}$ constituent un filtre passe haut pour les électrons :

- La grille G_1 est à la masse de façon à assurer un espace sans champ entre elle-même et l'échantillon, relié à la masse également. Dans cet espace, les électrons émis par l'échantillon ne sont ni déviés, ni décélérés.
- Les grilles $G_{2,3}$ sont portées à un potentiel retardateur V_R . Ce potentiel définit une barrière pour les électrons : seuls ceux possédant une énergie supérieure à $q.V_R$ seront susceptibles de franchir les grilles.
- L'écran collecteur, porté à un potentiel de 300 V, permet de collecter les électrons filtrés à la sortie des grilles en les accélérant.

- La grille G₄ placée entre les grilles G_{2,3} et l'écran permet de soustraire ce dernier à l'influence du potentiel appliqué aux grilles.

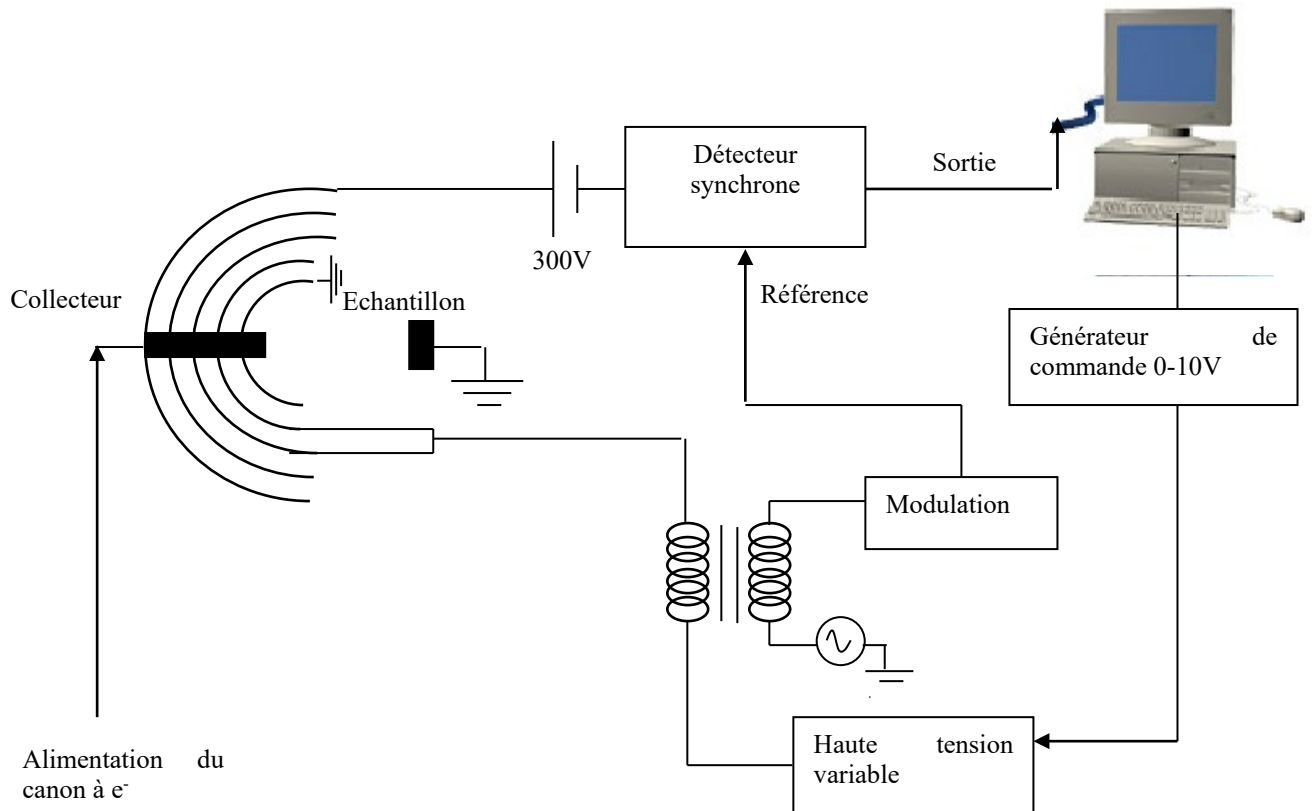


Figure II-12 : Schéma du RFA.

L'intensité des électrons recueillis par le collecteur est définie comme suit :

$$I(E) = \int_{eV_R}^{E_P} T(E)N(E)dE \quad [II-1]$$

où T(E) est la transmission de l'analyseur. Des travaux antérieurs ont permis de donner une expression mathématique de celle-ci :

$$T(E) = 0.96326 * E^{-0.161} \quad [9,10]. \quad [II-2]$$

$N(E)$ représente la distribution énergétique des électrons collectés.

L'avantage du RFA par rapport à d'autres analyseurs est sa grande acceptation. En effet, celle-ci est liée à l'angle solide de réception. Or notre analyseur recueille les électrons dans un intervalle angulaire de 50° . Cependant, le principe même de fonctionnement de cet appareil (un champ retardateur) engendre la création d'un important bruit de fond. Cette faible résolution pose problème pour des acquisitions expérimentales fines.

Pour extraire le signal utile du bruit de fond, l'énergie de passage des électrons est modulée : une tension sinusoïdale $\Delta E = k \sin(\omega t)$ est superposée à la tension appliquée aux grilles $G_{2,3}$. Si ΔE est faible par rapport à la tension appliquée aux grilles, on peut écrire le courant en sortie du collecteur comme [11] :

$$I(E + \Delta E) \approx I(E) + \Delta E \frac{dI(E)}{dE} + \frac{\Delta E^2}{2!} \frac{d^2 I(E)}{dE^2} + \frac{\Delta E^3}{3!} \frac{d^3 I(E)}{dE^3} + \dots$$

Ainsi si l'on détecte le signal avec une détection synchrone à la fréquence ω , on obtiendra le terme en $k \frac{dI(E)}{dE}$ (k petit devant E). Or $\frac{dI(E)}{dE}$ est proportionnelle à $N(E)$:

$$\begin{aligned} \frac{dI(E)}{dE} &\propto \lim_{h \rightarrow 0} \left[\frac{\int_{E'+h}^{E_p} T(E) N(E) dE - \int_{E'}^{E_p} T(E) N(E) dE}{h} \right] \\ &\Leftrightarrow \frac{dI(E)}{dE} \propto \lim_{h \rightarrow 0} \left[\frac{-\int_{E'}^{E'+h} T(E) N(E) dE}{h} \right] \Leftrightarrow \frac{dI(E)}{dE} \propto \lim_{h \rightarrow 0} \left[\frac{T(E') N(E') h}{h} \right] \\ &\Leftrightarrow \frac{dI(E)}{dE} \propto -T(E') N(E') \end{aligned}$$

De même, on peut détecter la composante du signal en 2ω . C'est à dire que l'on détecte le signal en $\frac{k^2}{2!} \frac{d^2 I(E)}{dE^2}$. On a donc la dérivée du résultat de l'équation précédente. D'après

l'expression de la transmission $T(E)$, on peut négliger sa dérivée devant le terme correspondant à la distribution :

$$\frac{d^2 I(E)}{dE^2} \propto N(E) \frac{dT(E)}{dE} + T(E) \frac{dN(E)}{dE} \approx T(E) \frac{dN(E)}{dE} \quad [\text{II-3}]$$

On visualisera alors la dérivée de la distribution ce qui peut permettre dans certains cas, de mieux isoler les pics Auger du bruit de fond.

II.3 Les techniques d'analyse de surface

Nous allons décrire les différentes méthodes spectroscopiques d'analyse de surface que nous avons utilisées pour étudier les surfaces d'InP.

II.3.1 Les spectroscopies électroniques

Les spectroscopies que nous avons employées sont basées sur le recueil d'électrons émis par un substrat soumis à une excitation. Ces électrons proviennent d'une interaction avec le matériau soit élastique, soit inélastique puis suivent un cheminement élastique, c'est à dire sans perte d'énergie, dans la matière jusqu'à ressortir du matériau. Dans ce travail de recherche, deux principales sources d'excitation d'un substrat donné sont utilisées: l'excitation au moyen d'un faisceau d'électrons focalisé sur la surface (bombardement électronique) ou l'excitation par un faisceau de photons X. Ces excitations provoquent l'ionisation du substrat et par conséquent l'émission d'électrons. D'autres électrons peuvent ensuite être émis par des phénomènes de relaxation au sein du matériau.

II.3.1.a La spectroscopie Auger (AES)

L'effet Auger a été découvert en 1923 par Pierre Auger [12, 3]. Lorsqu'un solide est excité par un rayonnement X ou par un faisceau d'électrons, il y a émission d'électrons, tels que les électrons Auger ou les électrons secondaires.

Dans notre cas, nous avons effectué des analyses par spectroscopie Auger avec une excitation électronique de l'échantillon.

La figure II-13 résume les processus mis en jeu dans l'émission Auger.

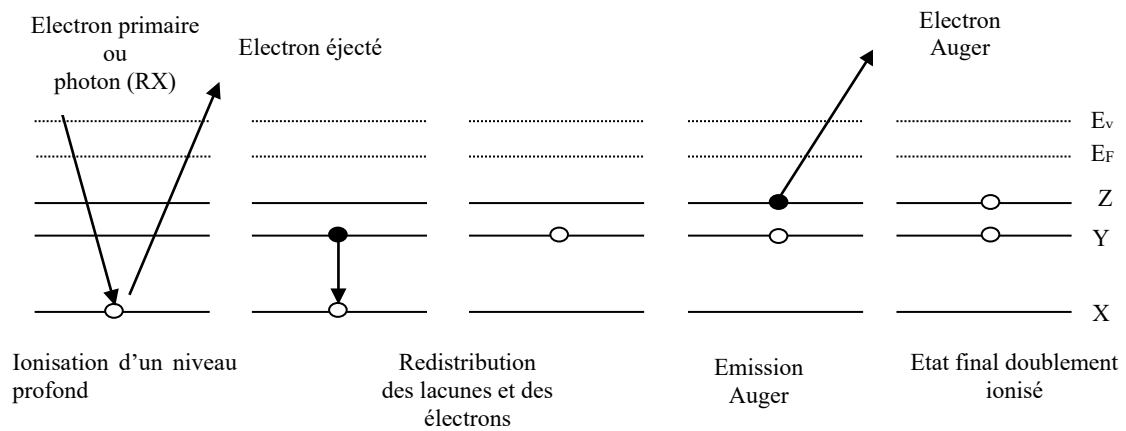


Figure II-13 : Schéma de principe de l'émission Auger.

Par un faisceau d'électrons ou par un rayonnement X, un atome d'un niveau profond X est ionisé. Il va émettre un électron secondaire qui résulte de la désexcitation de cet atome initialement ionisé. Lorsque cet électron est éjecté, il y a formation d'une lacune qui va être comblée par un électron provenant d'un niveau électronique supérieur Y. L'excédent d'énergie lié à ce processus peut être libéré sous deux formes : soit sous la forme d'un photon d'énergie $E_X - E_Y$, c'est à dire de la fluorescence, soit sous la forme d'un transfert d'énergie à un électron d'un niveau supérieur Z : c'est l'**effet Auger**.

II.3.1.a.1 Energies des électrons Auger

L'énergie cinétique de l'électron Auger émis selon une première approximation est de la forme :

$$E_{XYZ} = E_X - E_Y - E_Z \quad [\text{II-4}]$$

Cependant, cette équation ne tient pas compte des états intermédiaires ionisés. En effet, il faut tenir compte de la modification des interactions coulombiennes due à l'ionisation initiale.

En tenant compte de l'effet de correction des états intermédiaires ionisés, un terme correctif correspondant à un réajustement des interactions coulombiennes est ajouté à l'équation ci-dessus :

$$E_{XYZ} = E_X - E_Y - E_Z - e_A \quad [\text{II-5}]$$

Chung et Jenkins [13] ont établi une formulation empirique de la valeur de l'énergie des électrons Auger. Ils considèrent que l'énergie de liaison effective pour un niveau doublement ionisé est égale à la valeur moyenne des énergies de liaison correspondantes des éléments de niveau atomique Z et $Z+1$.

$$E_{XYZ} = E_X - 1/2[(E_Y(Z) + E_Y(Z+1))] - 1/2[E_Z(Z) + E_Z(Z+1)] \quad [\text{II-6}]$$

Cette approche permet, dans la majorité des cas, de retrouver les énergies de liaison à quelques pourcents près, caractéristiques des atomes excités et d'identifier par conséquent les espèces chimiques présentes à la surface d'un substrat [14, 15]. En effet, les électrons considérés en spectroscopie Auger sont fortement absorbés dans le solide car ils sont de faible énergie. Ceux qui arrivent à la surface proviennent essentiellement d'une profondeur de quelques valeurs du libre parcours moyen inélastique λ_i . Ce paramètre est défini comme étant la distance moyenne parcourue par l'électron entre deux chocs inélastiques.

II.3.1.b Spectroscopies de photoélectrons X

La spectroscopie de photoélectrons X, appelée plus généralement ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis), est utilisée pour l'étude de la nature et de la composition chimique des surfaces solides. Les premiers spectres révélant des pics photoélectriques induits par un rayonnement X ont été obtenus par K. Siegbahn, prix Nobel de Physique en 1981 [8].

Les spectres de photoélectrons permettent d'obtenir de nombreuses informations concernant les liaisons entre espèces chimiques et la concentration des différents éléments de l'échantillon étudié. Le processus utilisé dans cette méthode d'analyse consiste à exciter la surface de l'échantillon par un rayonnement X. Par ionisation des atomes, ceci induit l'éjection d'électrons. L'analyse en énergie de ces photoélectrons donne des renseignements sur la nature chimique des éléments présents dans l'échantillon [16].

II.3.1.b.1 L'énergie cinétique des photoélectrons émis

En spectroscopie de photoélectrons X ou ESCA, on analyse l'énergie cinétique des électrons émis par le solide excité par le rayonnement X. On considère que l'énergie du rayonnement primaire est monochromatique et de valeur $h\nu$.

Un atome d'un élément donné, dans un niveau atomique, peut être excité par le rayonnement X si l'énergie $h\nu$ de ce dernier est supérieure à l'énergie de liaison E_l^V du niveau (en prenant comme référence le niveau du vide). L'électron éjecté de son niveau d'énergie a pour énergie cinétique :

$$E_c^V = h\nu - E_l^V \quad [\text{II-7}]$$

Cependant, si on se réfère au niveau de Fermi (E_f^f), ces électrons ne peuvent quitter le solide que si leur énergie est supérieure à l'énergie d'extraction des électrons du solide Φ_e .

Le principe de conservation [17, 18] s'écrit donc :

$$h\nu = E_c^V + E_f^f + \Phi_e \quad [\text{II-8}]$$

Comme l'échantillon et le spectromètre sont au même potentiel (la masse), il y a un alignement des niveaux de Fermi (voir figure II-14).

Pour passer de la surface de l'échantillon au spectromètre, le photoélectron va subir un potentiel égal à la différence du travail de sortie de l'analyseur et de l'échantillon : $\Phi_s - \Phi_e$.

Tandis que l'énergie du photoélectron à la surface de l'échantillon est de E_c^V , l'analyseur lui recueille un électron d'énergie E_c égale à :

$$E_c = E_c^V + (\Phi_e - \Phi_s) \quad [\text{II-9}]$$

En reportant la valeur de E_c^V donnée dans la première équation, on obtient :

$$h\nu = E_c + E_f^i + \Phi_s \quad [\text{II-10}]$$

Notons que l'énergie cinétique E_c du photoélectron (équation [II-9]), qui représente l'énergie cinétique effectivement mesurée dans le spectromètre ne dépend pas du travail de sortie de l'échantillon mais du travail de sortie de l'analyseur Φ_s .

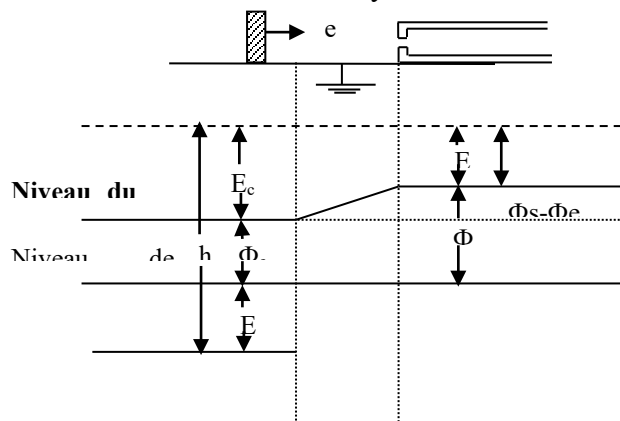


Figure II-14 : Schématisation des niveaux d'énergie

II.3.1.b.2 Le libre parcours moyen inélastique

La spectroscopie XPS permet d'effectuer des analyses jusqu'à une profondeur de l'ordre des dizaines de nanomètres. Cette profondeur analysée dépend des processus inélastiques que subissent les photoélectrons dans le solide. Cette profondeur peut être déterminée connaissant le libre parcours moyen inélastique λ_i .

L'équation suivante représente une méthode de calcul du libre parcours moyen définie par Tanuma et al. [19] selon la formule nommée IMFP-TPP2M :

$$\lambda_i = \frac{E}{\left[E_p^2 \left(\beta \ln(\gamma E) - \frac{C}{E} + \frac{D}{E^2} \right) \right]} \quad \text{[II-11]}$$

E : Energie de l'électron

N_v : Nombres d'électrons de valence par atome ou molécule

E_p, β, C et D : sont définis par les équations suivantes :

$$E_p = 28.8 \left(\frac{\rho N_v}{M} \right)^{1/2} \quad \text{[II-12]}$$

$$\beta = -0.10 + 0.944(E_p^2 + E_g^2)^{1/2} + 0.069 \rho^{0.1} \quad \text{[II-13]}$$

$$C = 1.97 - 0.91 \frac{N_v \cdot \rho}{M} \quad \text{[II-14]}$$

$$D = 53.4 - 20.8 \frac{N_v \cdot \rho}{M} \quad \text{[II-15]}$$

$$\gamma = 0.191 \rho^{-0.5} \quad \text{[II-16]}$$

ρ : densité volumique ;

E_g : énergie de la bande interdite ;

M : poids atomique ou moléculaire ;

La figure II-15 représente les valeurs de λ_i pour les éléments : gallium, arsenic, phosphore, indium et azote. Ces valeurs ont été calculées avec le logiciel Quases IMFP-TPP2M développé par Tougaard [20].

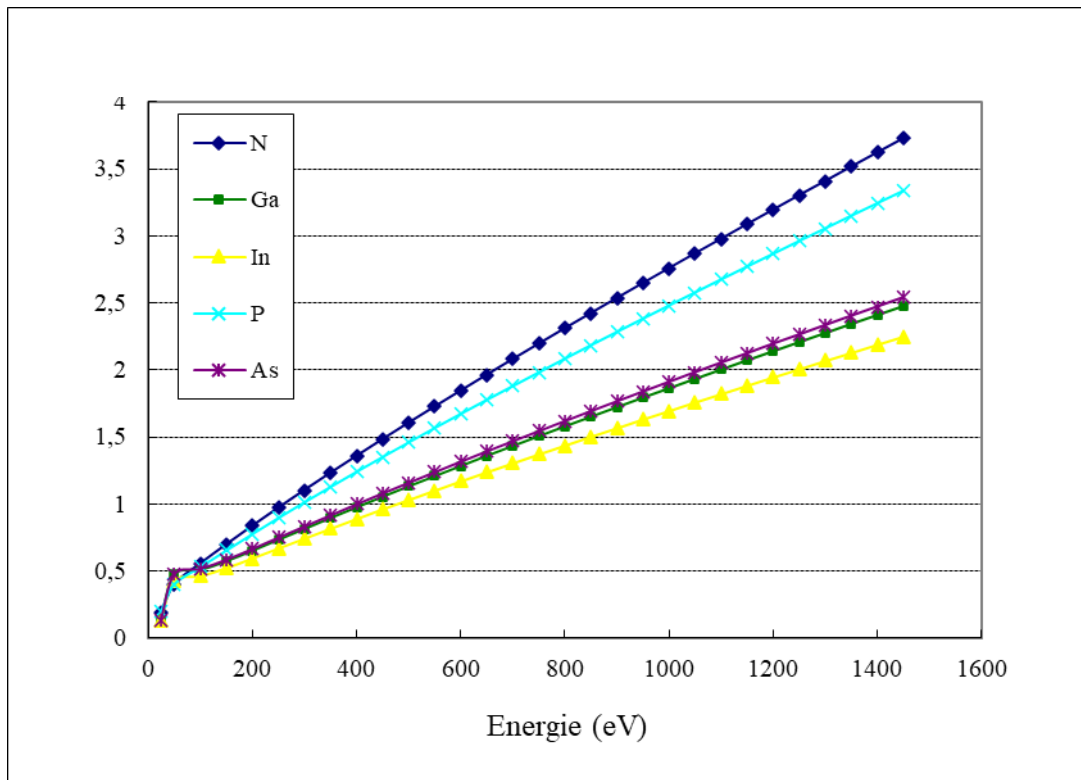


Figure II-15 : Libre parcours moyen inélastique en fonction de l'énergie de l'électron [20].

II.4 Dépôt du métal par évaporation

Le dépôt par évaporation est également une méthode courante PVD de dépôt de couche mince. Dans ce processus, le substrat est placé à l'intérieur d'une chambre. Lorsque la chambre est sous vide, un matériau source est ensuite chauffé au point où il commence à bouillir et à s'évaporer. Le vide est nécessaire pour permettre aux particules de vapeur de se déplacer librement dans la chambre, puis de se condenser à la surface du substrat [23].

Généralement, si le substrat a une surface rugueuse, les matériaux évaporés se déposent principalement à partir d'une seule direction conduisant à une couche non uniforme.



Figure II-16 : Système de revêtement sous vide poussé: évaporateur Edward 306[24].

II.4.1 Description générale de L'AUTO 306

L'évaporateur par canon à électrons Edwards AUTO 306 permet le dépôt de couches métalliques minces (jusqu'à 5 microns) par évaporation par canon à électrons afin de réaliser des interconnexions électriques. [24]

II.4.1.a Caractéristiques principales

Métal: Al

Taille des substrats : de 1'' à 4''

Capacité : 1 a 5

Alimentation : canon à électrons (3kw)

Pompage cryogénique

Vide limite : $5 \cdot 10^{-7}$ mbar

II.4.1.b Principe de fonctionnement

Le substrat à métalliser est positionné au-dessus du creuset contenant le matériau à déposer. Le matériau est évaporé à l'aide du canon à électrons et va se déposer sur le substrat par « condensation »

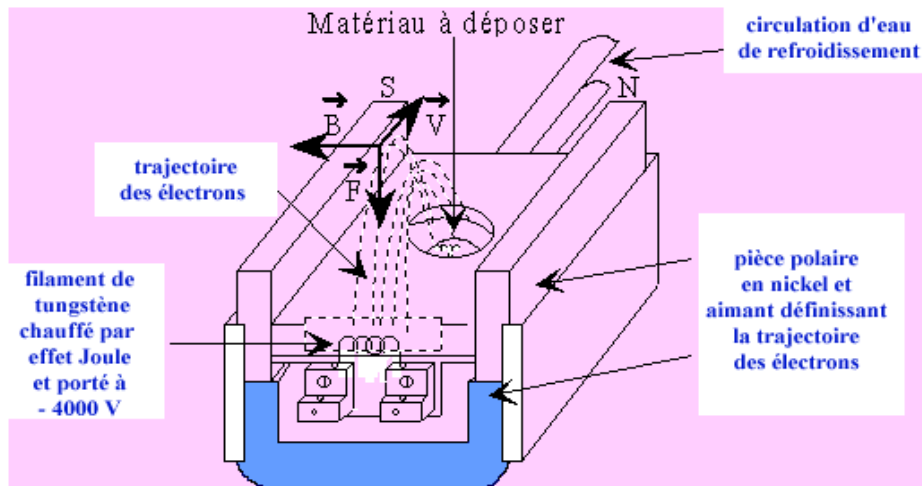


Figure II-17 : Schéma principe d'évaporateur Edwards AUTO 306. [24]

Chauffage par faisceau d'électrons[24]: le canon à électrons est constitué :

- D'un filament émetteur d'électron, optiquement caché du creuset
- D'un circuit d'alimentation
- D'un aimant de focalisation qui impose aux e- une déflexion de 60° à 270° . Il n'y a pas de perte d'énergie, l'énergie étant directement transmise au matériau à déposer.

Cet évaporateur offre la possibilité d'évaporer des matériaux réfractaires et isolants (Al_2O_3 , Mo, W...), avec une importante vitesse de dépôt. L'évaporateur ne pose pas le problème d'interaction entre le matériau et le creuset (fusion localisée). Le faisceau d'électron est doté d'une liberté de mouvement pour avoir une meilleure uniformité de dépôt

II.5 Description des bancs de caractérisations électriques

Dans ce paragraphe, nous présenterons les techniques de caractérisations électriques utilisées pour déterminer les propriétés électriques des structures Au/InN/InP étudiées. Nous décrirons icisommairement les deux bancs de mesures utilisés et leurs principes de fonctionnement. Pour caractériser électriquement nos structures Schottky, nous avons utilisé les mesures de courant en fonction de la tension (I-V) en direct et en inverse avec l'instrument de mesure « *Semiconductor Parameter Analyzer HP 4156A* » et les mesures de la capacité en fonction de la tension (C-V) et de la conductance en fonction de la tension (G-V) avec l'instrument de mesure *LCR meter HP 4284A'* en haute fréquence 1MHz et pour différentes fréquences afin de bien voir l'effet des états d'interface en basses et en hautes fréquences.

II.5.1 Analyseur de paramètres pour les mesures I-V : Semiconductor Parameter Analyzer HP 4156A

L'analyseur de paramètres de semi-conducteurs HP 4155A et l'analyseur de paramètres de semiconducteurs de précision HP 4156A sont des instruments entièrement automatiques et hautes performances conçus pour mesurer, afficher graphiquement et analyser les paramètres et les caractéristiques en courant continu des dispositifs à semi-conducteurs tels que les diodes, les transistors, les circuits intégrés, les cellules solaires et gaufrettes pendant le processus de fabrication. Vous pouvez ainsi évaluer la conception des appareils, la conception des processus, les environnements de fabrication, etc. avec le HP 4155A/4156A.

Dans les laboratoires de recherche et développement de semi-conducteurs, le HP 4155A/4156A fournit une évaluation précise des caractéristiques, qui est un étape importante dans le développement de nouveaux appareils haute performance, et offre aux ingénieurs de conception une méthode facile à utiliser d'acquisition des paramètres de l'appareil - un élément essentiel de la conception assistée par ordinateur (CAO).

Sur la ligne de production, le HP 4155A / 4156A fournit une rétroaction en temps réel sur l'évaluation des plaquettes pour améliorer le processus des semi-conducteurs et augmenter les rendements de production.

Pour les utilisateurs de semiconducteurs, le HP 4155A/4156A est idéal pour les applications de conception de circuits et l'inspection entrante [25].

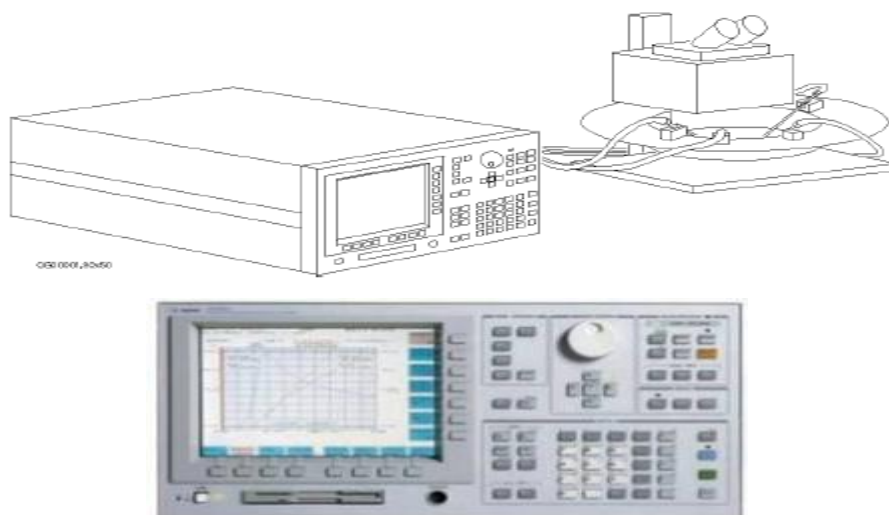


Figure II-18: Analyseur de paramètres HP 4156A" pour les mesures I-V [24]

II.5.2 Banc sous pointes

Description Il s'agit d'une station de sonde de 8 pouces (modèle: PM8 de KarlSuss) avec quatre μ manipulateurs coaxiaux. Il est couplé à un analyseur semi-conducteur (HP 4155A) et un générateur d'impulsions (HP41501B) permettant des mesures de très faibles courants (100 fA) à température ambiante. Il est également possible de capturer votre échantillon grâce à une caméra CCD (Hamamatsu): celle-ci est également utile pour visualiser les défauts structurels d'un appareil sous haute tension (1100V)[24].

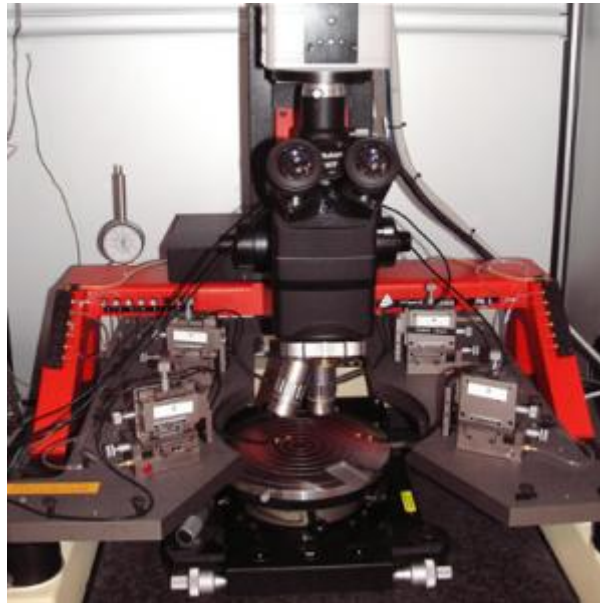


Figure II-19 : Banc sous pointes [24]

II.5.3 Description du banc de mesures C (V) et G (V):

Les mesures sont réalisées en haute fréquence (1MHz) à l'aide d'un banc de mesure capacité-tension et conductance-tension de modèle « *precision LCR meter HP 4284A* »(figure II.20). Le banc fonctionne en automatique. Il est constitué d'un oscillateur, d'un détecteur de phase et d'un générateur de rampe en escalier. Ce dernier assure un balayage de la tension de polarisation V_G de la grille de la structure. Le tout est piloté par un ordinateur relié par une carte d'interface au banc de mesure. Le logiciel adapté au banc de mesure nous facilite la manipulation, et les résultats sont directement visualisés sur le moniteur [24, 25].

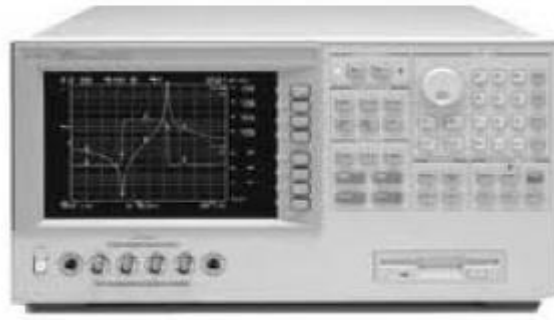


Figure II-20 : RLC mètre HP 4284A » pour les mesures C-V et G-V. [24]

Le HP 4284A est un compteur LCR: on peut obtenir la capacité C , l'inductance L et la résistance R (ou d'autres paramètres: Z , Y , G ...) en fonction de la tension de polarisation appliquée (allant de $-40V$ à $40V$) ou de la fréquence de l'oscillation couplée à la polarisation (de $20Hz$ à $1MHz$). Un programme Labview enregistre les données sur un ordinateur. (Résolution $C < 50 fF$)[24].

II.6 Conclusion

Le deuxième chapitre a été consacré à la présentation des différents moyens expérimentaux utilisés pour l'étude de la nitruration des substrats de phosphore d'indium, les bâtis ultravides dans lesquels se déroule la réalisation des couches nitrurées par évaporation d'azote à l'aide d'une cellule de production de plasma d'azote de type plasma à décharge ainsi que leurs éléments ont été détaillés dans ce chapitre. Les techniques d'analyses de surfaces (spectroscopie de photoélectrons X et spectroscopie Auger) que nous avons employé pour le suivi du processus de la nitruration et l'évaporateur qui a servi pour le dépôt métallique ainsi que les bancs de caractérisations électriques des structures Au/n-InN/InP(100) étudiées ont été décrits également.

Références bibliographiques

- [1] Le vide et ses Intervenants, Guide à l'usage des utilisateurs de techniques du vide, Vide 98, SFV.
- [2] A. Richardt, A.M. Durand, La pratique du vide et des dépôts de couches minces Edition In Fine, 1995.
- [3] Y. Ould-Metidji Thèse de docteur d'université. Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, N° DU 1382
- [4] Y. Huttel Thèse de docteur en science, Orsay (1995), N°4022.
- [5] J.F. Moulder, W.F. Stickle, P.E. Sobol, K.D. Bomben Hand book of X-ray photoelectron spectroscopy. Edité par J. Chastain. Publié par Perkin-Elmer corporation (1992).
- [6] D. Briggs and M.P. Seah Practical Surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy Edité par D. Briggs and P. Seah (1983).
- [7] Microcaractérisation des solides. Méthodes d'observation et d'analyse Edité par M. Ammou Centre Régional d'Analyse des Matériaux CNRS, 1989.
- [8] K.M.G. Siegbahn, Prix Nobel de Physique en 1924. Nobel lectures, Elsevier Publishing Compagny, Physics (1922-1941)
- [9] R. Schmid, K. H. Gaukler, H. Seiler Scanning electron microscopy (Chicago : SEM) 1983/II 501
- [10] B. Gruzza, P. Bondot, A. Porte, C. Jardin, G. Gergely Acta Physica Polonica A, 81, (1992) 159
- [11] G. Gergely Vacuum 33 (1983) 89
- [12] P. Auger Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 177 (1923) 169.
- [13] M.F. Chung, L.H. Jenkins Surface Science 22 (1970) 479.
- [14] J. J. Lander Physical Rev. 102 (1953) 1382.
- [15] G.A. Harrower Physics Rev. 102 (1956) 340.
- [16] Wolstenholme Materials World, vol 7 (1999) 412.
- [17] G. Margaritondo Introduction to Synchrotron Radiation Edité par Oxford University (1988)
- [18] B. Agius, M. Froment Surfaces interfaces et films minces, observations et analyse Edition Dunod (1990).
- [19] S. Tanuma, C.J. Powell, D. R. Penn Surf. Interf. Anal., Vol. 21, 165 (1993)

- [20] S. Tougaard Quases IMFP-TPP2M: Calculation of inelastic electron mean free path by TPP2M, Ver 2.1. Copyright © 1998-2000
- [21] C. Jardin Thèse de docteur d'Etat, Université Claude Bernard, Lyon (1981) N° 81-36.
- [22] A. Adams, F.H. Read *Journal of Physics E*, 5, (1972), 156-160.
- [23] Edwards High Vacuum International.
- [24] IMEP-LAHC Institut de Microélectronique, Electromagnétisme Photonique & Laboratoire d'Hyperfréquences & de Caractérisation, Grenoble INP - Minatec – 3.
- [25] G. Smoljkic and I. Lackovic, Expanding the functionality of HP4284A precision LCR meter through measurement system integration, Hermann Scharfetter, Robert Merva (Eds.): ICEBI 2007, IFMBE Proceedings 17, pp. 232–235, 2007, www.springerlink.com © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2007.
- [26] Edwards 306 thermal Evaporator Standart operating Procedure, Columbia University, In The City Of Columbia Nano Initiative / Center For Integrated New York Science And Engineering.

**Chapitre III:
Nitruration des Substrats
InP(100)-
Analyses de surface et de
l'interface InN/InP(100)-**

III.1 Introduction

L'InN présente un potentiel intéressant dans la fabrication des cellules solaires avec un bon rendement [1, 2] et de composants fonctionnant dans les domaines hautes fréquences grâce à ses caractéristiques de transports supérieures à celles du GaN et du GaAs [3]. Les alliages à base d'InN comme l'InAlN et l'InGaN présentent un grand intérêt dans la fabrication de diodes électroluminescentes puisque le gap de tels systèmes peut varier de 0.7 pour l'InN à 6.2 eV pour le cas de l'AlN) [4]. Cependant, la synthèse d'InN de très bonne qualité reste difficile à réaliser. La principale difficulté lors de sa fabrication par épitaxie de jet moléculaire (MBE) réside dans la production d'espèces azotées. En effet, la molécule d'azote est très stable, son énergie de liaison est égale à 9.9 eV [5]. De plus, sa température de dissociation est relativement faible (550°C) [6] interdisant de ce fait la croissance de l'InN à haute température [7], sa pression de dissociation est élevée et l'InN ne se forme pas par réaction directe entre le diazote N_2 et l'indium In. Enfin, il n'existe pas de substrats adéquats pour la croissance d'InN.

La formation de couches minces (nanométriques) d'InN par procédé de nitruration des substrats d'InP (100) a fait déjà l'objet de travaux antérieurs réalisés par plusieurs auteurs, on cite M. Petit et al. et A. Talbi et al. [10, 14] etc. Depuis plusieurs années, l'équipe « Surface et Interface » de l'institut PASCAL de l'université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand (France), s'intéresse aux semiconducteurs III-V ainsi qu'à la croissance de nitrures sur ces substrats. Elle a pu, dans un premier temps, mettre en évidence les mécanismes de nitruration de la face (100) du phosphore d'indium. La température optimale a été déterminée par les travaux antérieurs réalisés par Y. Ould-Metidji [11] et le temps d'exposition au flux d'azote ainsi que l'angle d'incidence du flux par rapport à la surface de l'échantillon ont été déterminés par M. Petit [10] et A. Talbi [14]. Ils ont suivi la nitruration dans les conditions optimales de croissance de la couche tampon de type InN sur l'InP (100).

Dans ce chapitre, et en s'appuyant sur des travaux de collaborations antérieurs entre le Laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de l'université de Sidi Bel Abbès et l'équipe « Surface et Interface » de l'institut PASCAL de l'université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand (France), sur la stabilisation des surfaces d'InP (100) par nitruration, nous explorons la nitruration des substrats d'InP(100), avec un suivi de la surface au moyen de

spectroscopies de photoélectrons X (XPS) et d'électrons Auger. Ces analyses de surface permettent de déterminer la composition chimique et l'état de la surface et de l'interface des structures étudiées.

Les étapes et les conditions technologiques nécessaires à la réalisation des structures InN/InP(100) avec une bonne qualité d'interface ont été également détaillées. Des modèles théoriques couche atomique par couche atomique adoptés pour les structures étudiées sont comparés aux résultats expérimentaux. Ceci dans le but de déduire l'épaisseur du film d'InN réalisé ainsi que l'état de l'interface réalisée entre ce film et le substrat InP.

III.2 Etude par spectroscopies électroniques de la composition superficielle des substrats InP (100) nettoyés.

III.2.1 Nettoyage des substrats d'InP(100)

III.2.1.a Nettoyage chimique

Les substrats d'InP de type N utilisés proviennent de l'industrie (Crystal Impact). Ils se présentent sous la forme de plaquettes circulaires d'un diamètre de 50mm et d'une épaisseur d'environ de 350 μ m. Ils ont été réalisés par tirage de CZOCHRALSKI et sont découpées suivant le plan cristallographique (100) dans des lingots monocristallins.

Ces plaquettes sont livrées avec un polissage mécano-chimique qui leur confère une qualité optique, mais le séjour prolongé des échantillons à l'atmosphère provoque la pollution de la surface par diverses impuretés (carbone, oxydes et graisses principalement). Il faut donc dans un premier temps effectuer un nettoyage chimique de ces substrats. La méthode de nettoyage est composée de bains successifs d'alcool, d'acide sulfurique et de brome. La séquence de ce nettoyage est représentée sur la figure III-1.

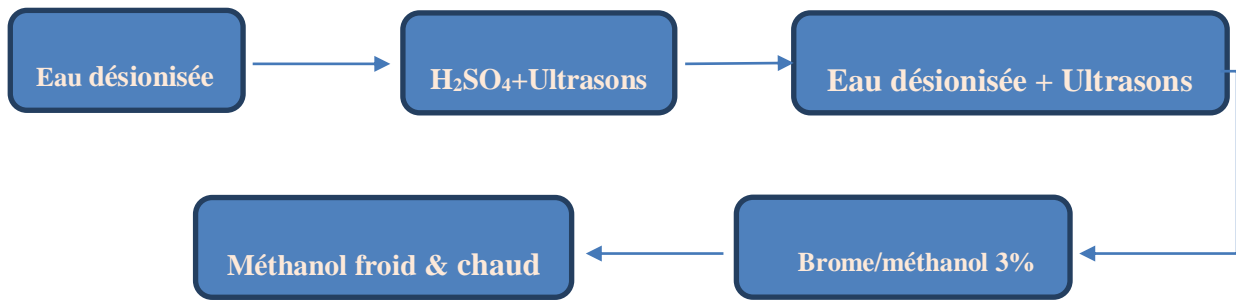


Figure III-1 : Processus de nettoyage chimique des substrats InP (100) [8].

III.2.1.b Nettoyage ionique : suivi du bombardement par spectroscopie XPS

Après nettoyage, les échantillons sont ensuite introduits dans le bâti ultravide. Une analyse XPS d'un substrat InP nettoyé chimiquement révèle la présence de carbone et d'oxygène sur la surface (voir figure [III-2]). Par conséquent, un nettoyage in situ des échantillons est indispensable pour l'obtention d'une surface exempte de toute contamination, ceci afin d'obtenir une interface de bonne qualité entre le substrat d'InP et les couches de nitrures.

Ce nettoyage se fait grâce à un bombardement de la surface par un faisceau d'ions d'argon produit par le canon à ions décrit dans le chapitre (II). Les paramètres expérimentaux du bombardement ionique sont les suivants [9]:

- Pression d'argon dans la chambre : 4×10^{-3} Pa ;
- Energie des ions d'argon : 300 eV ;
- Densité du courant du faisceau : $2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$;
- Durée du nettoyage : 15 min.

Les analyses spectroscopiques après nettoyage ionique des échantillons InP (voir figure [III-2]) montrent que toute trace de contamination a disparu et que les pics d'oxygène O_{1s} et de carbone C_{1s} n'apparaissent plus.

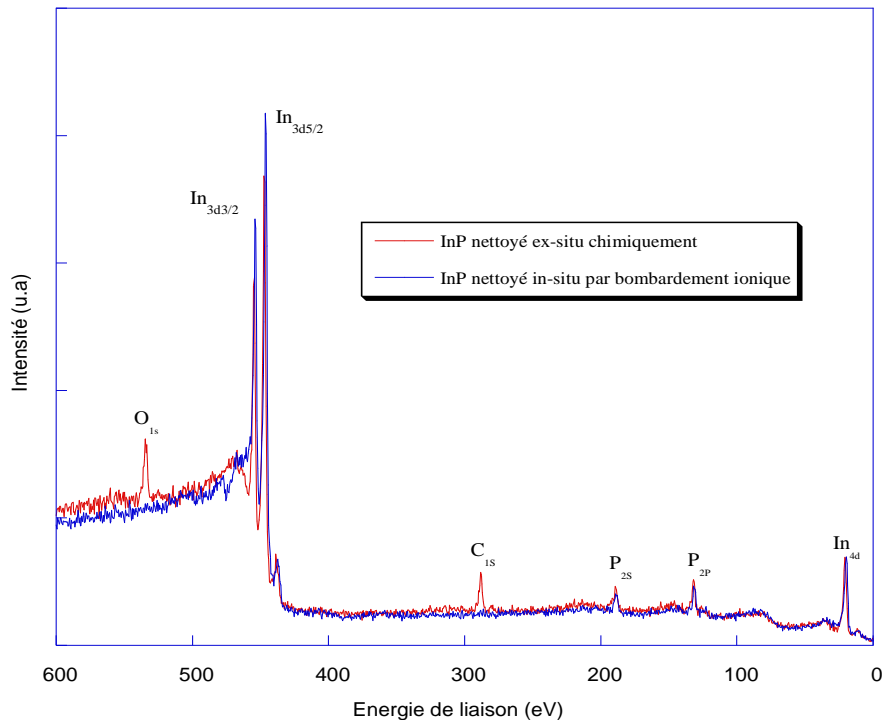


Figure III-2 : Spectre général d'un substrat InP(100) après nettoyage chimique et après bombardement ionique.

III.2.1.c Effet du nettoyage sur le substrat

Des travaux antérieurs effectués ont montré qu'après le nettoyage chimique, la surface du substrat d'InP est couverte par un peu moins de deux monocouches de carbone et d'oxygène. Ces deux monocouches de contamination disparaissent au bout de six minutes de bombardement ionique. La prolongation du bombardement entraîne la formation de cristallites d'indium métallique sur la surface (100) par départ préférentiel du phosphore. Ces cristallites sont au nombre de quatre monocouches de haut et couvrent à peu près 25% de la surface du substrat [9, 10]. La formation d'indium métallique sur la surface du substrat est à la base de la nitruration des échantillons d'InP. Ils vont en effet servir de précurseur pour réaliser les couches de nitrure In-N. Le schéma ci-dessous résume le nettoyage ionique et la formation de cristallites.

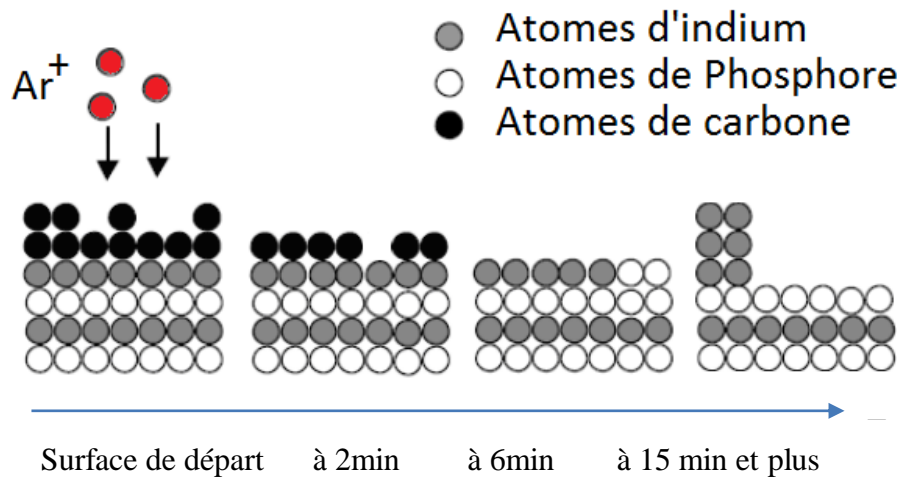


Figure III-3 : Schématisation d'un substrat d'InP(100) durant le nettoyage ionique.

III.2.1.d Le modèle théorique après bombardement ionique

Le modèle théorique est basé sur une représentation couche atomique par couche atomique du matériau utilisé pour calculer théoriquement les intensités des signaux des différents éléments chimiques constituant le substrat.

Après le nettoyage ionique, le substrat est représenté schématiquement par la figure suivante :

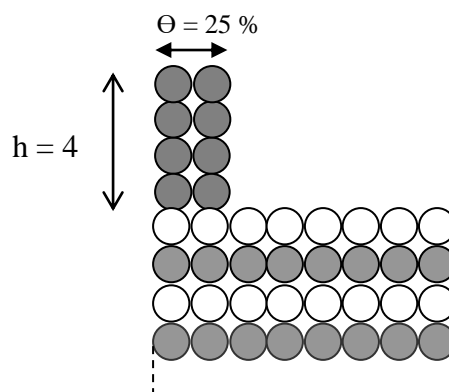


Figure III-4 : Représentation de la surface d'InP(100) après nettoyage ionique [19].

- L'intensité du signal provenant de l'indium du substrat nettoyé ioniquement

Le signal d'indium que l'on va calculer ici tient compte de : la contribution surfacique due aux cristallites d'indium métallique formées par départ préférentiel du phosphore lors du bombardement ionique et qui couvre 25% de la surface ($\Theta=25\%$) sur une hauteur h de 4 monocouches.

- La contribution volumique due à l'indium du substrat.

$$I_{\text{indium}} = 0.25 (1 + \alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^2 + \alpha_{\text{In}}^3) i_{\text{In}} \quad (\text{contribution des cristallites } I_{\text{In-In}})$$

$$+ (0.25 \alpha_{\text{In}}^4 + 0.75) (\alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^3 + \dots \alpha_{\text{In}}^{2n+3}) i_{\text{In}} \quad (\text{contribution de l'indium du substrat } I_{\text{In-P}})$$

Donc :

$$I_{\text{In-In}} = 0.25 i_{\text{In}} (1 + \alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^2 + \alpha_{\text{In}}^3) \quad [\text{III-1}]$$

$$I_{\text{In-P}} = (0.25 \alpha_{\text{In}}^4 + 0.75) \frac{\alpha_{\text{In}} i_{\text{In}}}{1 - \alpha_{\text{In}}^2} \quad [\text{III-2}]$$

L'intensité du pic d'indium

$$I_{\text{indium}} = 0.25 (1 + \alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^2 + \alpha_{\text{In}}^3) i_{\text{In}} + (0.75 + 0.25 \alpha_{\text{In}}^4) \frac{\alpha_{\text{In}} i_{\text{In}}}{1 - \alpha_{\text{In}}^2} \quad [\text{III-3}]$$

avec :

i_{In} : le signal d'une monocouche d'indium.

α_{In} : le coefficient d'atténuation du signal des photoélectrons d'indium à travers une couche d'atomes de phosphore ou d'indium, il est donné par :

$$\alpha_{\text{In}} = \exp\left(-\frac{d}{0.96 \lambda_{i_{\text{In}}}}\right) \quad [\text{III-4}]$$

$\lambda_{i_{\text{In}}}$: le libre parcours moyen inélastique des photoélectrons d'indium [24];

0.96 est une constante spécifique de l'analyseur;

d : épaisseur d'une monocouche traversée par le signal.

- Rapport théorique des intensités de photoélectrons I_{In-In}/I_{In-P} après bombardement ionique

Le rapport des intensités des pics de photoélectrons $R = I_{In-In} / I_{In-P}$ après bombardement ionique donne le rapport de la contribution des cristallites d'indium par la contribution de l'indium du substrat, il a pour expression :

$$R = \frac{0.25(1 + \alpha_{In} + \alpha_{In}^2 + \alpha_{In}^3)(1 - \alpha_{In}^2)}{(0.75 + 0.25\alpha_{In}^4)\alpha_{In}} \quad \text{avec } \alpha_{In} = 0.8 \quad \text{[III-5]}$$

Il est égal à **0.39**

- L'intensité du signal provenant des couches de phosphore

$$I_p = 0.75 (1 + \alpha_p^2 + \dots + \alpha_p^{2n}) i_p + 0.25 \alpha_p^4 (1 + \alpha_p^2 + \dots + \alpha_p^{2n}) i_p \quad \text{[III-6]}$$

$$\alpha_p^2 I_p = (0.75 + 0.25 \alpha_p^4) (\alpha_p^2 + \alpha_p^4 + \dots + \alpha_p^{2n+2}) i_p$$

$$I_p(1 - \alpha_p^2) = (0.75 + 0.25 \alpha_p^4)(1 - \alpha_p^{2n+2}) i_p \quad \text{[III-7]}$$

Pour un nombre infini de monocouches $n \longrightarrow \infty$ et $\alpha_p^{2n+2} \longrightarrow 0$

on trouve alors :

$$I_p = \frac{(0.75 + 0.25\alpha_p^4)}{1 - \alpha_p^2} i_p \quad \text{[III-8]}$$

avec :

i_p : le signal d'une monocouche de phosphore;

α_p : le coefficient d'atténuation du signal des photoélectrons du phosphore à travers une couche d'atomes de phosphore ou d'indium ;

$$\alpha_p = \exp\left(-\frac{d}{0.96\lambda_{i_p}}\right) \quad \text{[III-9]}$$

λ_{i_p} : le libre parcours moyen inélastique des photoélectrons du phosphore [24].

III.2.2 Etude par spectroscopie de photoélectrons X de la composition surfacique des substrats InP(100) nettoyés

Nous avons effectué des analyses XPS sur les substrats InP (100) après nettoyage ionique afin de déterminer l'influence de celui-ci sur la composition chimique de la surface.

Tous les spectres XPS présentés dans cette partie ont été réalisés sous excitation X avec la raie Mg K α d'énergie $h\nu=1253,6$ eV.

III.2.2.a Etude de l'évolution du niveau de cœur In $4d$

Outre l'élimination des impuretés de surface, le bombardement ionique induit la formation à la surface de l'InP(100) des cristallites d'indium métallique par départ préférentiel du phosphore, les cristallites ainsi formées couvrent environ 25% de la surface pour une hauteur de 4 monocouches atomiques.

Le spectre XPS du niveau de cœur In $4d$ d'un substrat InP après bombardement ionique représenté sur la figure [III-5] se décompose en deux séries de doublets; la première correspond aux liaisons InP et la seconde est attribuée aux liaisons In-In qui confirment la présence d'indium métallique sur la surface. Ce spectre ne comporte pas de contributions liées aux oxydes d'indium situées en général vers les plus hautes énergies à 19.3 eV [11, 12], ce qui signifie que le substrat est propre.

Les paramètres de décomposition du doublet et les positions des pics que nous avons utilisés, sont rassemblés dans le tableau suivant :

	In-P (substrat)	Liaison In-In	Liaison P-In
Largeur à mi-hauteur FWHM (eV)	1.4±0.2	1.4±0.2	1.4±0.2
% Lorentzien / Gaussien	50%Lor, 50% Gauss	50%Lor, 50% Gauss	100%Lor, 0%Gauss
Ecart du doublet spin-orbite (eV)	0.9	0.9	1.2
Rapport des surfaces	1.3 -1.4	1.3 -1.4	2.2
Ecart d'énergie /au substrat (eV)	/	- 0.7	/

Tableau III-1 : Paramètres de décomposition du niveau de cœur In_{4d} et du niveau de cœur P_{2p}. [11, 21]

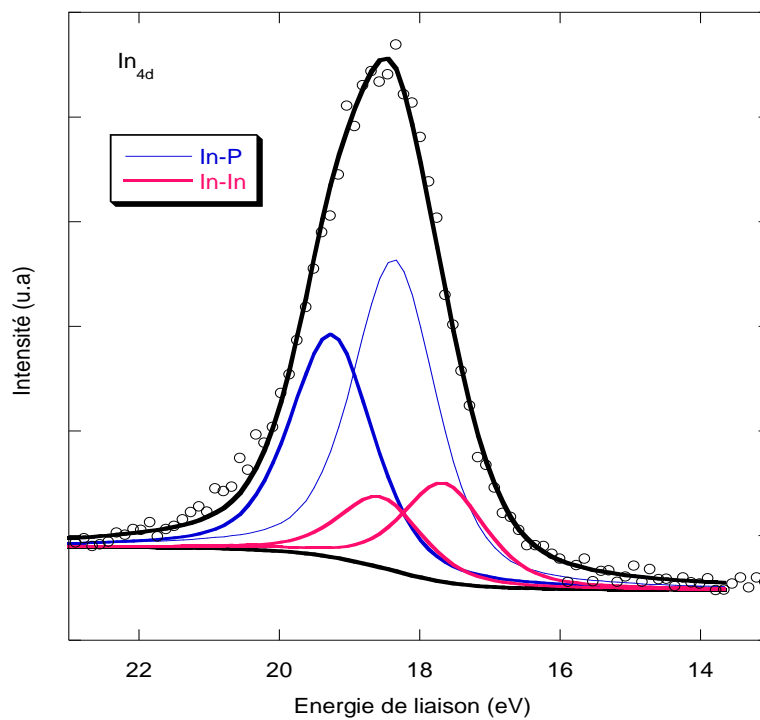


Figure III-5 : Niveau de cœur In_{4d} après bombardement ionique.

III.2.2.b Etude de l'évolution du niveau de cœur P_{2p}

La figure III-6 représente le niveau de cœur P_{2p} du phosphore après le nettoyage ionique, situé à 129 ± 0.2 eV [11, 12]. Il comporte un doublet lié au couplage spin-orbite. Ce niveau de cœur ne comporte pas de contributions d'oxydes situées en général vers les plus hautes énergies de liaisons (135 eV) [11, 13]. Ce qui confirme que le substrat InP est propre après nettoyage ionique. Le tableau III-1 résume les paramètres de décomposition de ce doublet.

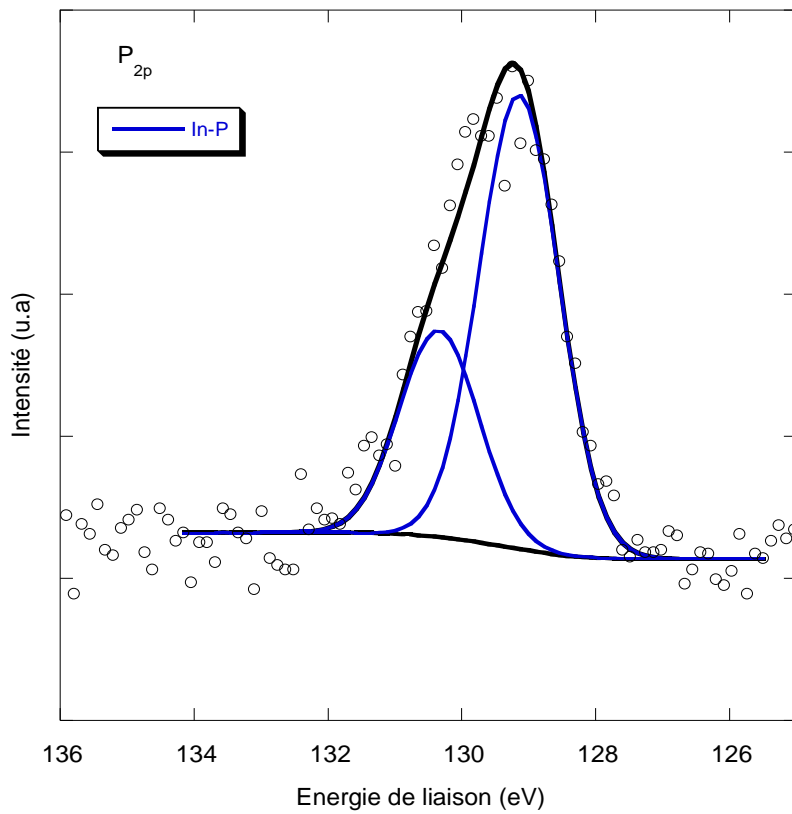


Figure III-6 : Niveau de cœur P_{2p} après bombardement ionique.

III.2.3 Etude par spectroscopie AES de la composition surfacique des substrats d'InP(100) après nettoyage ionique

III.2.3.a Transition P_{LMM} de la surface du substrat InP (100) après nettoyage ionique

Les analyses Auger de la surface des substrats nettoyés ont été effectuées dans le deuxième bâti ultravide qui est équipé de l'analyseur RFA. Nous avons étudié le pic Auger du phosphore. L'avantage du pic Auger du phosphore est qu'il se situe à une relative faible énergie cinétique, pour ces faibles énergies le RFA possède une meilleure sensibilité et une meilleure résolution ce qui permet une bonne détection du signal. La figure III-7 représente le spectre Auger du pic de phosphore après le nettoyage ionique, effectué en mode direct. Celui-ci peut être décomposé en trois gaussiennes, caractéristiques des trois groupes de transitions Auger LMM du phosphore (1), (2) et (3). Ces transitions sont associées aux liaisons P-In du substrat. La largeur à mi-hauteur de ces transitions est de l'ordre de 9 ± 0.5 eV.

- (1) est le signal total des transitions Auger $L_3 M_1 M_1$ et $L_2 M_1 M_1$, représenté par le pic situé à 97 eV en énergie cinétique.
- (2) est le signal total des transitions Auger $L_3 M_1 M_{23}$ et $L_2 M_1 M_{23}$, représenté par le pic situé à 106 eV en énergie cinétique.
- (3) est le signal total des transitions Auger $L_3 M_{23} M_{23}$ et $L_2 M_{23} M_{23}$, représenté par le pic situé à 116 eV en énergie cinétique.

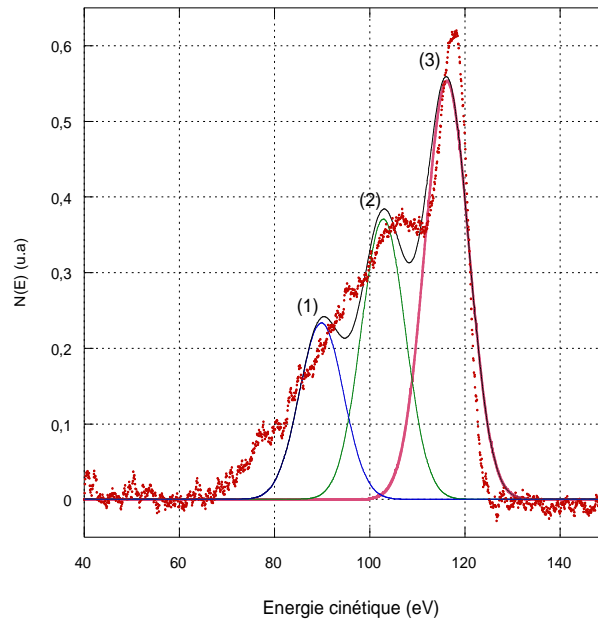


Figure III-7 : Pic Auger du phosphore en mode direct après nettoyage ionique.

Ces pics expérimentaux sont en accord avec les valeurs théoriques [15], des transitions Auger du phosphore, données dans la littérature

Le tableau III-2 donne une comparaison entre les paramètres expérimentaux des gaussiennes et les paramètres théoriques des transitions 1, 2 et 3 [10, 15, 21].

Groupe de transitions	Ecart en énergie (eV) (groupe 3 pris comme référence)	Amplitude des signaux (groupe 3 pris comme référence)
(1) Expérience	- 19	30
Théorie	- 14	44
(2) Expérience	- 9	52
Théorie	- 7	66
(3) Expérience	0	100
Théorie	0	100

Tableau III-2 : Comparaison des valeurs expérimentales et théoriques des trois groupes des transitions intervenant dans le pic Auger du phosphore [10, 15, 21].

III.3 Etude de la nitruration des substrats d'InP (100)

III.3.1 Processus de nitruration d'une surface d'InP(100)

La nitruration peut avoir plusieurs intérêts comme la réalisation d'une couche tampon d'InN à faible température préalable à la croissance de couches massives d'InN, la passivation de la surface d'InP ou la fabrication d'un film isolant pour des structures MIS ou des transistors à effet de champ (FET) [15, 16].

Sous certaines conditions expérimentales, le bombardement ionique crée des cristallites d'indium métallique en surface de l'InP(100). Le processus consiste donc à utiliser ces cristallites d'indium et un flux d'azote pour créer du nitrure d'indium et ainsi "passiver" la surface de l'InP (100). La surface du substrat d'InP nettoyé est soumise à un flux d'azote actif (N , N^+ , N^{2+}) produit par la source de type plasma à décharge; la pression d'azote dans le bâti est de 10^{-1} Pa. La température du substrat durant l'exposition au flux d'azote est maintenue à

250 °C. Cette température est choisie en fonction des travaux antérieurs [17, 18] qui ont étudié l'influence de la température sur la nitruration de substrats d'InP(100).

A basse température, les cristallites d'indium ne sont pas complètement dissociées par les atomes d'azote. Pour des températures suffisantes (comprises entre 200 et 270 °C), les îlots d'indium se décomposent et la couche nitrurée est alors composée principalement de liaisons In-N. Pour des températures supérieures à 270 °C, la couche nitrurée se décompose et le phosphore se lie avec l'azote.

Le suivi de l'évolution des éléments présents en surface tel que l'indium, le phosphore et l'azote lors du processus de nitruration est effectué in situ par les deux méthodes spectroscopiques :

- Spectroscopie XPS dans le bâti équipé de l'analyseur hémisphérique (HSA). Les niveaux de cœur des éléments constituant la surface ont été analysés avec la raie MgK_{α} d'énergie $h\nu=1253,6$ eV.
- Spectroscopie d'électron Auger dans le bâti équipé de l'analyseur RFA (l'énergie primaire des électrons est de 2200 eV et les spectres sont enregistrés en mode direct).

III.3.2 Suivi par spectroscopie Auger de la nitruration des substrats InP(100) nettoyés

La nitruration des substrats est réalisée dans le deuxième bâti équipé du RFA avec une source de production d'azote de type plasma à décharge. La pression d'azote est de 10^{-1} Pa. Le courant échantillon est mesuré durant cette opération, il est de $0.6 \mu A / cm^2$, et ceci pour vérifier la stabilité du plasma. Le suivi de la nitruration par des analyses Auger, se fait dans le même bâti ultravide.

III.3.2.a Transition P_{LMM}

La figure III-8 représente le spectre Auger du phosphore en mode direct. On observe une forte évolution de la forme du pic Auger du phosphore. Ce spectre montre l'apparition de contributions liées aux liaisons P-N. on peut dans ce cas décomposer le pic en deux séries de

trois gaussiennes. La nouvelle série de gaussiennes est décalée d'environ 7 eV vers les plus basses énergies cinétiques par rapport aux gaussiennes relatives aux liaisons P-In.

Les équations ci-dessous permettent de nous donner la proportion des liaisons P-N par rapport aux liaisons P-In, ainsi que les contributions relatives des liaisons P-In et P-N dans la totalité du pic Auger du phosphore après nitruration.

$$R_{N/In} = \frac{\sum \text{des surfaces des gaussiennes P - N}}{\sum \text{des surfaces des gaussiennes P - In}}$$

$$R_{P-In} = \frac{\sum \text{des surfaces des gaussiennes P - In}}{\text{Aire totale du pic Auger du phosphore}}$$

$$R_{P-N} = \frac{\sum \text{des surfaces des gaussiennes P - N}}{\text{Aire totale du pic Auger du phosphore}}$$

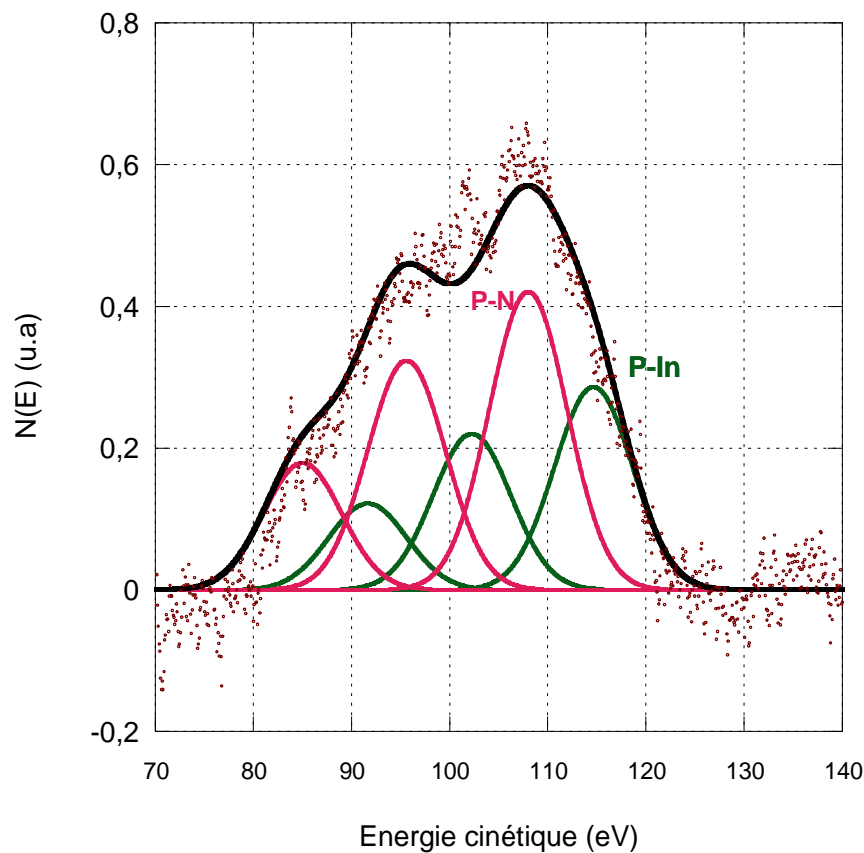


Figure III-8 : Pic Auger du phosphore du substrat InP(100) après nitruration.

Pour voir l'évolution du pic Auger du phosphore après nitruration, nous avons calculé les rapports expérimentaux $R_{N/In}$, R_{P-In} et R_{P-N} qui nous renseignent sur la proportion des liaisons P-N formées par rapport aux liaisons P-In.

Le tableau III-3, regroupe les rapports expérimentaux de phosphore trouvés après nitruration.

Structure	InN/InP(100)
Rapport: $R_{expP/In}$ (Après nettoyage)	3.67
Rapport: $R_{N/In}$,	1.471
Rapport : R_{P-In}	0.405
Rapport: R_{P-N}	0.595

Tableau III-3 : Résultats des différents rapports expérimentaux calculés d'après les pics Auger du phosphore après bombardement ionique et après nitruration.

D'après l'analyse de ce tableau, on en déduit que :

- le rapport $R_{exp P-In}$ est de **0.405** il est inférieur à celui après bombardement.
- $R_{exp P-N}$ augmente après la nitruration, il atteint la valeur **0.595** ; le rapport $R_{exp P-N} > R_{exp P-In}$ après nitruration.

III.3.2.b Transition In_{MNN} et N_{KLL}

Les figures III-9 et III-10 présentent les spectres Auger de l'indium et de l'azote avant et après nitruration. On remarque que le pic d'azote apparaît après la nitruration, ce qui confirme la présence d'azote sur la surface de l'échantillon[21]. Ces atomes d'azote ont consommé les cristallites d'indium créées après bombardement ionique afin de former les

couches d'InN.

Nous avons calculé le rapport expérimental des intensités des pics Auger du phosphore et d'indium après bombardement ionique, nous l'avons trouvé de l'ordre de $R_{\text{expP/In}}=3.67$. Ceci nous permet de dire que nous avons une quantité de cristallites d'indium équivalente à quatre monocouches avec un recouvrement de 25% suivant des travaux antérieurs de l'équipe surface et interface de Laboratoire LASMEA [10, 19].

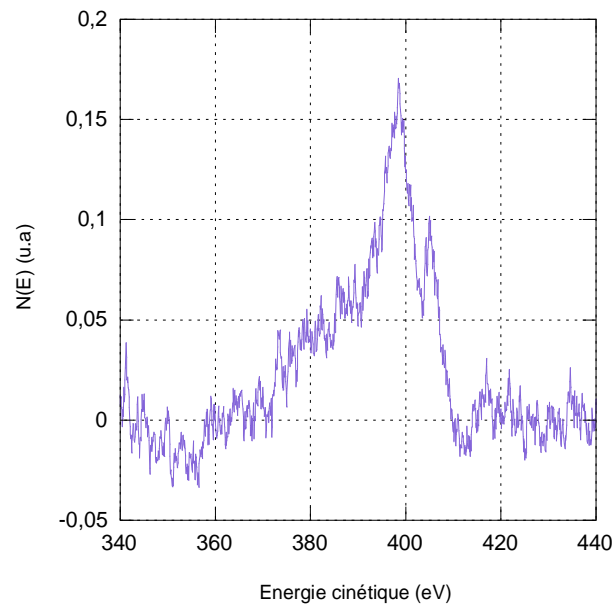


Figure III-9 : Transition Auger de l'indium en mode direct après bombardement ionique.

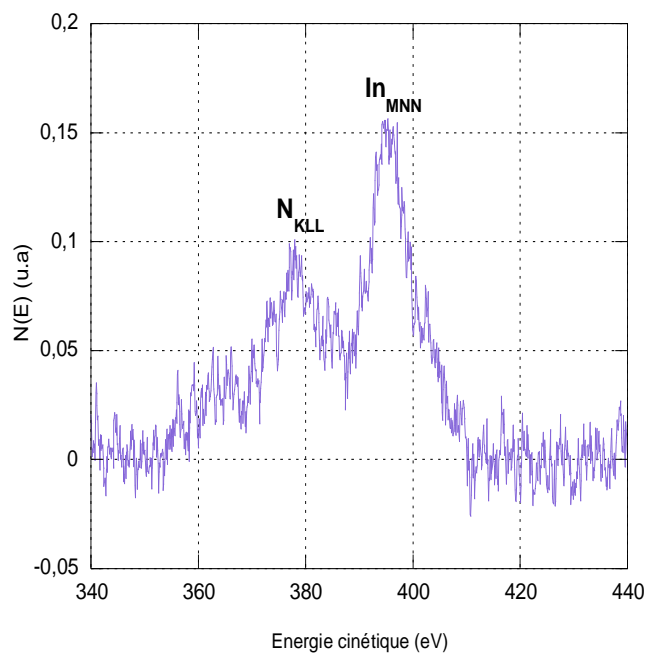


Figure III-10 : Transition Auger de l'indium et de l'azote en mode direct après nitruration.

L'apparition des atomes d'azote a été accompagnée d'une atténuation du signal d'indium par rapport à un InP nettoyé ioniquement. Nous avons calculé le rapport des intensités des signaux expérimentaux d'indium après bombardement et après nitruration, et nous avons trouvé un rapport $R_{\text{exp_In}}$ égal à **0.89**.

III.3.3 Suivi par spectroscopie de photoélectrons X de la nitruration des substrats InP(100)

Dans ce cas les expériences de nitruration sont effectuées dans le premier bâti ultravide avec la même source de production de plasma d'azote. L'évolution des éléments de

la surface d'InP pendant la nitruration se fait par spectroscopie de photoélectrons X dans la chambre d'analyse du bâti équipé de la source à rayon X et de l'analyseur hémisphérique.

III.3.3.a Evolution du niveau de cœur In_{4d}

Les graphes de la figure III-11 présentent la décomposition du niveau de cœur In_{4d} après nitruration. Notons que l'apparition de la contribution liée aux liaisons In-N déjà signalée dans la littérature [19, 20] située à 1 eV par rapport à l'InP vers les plus hautes énergies s'accompagne d'une diminution de cristallites d'indium métallique pour le substrat InP nitruré. Il semble qu'une quantité d'indium métallique créée par le bombardement ionique est presque totalement consommée pour former des couches de nitrures [14, 21].

Les paramètres de décomposition sont maintenus identiques à ceux du niveau de cœur de l' In_{4d} d'un substrat nettoyé ioniquement voir tableau III-1 :

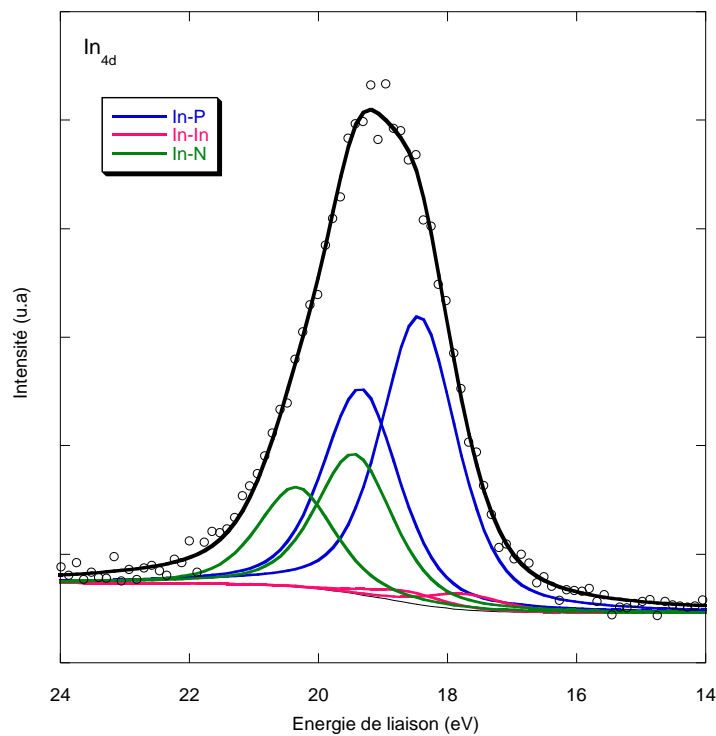


Figure III-11 : Niveau de cœur In_{4d} du substrat InP après nitruration.

Nous avons calculé le rapport expérimental $R_{\text{exp_InN/InP}}$, qui donne le rapport des surfaces des pics des liaisons InN de la couche d'InN par les surfaces des pics des liaison InP du substrat nous avons trouvé un rapport In-N/In-P de l'ordre de **0.5**.

Le rapport expérimental $R_{\text{exp_In-In/InP}}$ du doublet In-In par le doublet de l'InP du substrat, déterminé du niveau de cœur In_{4d} est très faible, il est de l'ordre **0.05** (presque plus de contributions relatives à l'indium métallique).

III.3.3.b Evolution du niveau de cœur P_{2p}

Le niveau de cœur P_{2p} après nitruration présente une nouvelle contribution. Elle est située à environ 4 eV vers les plus hautes énergies de liaisons par rapport aux liaisons P-In (voir figure III-12). Cette contribution a été attribuée aux liaisons P-N par Losurdo et al. [22] ainsi que Suzuki et al. [20].

Pour la décomposition du pic P_{2p} nitruré, on garde les mêmes paramètres que pour le niveau de cœur P_{2p} nettoyé (voir tableau III-1) :

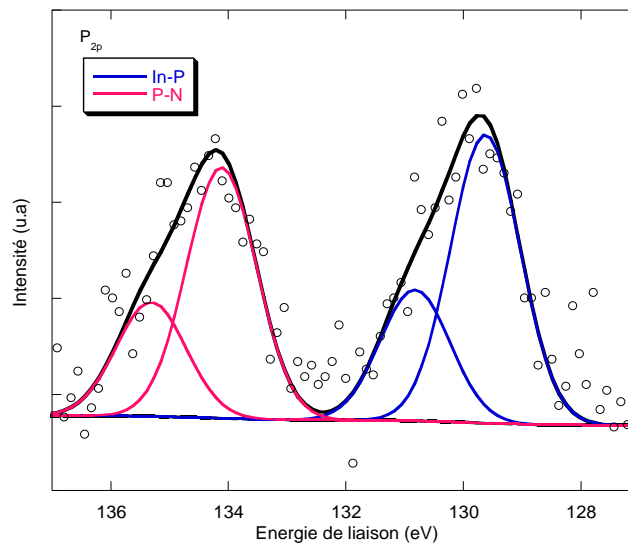


Figure III-12 : Niveau de cœur P_{2p} d'un substrat InP après nitruration.

III.3.3.c Evolution du niveau de cœur N_{1s}

La figure III-13 représente le niveau de cœur N_{1s} . Il comporte une contribution liée aux liaisons N-In remarquée auparavant dans le pic In_{4d} sous forme de liaison In-N [20, 22]. Ce spectre comporte en plus deux pics attribués à des liaisons P-N observés aussi par Losurdo et al. [22].

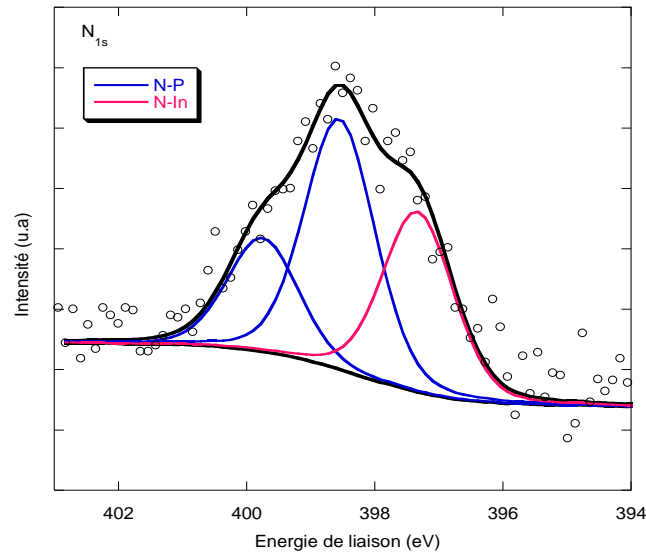


Figure III-13 : Niveau de cœur N_{1s} d'un substrat InP après nitruration.

III.3.3.d Modèle théorique après nitruration

Dans cette partie, le modèle théorique est aussi basé sur une représentation couche atomique par couche atomique du matériau utilisé avec la présence de deux monocouches de nitrure d'indium réalisées en surface, nous allons calculer théoriquement les différents rapports des intensités des photoélectrons et d'électrons Auger provenant de l'échantillon. La figure III-14 représente la schématisation d'un substrat InP(100) nitruré.

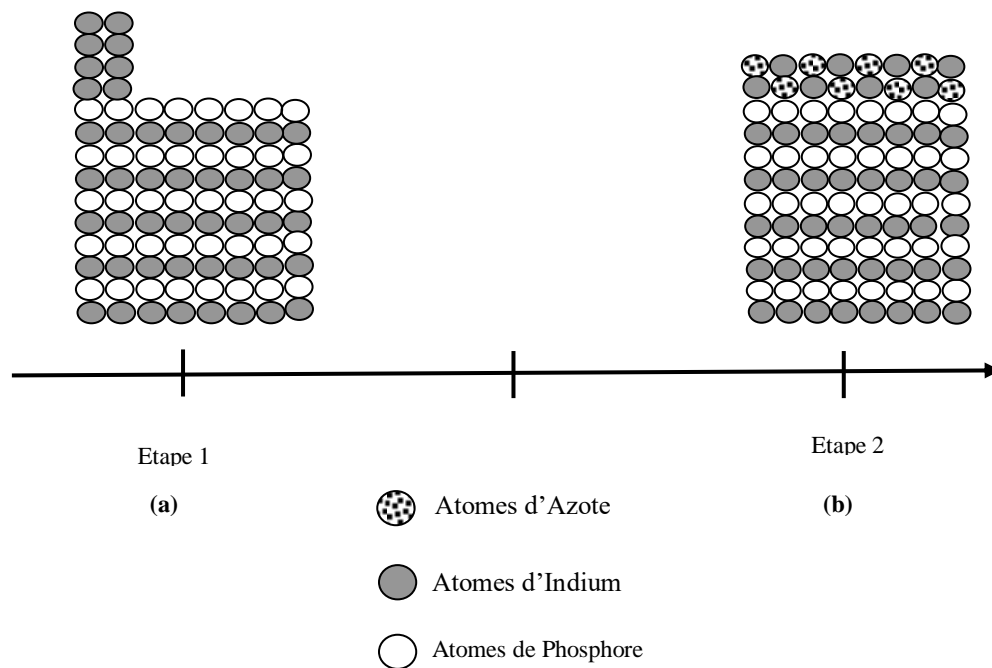


Figure III-14 : Schématisation des différentes étapes du processus de la formation de la structure InN/InP(100).[19, 21]

- Intensité du signal de photoélectrons provenant de l'indium du substrat

$$I_{In-P} = \alpha_{In}^h (\alpha_{In} + \alpha_{In}^3 + \dots + \alpha_{In}^{2n+1}) i_{In}$$

$$\alpha_{In}^2 \cdot I_{In-P} = \alpha_{In}^h (\alpha_{In}^3 + \dots + \alpha_{In}^{2n+3}) i_{In}$$

$$I_{In-P} (1 - \alpha_{In}^2) = \alpha_{In}^h (\alpha_{In} - \alpha_{In}^{2n+3}) i_{In}$$

Avec h: le nombre de monocouches de nitrure formées

Pour un nombre infini de monocouches : $n \rightarrow \infty$. $\alpha_{In}^{2n+3} \rightarrow 0$ on trouve

$$I_{In-P} = \alpha_{In}^h \cdot \frac{\alpha_{In}}{1 - \alpha_{In}^2} i_{In} \quad \text{donc} \quad I_{In-P} = \frac{\alpha_{In}^{h+1}}{1 - \alpha_{In}^2} i_{In}$$

- Intensité du signal de photoélectrons provenant de l'indium provenant des couches de nitrure

$$I_{\text{In-N}} = 0.5(1 + \alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^2 + \alpha_{\text{In}}^3 + \dots + \alpha_{\text{In}}^{h-1})i_{\text{In}}$$

- Rapport théorique des intensités de photoélectrons $I_{\text{In-N}}/I_{\text{In-P}}$ après nitruration

Le rapport théorique $R = \frac{I_{\text{In-N}}}{I_{\text{In-P}}}$ de l'intensité provenant de l'indium des couches nitrurées par l'intensité provenant de l'indium du substrat, indique la proportion de liaisons In-N formées.

Le rapport $I_{\text{In-N}}/I_{\text{In-P}}$ après nitruration a pour expression :

$$R = \frac{0.5(1 + \alpha_{\text{In}} + \alpha_{\text{In}}^2 + \alpha_{\text{In}}^3 + \dots + \alpha_{\text{In}}^{h-1})(1 - \alpha_{\text{In}}^2)}{\alpha_{\text{In}}^{h+1}}$$

Le nombre de monocouches d'InN formées après nitruration par consommation de cristallites d'indium présentes en surface après nettoyage ionique est égal au maximum à deux monocouches.

- Pour une monocouche d'InN : ($h = 1$), le rapport est **R = 0.28**;
- Pour deux monocouche d'InN : ($h = 2$), le rapport est **R = 0.63**.

Une comparaison entre les rapports In-N/In-P des intensités de photoélectrons théorique (**R = 0.63** pour deux monocouches d'InN) et expérimental théorique (**R = 0.5**) nous permet de remonter au nombre de monocouches de nitrure d'indium formées. Donc on peut dire que l'épaisseur du film d'InN réalisé sur le substrat InP(100) a une épaisseur de l'ordre de deux monocouches atomiques.

- Rapport théorique des intensités des pics Auger d'indium après bombardement ionique et après nitruration

Le rapport théorique $R_{th_Auger} = \frac{I_{In} \text{ après nitruration}}{I_{In} \text{ après bombardement}}$ permet de donner la valeur théorique du rapport des intensités du pic Auger total de l'indium après nitruration par l'intensité du pic Auger total de l'indium après bombardement. Il est donné par :

$$R = \frac{0.5(1 + \alpha_{In} + \alpha_{In}^2 + \dots + \alpha_{In}^{h-1}) + \frac{\alpha_{In}^{h+1}}{(1 - \alpha_{In}^2)}}{0.25(1 + \alpha_{In} + \alpha_{In}^2 + \alpha_{In}^3) + (0.75 + 0.25\alpha_{In}^4) \frac{\alpha_{In}^{h+1}}{(1 - \alpha_{In}^2)}} \quad [III-10]$$

avec

h : le nombre de monocouches d'InN formées ;

i_{In} : le signal d'une monocouche d'indium;

α_{In} : le coefficient d'atténuation du signal Auger d'indium à travers une couche d'atomes de phosphore ou d'indium, il est donné par :

$$\alpha_{In} = \exp\left(-\frac{d}{0.85 \lambda_{i_{In}}}\right) \quad [III-11]$$

Cette formule est valable pour l'analyseur à champ retardateur RFA

$\lambda_{i_{In}}$: le libre parcours moyen inélastique des électrons Auger d'indium [24];

0.85 est la constante spécifique en AES résultant d'une intégration sur les directions possibles d'émission des électrons Auger [23];

d : épaisseur d'une monocouche traversée par le signal.

Dans ce cas $\alpha_{In} = 0.73$.

Pour $h=2$, on aura un rapport théorique de $R_{th_In_Auger} = 0.873$.

En comparant ce rapport théorique avec les rapports trouvés expérimentalement, on peut dire que nous avons bien formé les deux monocouches d'InN voulues ($R_{\text{exp In}} = 0.89$). Ce qui confirme les résultats de l'analyse XPS

- Modélisation théorique de la transition P_{LMM}

Pour faire une comparaison avec nos résultats expérimentaux, nous avons utilisé une modélisation des intensités Auger des transitions de phosphore. Ces modélisations sont basées sur les mêmes modèles structuraux du matériau (couche atomique par couche atomique).

✚ *Après nettoyage ionique*

Après nettoyage ionique, la surface de l'InP (100) est schématisée sur la figure III-4.

L'intensité du signal Auger de phosphore est définie comme suit :

$$I_P = \left(0.25\alpha_p^4 \frac{1}{1-\alpha_p^2} + 0.75 \frac{1}{1-\alpha_p^2} \right) i_P = 1.1 i_P \quad [\text{III-12}]$$

Où :

- i_P est l'intensité d'une monocouche atomique de phosphore.
- α_p : le coefficient d'atténuation du signal du phosphore par une monocouche atomique d'indium ou de phosphore.

Les données nécessaires aux calculs des signaux théoriques sont regroupées dans le tableau suivant :

	Phosphore
d (nm)	0.3
λ_i (nm)	0.6
α_p	0.55

Tableau III-4 : Valeurs des paramètres de modélisation des structures [19, 23].

✚ *Après nitruration :*

Deux différentes contributions peuvent être trouvées dans une structure 2InN/InP: la contribution P-N provenant des atomes de phosphore à l'interface entre le substrat et les deux couches d'InN et les atomes de phosphore présents dans le substrat (P-In).

Ainsi, l'intensité théorique du signal Auger de phosphore après la nitruration I_{Pest} est égale à $I_{P-N} + I_{P-In}$;

$$I_P = I_{P-N} + I_{P-In} = \alpha_p^2 I_P + \frac{\alpha_p^4}{1 - \alpha_p^2} I_P = 0.3 I_P + 0.13 I_P = \frac{\alpha_p^2}{1 - \alpha_p^2} I_P = 0.43 I_P \quad [III-13]$$

Le $R_{th\ P-N}$ est supérieur au $R_{th\ P-In}$, ceci est dû à la diminution de l'intensité du signal de phosphore lié à l'indium I_{P-In} après nitruration par rapport à celle après bombardement. Les rapports théoriques confirment les rapports expérimentaux trouvés précédemment. Le modèle théorique couche par couche adopté pour notre étude permet d'aboutir à des rapports théoriques confirmant les rapports expérimentaux obtenus pour le pic du phosphore avec un le rapport $R_{exp\ P-In}$ de **0.405** qui est inférieur à celui après bombardement et un rapport après nitruration, $R_{th\ P-N}$ (de valeur **0.595**) supérieur au rapport $R_{exp\ P-In}$ ($R_{exp\ P-N} > R_{exp\ P-In}$).

III.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les différentes étapes technologiques de réalisation d'hétérostructures nitrurées sur un substrat de semiconducteur II-V sous ultraviolet, à savoir la structure InN/InP(100).

- Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence du nettoyage ionique sur l'état de la surface du substrat d'InP. Il permet d'éliminer toutes traces de contaminations présentes sur la surface. Cette étape entraîne la formation de cristallites d'indium.

Des analyses de surface couplées avec des modèles de calculs de la composition de surface, nous ont permis d'avoir une quantité d'indium métallique de hauteur de 4 monocouches et recouvre 25% de la surface.

- La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée au suivi par méthode d'analyse surfacique, de l'évaporation de l'azote actif sur le substrat InP nettoyé. La formation du film de nitrure d'indium se fait par consommation de cristallites d'indium créées par bombardement ionique.

Des analyses spectroscopiques (XPS et Auger) nous ont permis de contrôler l'évolution de la composition de la surface d'InP et par conséquent de s'informer sur l'état de l'interface InN/InP(100), réalisée entre la couche nitrurée et le substrat .

Les modèles théoriques couche atomique par couche atomique adoptés pour notre structure d'étude, aboutissent à des rapports théoriques qui sont en très bon accord avec les résultats d'analyses spectroscopiques. Ils nous permettent de remonter au nombre de monocouches d'InN formées.

Références bibliographiques

- [1] Qixin Guo, H. Ogawa, H. Yamano, A. Toshida, Appl. Phys. Lett. 66 (6), 715-717 (1995).
- [2] V. Yu. Malakhov, Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 76, issue 4, 637-646 (2003).
- [3] Qixin Guo, M. Nishio, H. Ogawa, A. Yoshida Jpn. J. Appl. Phys. Vol.38 L490-L491, (1999).
- [4] A Yamamoto, M. Adachi, T. Arita, T. Siugira, A. Hashimoto Phys. Stat. Sol. (a) 176, 595 595-598 (1999).
- [5] W. C. Hughes, W. H. Rowland, Jr., M. A. L. Johnson, Shizuo Fujita, J. W. Cook, Jr., J. F. Schetzina, J. Ren, J. A. Edmond J. Vac. Sci. Technol. B, 13(4), 1571 (1995).
- [6] J. Aderhold, V.Yu. Davydov, F. Fedler, H. Klausning, D.Mistele, T. Rotter, O.Semchinova, J. Graul Journal of Crystal Growth, 222, 701-705 (2001).
- [7] A.P. Lima, A. Tabata, J.R. Leite, S. Kaiser, D. Schikora, B. Schöttker, T. Frey, D.J. As, K. Lischka. Journal of Crystal Growth, 201/202, 396-398, (1999).
- [8] G. Beuchet, M. Bonet, P. Thebault, J. P Duchemin J. Cryst. Gr. 57 (1982) 379.
- [9] B. Gruzza, B. Achard, C. Pariset.Srf. Scien. 162 (1985) 202.
- [10] M. PetitThèse de docteur de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, numéro d'ordre: DU 431.
- [11] Y. Ould-Mtidji Thèse de docteur de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, numérod'ordre: DU 1382.
- [12] J. F. Moulder, W. F. Stickle, P. E. Sobol, K. D. Bomben Hand book of X-Ray photoelectron spectroscopy Edité par J. Chastain. Publié par Perkin-Elmer corporation (1992).
- [13] Hand Book of X-ray Photoelectron Spectroscopy. Edition JEOL (1991).

- [14] A. Talbi, Z. Benamara, B. Akkal, B. Gruzza, L. Bideux, C. Robert, C. Varenne, N. Chami, *Material Science and Engineering A*. 437 (2006) 254-258.
- [15] W. A. Coghlan, R. E. Clausing A catalog of calculated Auger transitions for the elements Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-3576, November 1971.
- [16] J.-D Hecht, F. Frost, T. Chassé, D. Hirsch, H. Neumann, A. Schindler, F. Bigl *App. Surf. Sci* 179 (2001) 196-202.
- [17] J.-D Hecht, F. Frost, A. Sidorenko, D. Hirsch, H. Neumann, A. Schindler, S. Krasnikov, L. Zhang, T. Chassé *Solid-state Electronics* 47(2003) 413-418.
- [18] L. Bideux, Y. Ould-Metidji, B. Gruzza, V. Matolin *Surf. Interface Anal.* 2002; 34: 712-715.
- [19] L. Bideux Thèse de Docteur d'Université, Université Blaise Pascal (1994) N°609.
- [20] Y. Suzuki, H. Kumano, W. Tomato, N. Sanada, Y. Fukada *Applied Surface Science*.162 (2000) 172.
- [21] A. Talbi Thèse de docteur en sciences, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes (2007).
- [22] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Leo, E. A. Irene *J. Vac. Sci. Technol. A* 17 (A) (1999) 2194.
- [23] B. Gruzza These de docteur troisième cycle Université Aix-Marseille III(1979).
- [24] S. Tougaard Quases IMFP-TPP2M: Calculation of inelastic electron mean free path by TPP2M, Ver 2.1. Copyright© 1998-2000.

Chapitre IV

Etude des structures Au/InN/InP(100) Caractérisations Electriques & Interprétations

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'étude de l'impact des états pièges à l'interface couche de nitrure/substrat InP(100) sur les propriétés électriques de notre structure d'étude a été menée par des caractérisations électriques de type Courant-Tension, Capacité-Tension et Conductance-Tension en fonction de la fréquence.

A partir des résultats, de mesures électriques effectuées, nous allons extraire les différents paramètres caractérisant les structures d'étude tels que le courant de saturation I_s , la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière de potentiel ϕ_{BN} ainsi que la densité d'états d'interface dans la bande interdite. Le métal Or est utilisé pour la prise des contacts métalliques nécessaires au relevé des caractéristiques électriques des structures.

A LA fin du chapitre, une corrélation entre les résultats surfaciques obtenus par spectroscopies Auger et XPS (Cf. chapitre III) et les mesures électriques nous a permis de mettre en évidence l'influence de la présence des états pièges à l'interface InN/InP(100) sur les paramètres des structures étudiées.

IV.2 Présentation des structures d'étude

Notre travail consiste à étudier une série d'échantillons nitrurés InN/InP, les différentes opérations technologiques ont été effectuées dans le bâti ultravide, la production d'azote se fait à l'aide de la source de type plasma à décharge (voir chapitre II). Les conditions de nitruration sont telles que : le temps de nitruration de 50 min et l'angle d'incidence du flux d'azote de 45° . Le suivi in situ du processus de la réalisation de la couche d'InN sur l'InP est mené par des analyses de spectroscopies XPS et Auger.

Pour caractériser électriquement nos structures, nous avons réalisé des contacts permanents d'or. Le choix de ce métal permet d'obtenir de très bons contacts Schottky [6,10, 17]. La métallisation est effectuée au moyen d'un évaporateur d'or. L'évaporation, se fait à travers des masques perforés. Les ouvertures circulaires ont pour diamètres, $d_{mG}=1.36$ mm et $d_{mP}=0.81$ mm. L'épaisseur du contact métallique d'or étant de l'ordre de 80 à 100 nm (voir figure IV-1). Selon la surface du contact nous obtenons deux structures qu'on nommera petite

diode pour une surface du plot métallique $S_G = 1.46 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ et grosse diode pour une surface du plot métallique $S_P = 0.52 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$.

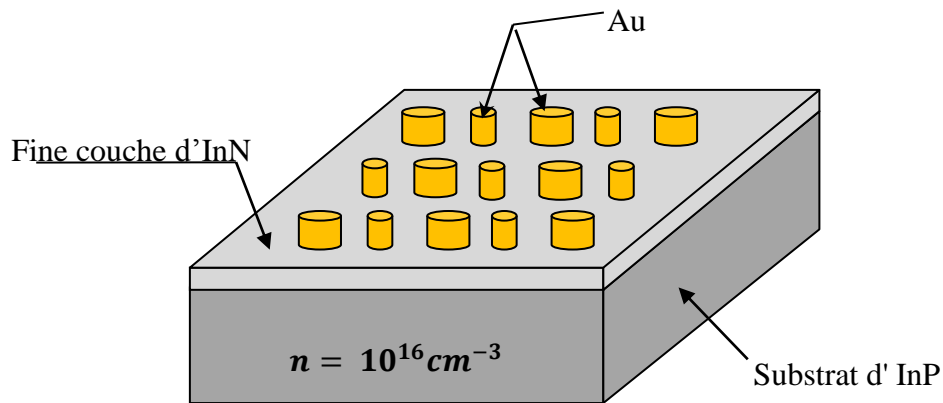


Figure IV-1 : Schéma de la structure d'étude.

Une vue de dessus de la structure Au/InN/InP(100) étudiée est représentée par la figure IV-2 Au est en Jaune, substrat + couche mince de l'InN en bleu.



Figure IV-2 : Vue de dessus de la structure Au/InN/InP(100).

Les paramètres de la structure étudiée sont représentés dans le tableau IV-1.

Echantillon	Au/InN/InP(100) (Grosse diode)	Au/InN/InP(100) (Petite diode)
Diamètres (mm)	1.36	0.81
Surface du contact (cm ²)	1.46×10 ⁻²	0.52×10 ⁻²
Epaisseur du contact Au (nm)	80 - 100	80 - 100
N _{D(fournisseur)} (cm ⁻³)	10 ¹⁶	10 ¹⁶

Tableau IV-1 : Paramètres des structures Au/InN/InP(100).

IV.3 Caractérisations électriques des structures Au/InN/InP(100)

IV.3.1 Caractéristiques Courant-Tension

Les caractéristiques I-V sont mesurées à la température ambiante. La tension de polarisation varie de -2V à 2V.

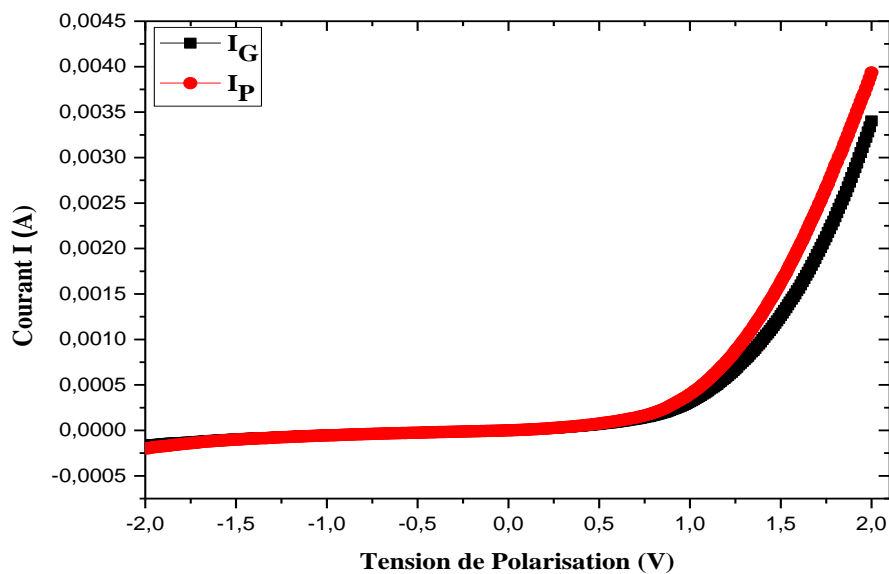


Figure IV-3 : Caractéristique Courant-Tension de la structure Au/InN/InP(100).

La figure IV-3 représente la caractéristique I-V en polarisation directe et inverse de la structure Au/InN/InP(100), des deux diodes avec I_G : le courant de la grosse diode et I_P : le courant de la petite diode. La variation du courant en fonction de la tension de polarisation (allant de -2 V à 2 V), montre une caractéristique exponentielle pour les tensions positives, ce qui nous amène à dire que notre structure présente un comportement de diode Schottky. On peut remarquer aussi que le courant dans la petite diode est légèrement supérieur à celui du dans la grosse diode tel qu'il est montré sur les courbes de la figure IV-3.

L'augmentation de la hauteur de barrière de potentiel est principalement responsable de la diminution du courant de polarisation inverse dans la diode. La caractéristique $I-V$ des diodes Schottky en polarisation directe et pour les tensions élevées, pourrait être considérablement déviée de la linéarité en raison de certains facteurs. L'un de ces facteurs importants est la résistance série (R_s). Cette dernière est influencée par la présence de la couche d'interface entre le métal et le semiconducteur et par la résistance de la zone neutre du substrat semiconducteur, elle conduit à des tracés non idéaux, de la caractéristique courant-tension en polarisation directe.

L'effet de la résistance série R_s peut être remarqué dans les régions non linéaires des caractéristiques $I-V$ lorsque la tension appliquée est suffisamment grande.

IV.3.1.a Détermination des paramètres à partir de la caractéristique I-V

Le courant traversant la diode Schottky, est donné par l'expression suivante [1, 9].

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad [IV-1]$$

Où q est la charge électronique, K est la constante de Boltzmann, T est la température absolue en Kelvin, n est le facteur d'idéalité, V est la tension de polarisation appliquée et I_s est le courant de saturation donné par l'expression ci-dessous [2, 12] :

$$I_s = SA^{**}T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{BN}}{KT}\right) \quad [IV-2]$$

La valeur de courant de saturation I_S est obtenue par l'intersection de la droite d'interpolation de la première région linéaire de la courbe $\ln(I) = f(V)$ (voir figure IV-4) avec l'axe des courants (pour $V=0$ V).

Où S est la surface du contact métallique, Φ_{BN} est la barrière du potentiel et A^{**} est la constante effective de Richardson.

La barrière de potentiel Φ_{BN} pour une tension de polarisation nulle ($V = 0$) est donnée par l'équation suivante [3]:

$$\Phi_{BN} = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{SA^{**}T^2}{I_S} \right) \quad [IV-3]$$

Le facteur d'idéalité n , traduit l'écart entre le comportement d'une structure idéale et le comportement réel de la structure perturbée par l'effet de la présence d'états d'interface. Il est évalué à partir de la pente de la droite d'interpolation de la première région linéaire de la courbe $\ln(I) = f(V)$ de la figure IV-4 Son expression est donnée par la relation suivante [5] :

$$n = \frac{q}{KT} \left(\frac{\partial V}{\partial (\ln I)} \right) \quad [IV-4]$$

n est égale à l'unité ($n = 1$) pour une diode idéale, cependant, le facteur d'idéalité n est généralement, une valeur supérieure à l'unité. Les valeurs élevées de n peuvent être attribuées à la présence de la couche mince interfaciale de l'InN.

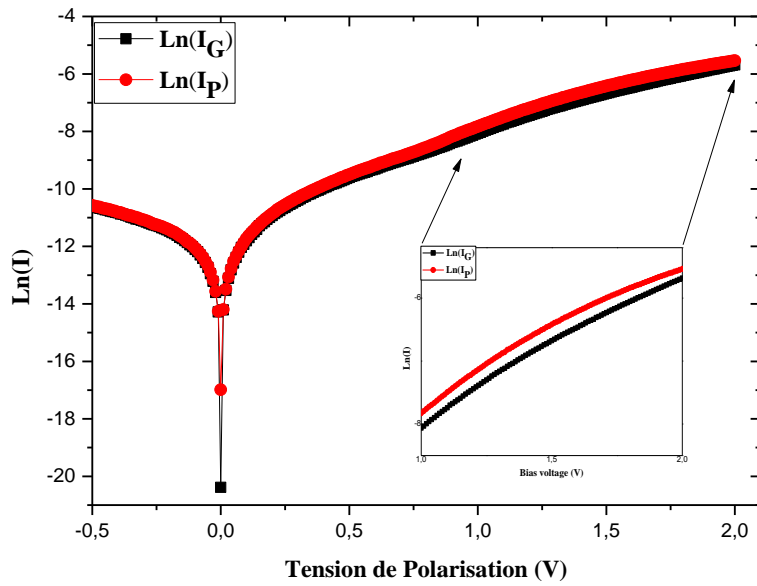


Figure IV-4 : Caractéristique Ln(I)-V de la structure Au/InN/InP(100).

Les résistances série R_s ont également été calculées selon une méthode mise au point par Cheung et Cheung [2] et confirmée par Werner [3]. Les fonctions de Cheung peuvent être écrites comme suit.

$$\frac{\partial V}{\partial(\ln I)} = \frac{nKT}{q} + IR_s \quad [IV-5]$$

La relation (IV-6) donne la caractéristique $H(I)$ de la fonction de Cheung [20].

$$\begin{cases} H(I) = V - \left[n \left(\frac{KT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{S \cdot A \cdot T^2} \right) \right] \\ H(I) = n\Phi_{BN} + IR_s \end{cases} \quad [IV-6]$$

La figure IV-5 représente la variation de $H(I)$ en fonction du courant. Où $H(I_G)$ est la caractéristique de la grosse diode et $H(I_P)$ est la caractéristique de la petite diode. À partir de la caractéristique $H(I)$, on peut extraire les valeurs des résistances séries pour les deux diodes.

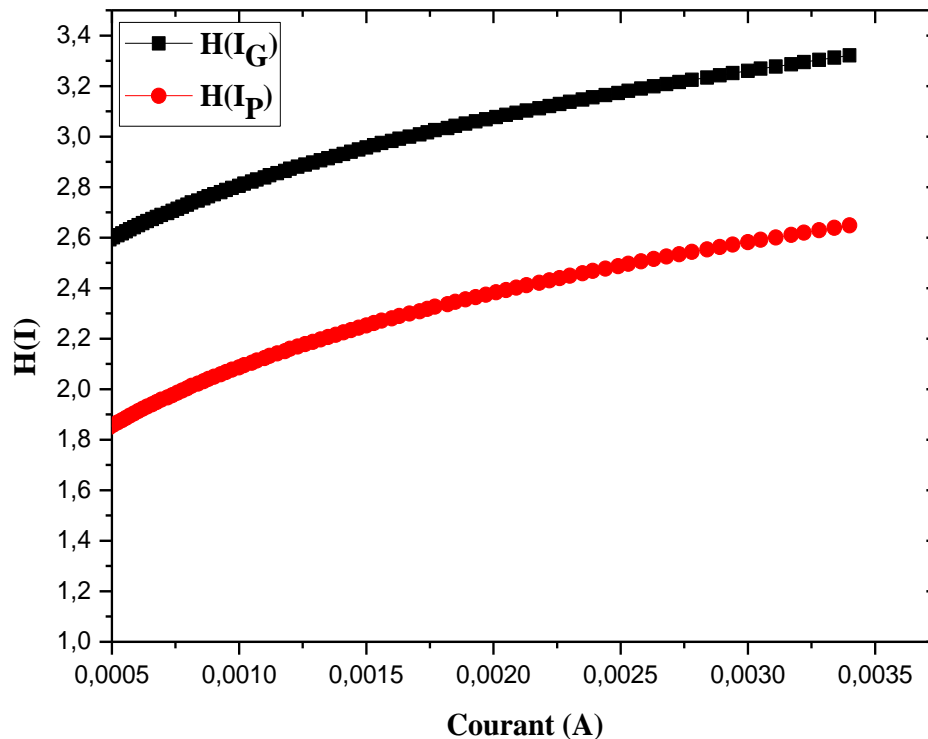


Figure IV-5 : Caractéristique $H(I)$ de la structure Au/InN/InP(100).

Les paramètres électriques des structures étudiées sont regroupés dans le tableau IV-2. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus avec la même méthode de caractérisation, sur le même type de structures en utilisant un contact métallique temporaire de mercure [4]. On remarque qu'un contact d'or donne de meilleurs performances de diode Schottky avec un faible courant de saturation I_s , un facteur d'idéalité n qui est proche de l'unité, une barrière de potentiel plus élevée et une résistance série plus faible.

Structure	$I_S (A)$	n	$R_s(\Omega)$	$q\Phi_{BN}(eV)$
Hg/InN/InP(100) [4]	2.6×10^{-6}	3.53	1.51×10^3	0.53
Au/InN/InP(100) (Grosse diode)	6.72×10^{-7}	1.79	271	0.66
Au/InN/InP(100) (Petite diode)	6.84×10^{-7}	2.58	261	0.64

Tableau IV-2 : Paramètres électriques des structures Au/InN/InP(100) comparés aux structures Hg/InN/InP(100).

IV.3.1.b Détermination des valeurs des résistances R_s et R_{sh} des structures étudiées.

Pour avoir de meilleures performances des structures étudiées, la résistance série doit être maintenue aussi faible que possible tandis que la résistance shunt (R_{sh}) doit être plus élevée pour éviter une perte de courant à la jonction.

La figure IV-6 montre l'évolution de la résistance de la jonction Au/InN/InP(100) en fonction de la tension de polarisation. Le graphe représente une diminution des résistances de la jonction lorsque la tension directe augmente et des résistances élevées pour les valeurs des tensions inverses. Les valeurs R_s et R_{sh} des structures Au/InN/InP(100) sont obtenues à partir de la courbe donnant les variations de $R_j (= \partial V / \partial I)$ en fonction de la tension de polarisation comme indiqué sur la figure IV-6. Dans le cas idéal, les valeurs de R_s et R_{sh} devraient être nulles et supérieures à $10^8 \Omega$ respectivement, ce qui n'est pas toujours vérifié pratiquement [5].

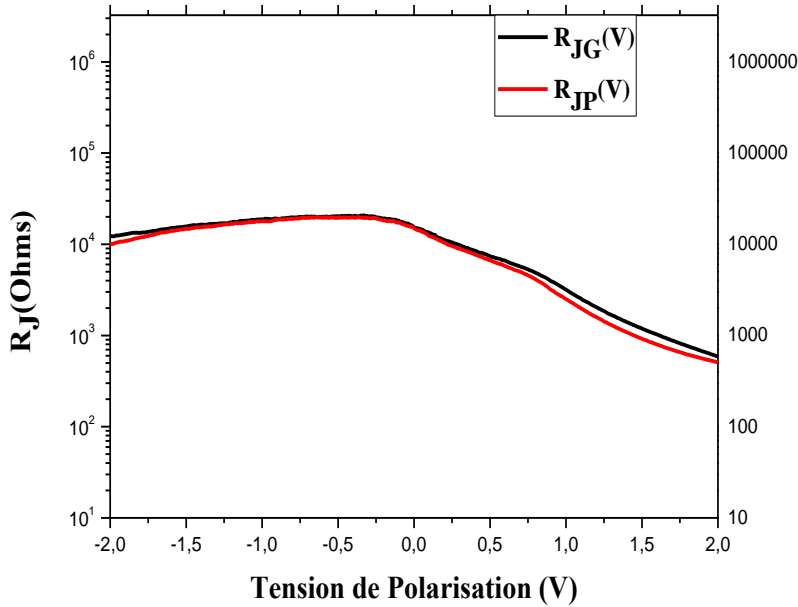


Figure IV-6 : Caractéristique $R_j(V)$ de la structure Au/InN/InP(100).

Il est clair que pour une tension de polarisation directe suffisamment élevée ($V > 2$ V), la résistance de la jonction (R_j) s'approche d'une valeur constante qui correspond à la valeur réelle de R_s et pour une région de polarisation inverse suffisamment faible ($V < -2$ V) elle correspond à la valeur réelle de R_{sh} [6].

Ainsi, selon la figure IV-6, pour les structures Au/InN/InP(100), la valeur de R_s est égale à 588 Ω et 507 Ω et celle de R_{sh} est égale à $1.22 \times 10^4 \Omega$ et $1 \times 10^4 \Omega$ pour la grosse diode et la petite diode respectivement. La faible valeur de résistance série et la résistance shunt élevée obtenues dans notre cas (voir tableau IV-3) sont en cohérence avec la littérature [6, 7].

Structure	Résistances de la jonction	
	R_s (Ω)	R_{sh} (Ω)
Au/InN/InP(100) (Grosse diode)	588	1.22×10^4
Au/InN/InP(100) (petite diode)	507	1×10^4

Tableau IV-3 : Les résistances séries de la structure Au/InN/InP(100).

IV.3.2 Caractéristique Capacité-Tension en haute fréquence

Les mesures de la capacité-tension (C-V) ont été effectuées à l'aide d'un système de caractérisation de semi-conducteurs RLC mètre: '*précision LCR meter HP 4284A*' à une fréquence de 1MHz. Une tension de polarisation variant de -2 à 2V, superposée à un signal de modulation, de fréquence de 1MHz et d'amplitude de 20 mV a été appliqué à travers la structure.

La caractéristique donnant les variations de la capacité de la structure en fonction de la tension appliquée pour les deux contacts est représentée par la figure IV-7.

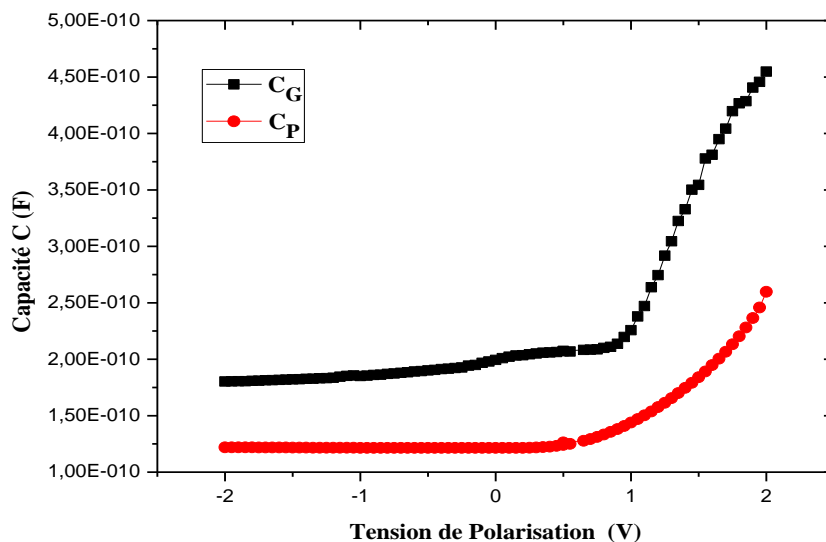


Figure IV-7 : Caractéristique Capacité-Tension de la structure Au/InN/InP(100).

Cette courbe montre que la caractéristique a un comportement de diode Schottky décalée vers la droite. Les deux capacités ont de faibles valeurs pour les tensions négatives, elles commencent à croître rapidement pour les tensions positives proches de 1volt. Ce décalage dans les caractéristiques C-V peut être expliqué par la présence de la couche de nitrure d'indium de faible épaisseur, qui présente un caractère semi-intrinsèque, donc la capacité de la couche nitrure intervient dans ce cas [4]. On remarque aussi que la capacité de la grosse diode sont supérieures à celles de la petite diode, ce qui montre l'influence de la

surface du contact sur la caractéristique, ceci est tout à fait logique car l'expression de la capacité est proportionnelle à la surface de la grille métallique et donc au diamètre du contact. La valeur maximale de la capacité, en région d'accumulation, est de l'ordre de 450 pF pour la grosse diode et est de l'ordre de 250 pF pour la petite diode.

IV.3.2.a Détermination des paramètres à partir de la caractéristique C-V

Afin d'extraire les paramètres électriques de la structure étudiée à partir de la caractéristique C-V, on trace la caractéristique C^{-2} -V représentée par la Figure IV-8.

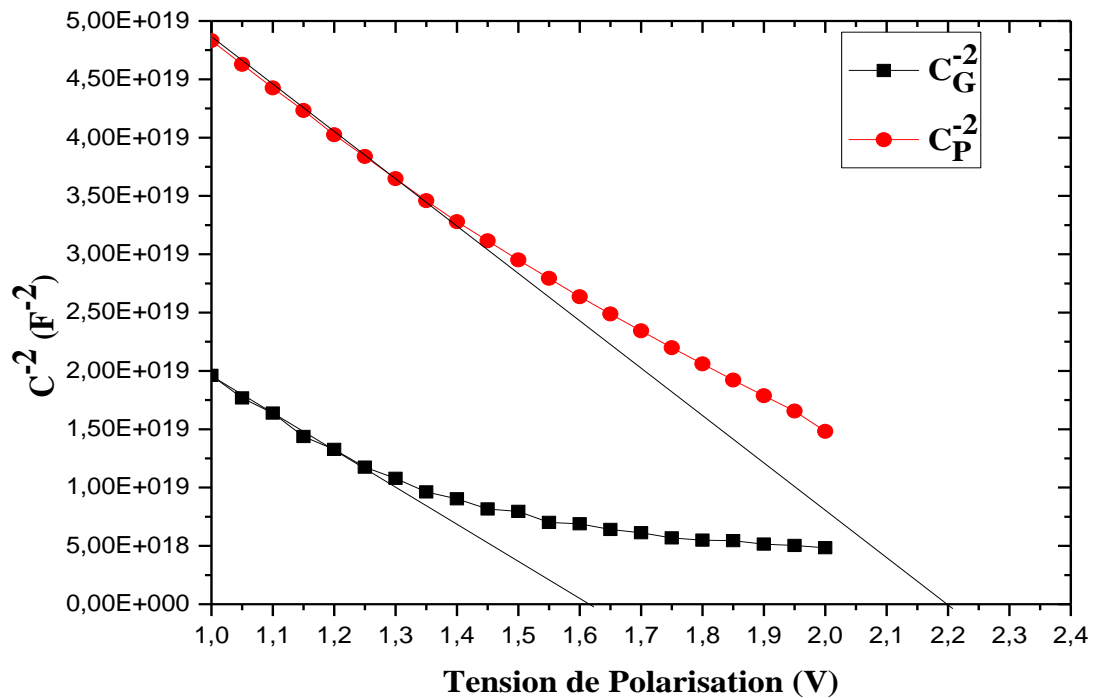


Figure IV-8 : Caractéristique C^{-2} -V de la structure Au/InN/InP(100).

Les caractéristiques $1/C^2(V)$ des deux diodes montrent des courbes non-linéaires. Ceci est dû à la présence des niveaux donneurs discrets en surface et à l'interface des structures [4]. Ces deux niveaux sont reliés aux substrats et à la couche nitrurée.

L'interpolation linéaire faite pour les caractéristiques trouvées permet d'extraire la concentration des dopants N_d du substrat InP à partir de la pente de la droite. La valeur de la tension de diffusion V_d , est obtenue par l'intersection de la droite d'interpolation de $1/C^2(V)$ avec l'axe des tensions. Les valeurs de V_d pour les deux diodes, sont $V_{D_G} = 1.6 V$ et $V_{D_P} = 2.2 V$.

A partir de la première pente linéaire (proche de 0V) de la caractéristique $1/C^2(V)$, nous pouvons calculer la concentration N_d au moyen de l'équation suivante [8, 11]:

$$C^{-2} = \frac{2(V_D - V)}{q\epsilon_s N_D S^2} \quad [IV-7]$$

Où N_D est la concentration en donneurs ionisés du substrat InP, V_D est le potentiel de diffusion, $\epsilon_s = 12.1 \epsilon_0$ est la permittivité de l'InP ($\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} F/m$) [16] et S est la surface du contact.

La hauteur de barrière de potentiel ϕ_{bn} calculée à partir de la caractéristique $C(V)$ est donnée par l'équation suivante [3, 5] :

$$\phi_{bn} = V_d - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \quad [IV-8]$$

Avec

N_c : la densité d'états effective dans la bande de conduction. $N_c = 5.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Les résultats des différentes mesures sont regroupés dans le tableau IV-4. Le dopage du substrat InP calculé à partir de la caractéristique C-V est inférieur à celui donné par le fournisseur. Cette différence pourrait être due à la migration des dopants du substrat vers la couche d'InN (qui est non intentionnellement dopé) en surface. Le potentiel de diffusion V_d et la concentration N_D pour la grosse diode sont inférieurs à ceux obtenus pour la petite diode. On peut également voir que les hauteurs de barrière de potentiel obtenues à partir des mesures I-V sont différentes de celles obtenues à partir des mesures C-V. Selon Werner et Guttler, les

inhomogénéités spatiales à l'interface métal-semiconducteur d'un contact Schottky peuvent également provoquer de telles différences dans la hauteur de la barrière déterminée des deux caractéristiques I-V et C-V. Une autre explication peut être attribuée au mécanisme de transport de ces dispositifs qui n'est pas dû principalement à l'émission thermoioniques. Il faut noter aussi que l'extraction des paramètres électriques à partir de l'expression [IV-7] ne tient pas compte de l'effet des états d'interface qui sont à l'origine de l'écart entre les valeurs de V_d dans le cas idéal et les valeurs calculées pour notre structure. Les états d'interface influencent aussi les valeurs de N_d recalculées par la méthode C-V en haute fréquence, qui sont plus faibles que celles données par le fournisseur.

Paramètres électriques	Au/InN/InP(100) (Grosse diode)	Au/InN/InP(100) (Petite diode)
$N_D (cm^{-3})$	3.5×10^{14}	1.4×10^{15}
$V_D (Volt)$	1.6	2.2
$q\Phi_{Bn} (eV)$	1.79	2.35

Tableau IV-4 : Paramètres électriques calculés par la méthode C (V) en haute fréquence.

IV.3.3 Caractéristique $G - V$ en haute fréquence

La technique de conductance est basée sur les pertes de conductance résultant de l'échange de porteurs majoritaires entre les états d'interface et la bande de porteurs majoritaires du semiconducteur lorsqu'un petit signal alternatif est appliqué aux dispositifs à semiconducteur.

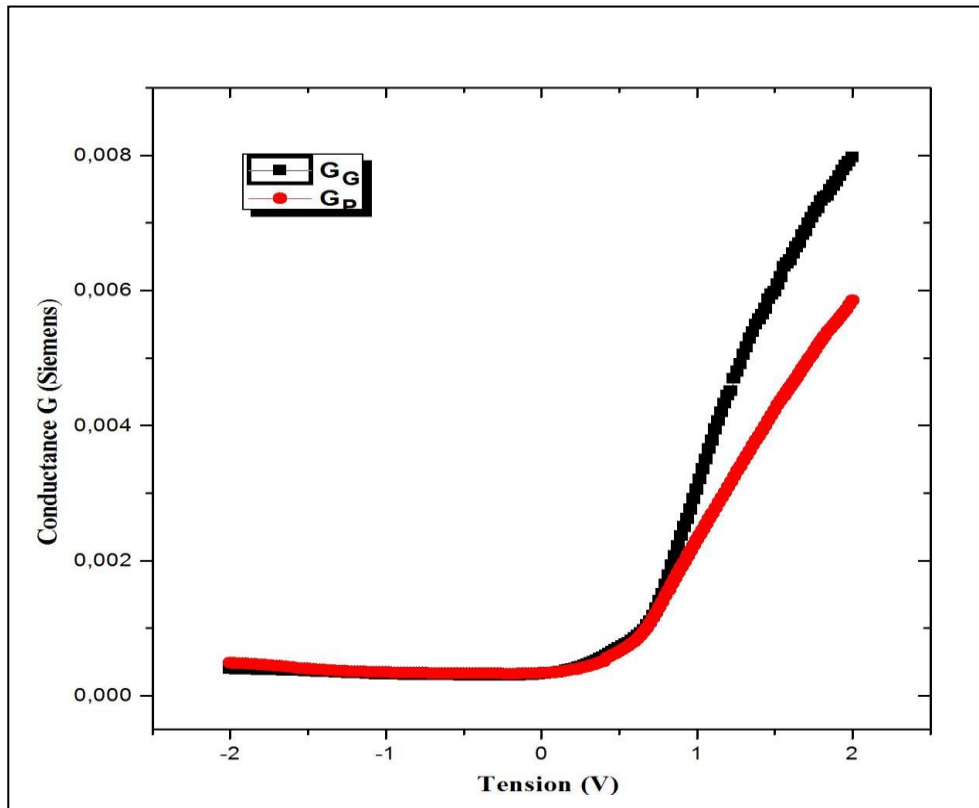


Figure IV-9 : Caractéristique Conductance-Tension de la structure Au/InN/InP(100).

Les caractéristiques de conductance–tension ($G-V$) des structures Au/InN/InP(100) en haute fréquence ($f = 1\text{ MHz}$) pour les deux diodes sont montrées dans la Figure IV-9. D’après cette courbe les valeurs de conductances sont faibles pour les tensions négatives, elles augmentent ensuite avec la tension de polarisation pour atteindre des valeurs importantes au voisinage de 2V. La conductance pour le cas de la grosse diode est supérieure à celle obtenue pour la petite diode, tel qu’il apparaît sur Figure IV-9. Cette légère augmentation de la conductance peut être attribuée à l’augmentation de la concentration nette due aux dopants ionisés ou à l’excès de porteurs générés qui dépend directement de la surface de contact métallique. La valeur de la conductance pour une tension de 1V est égale à $G_G(1V) = 3.05 \times 10^{-3}\text{ Siemens}$ et $G_P(1V) = 2.31 \times 10^{-3}\text{ Siemens}$ pour la grosse diode et petite diode respectivement.

La résistance série des diodes Schottky peut être extraite à partir des caractéristiques $C(V)$ et $G(V)$ de la capacité et de la conductance mesurées dans la région d’accumulation en haute fréquence. Sa valeur peut être obtenue en se basant sur l’expression suivante [10, 11].

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad [IV-9]$$

où G_{ma} et C_{ma} sont les valeurs de la conductance et de la capacité obtenues dans la région de forte accumulation en haute fréquence et $\omega = 2\pi f$.

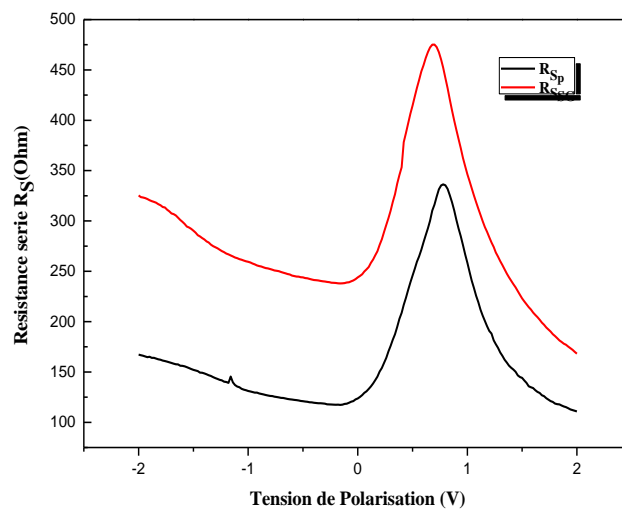


Figure IV-10 : Courbes de variation de la résistance série de la structure Au/InN/InP(100) en fonction de la tension de polarisation.

La figure IV-10 représente la variation de la résistance série en fonction de la tension de polarisation pour les deux diodes à la fréquence de 1 MHz. On remarque, que celle-ci dépend à la fois de la surface du diamètre du contact et de la tension de polarisation. Elle présente un pic à une tension particulière qui diminue avec l'augmentation de la surface du contact métallique, elles changent d'une région à l'autre. Cette variation peut être attribuée en particulier, à la densité des états pièges à l'interface. Ces comportements considèrent que les charges piégées avaient suffisamment d'énergie pour s'échapper des pièges situés à l'interface avec le substrat InP.

Les valeurs de R_s ont été calculées selon l'équation [IV-9] pour les deux diodes. Les résistances série maximales sont obtenues au voisinage de 0.7 V, elles ont pour valeurs $R_{SG}(0.78 V) = 336.30 \Omega$ et $R_{SP}(0.70 V) = 475.19 \Omega$ pour la grosse diode est petite diodes respectivement.

IV.3.3.a Détermination de la distribution des états d'interface dans la bande interdite à partir des caractéristiques I-V et C-V en haute fréquence

Pour première estimation de la distribution de la densité d'états d'interface N_{ss} dans la bande interdite du semiconducteur InP, nous avons utilisé l'équation de N_{ss} ci-dessous, en considérant la largeur de la zone de charge d'espace W [14, 4]:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta i} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W} \right] \quad [IV-10]$$

où $\epsilon_i = 15.3\epsilon_0$ est la permittivité de l'InN, $\epsilon_{sc} = 12.1\epsilon_0$ est la permittivité de L'InP (avec $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} F/cm$) [16], δi est l'épaisseur de la couche InN $\delta i = 20 \text{ \AA}$, W représente la zone de déplétion ou la zone de charge d'espace.

On détermine tout d'abord la largeur de la zone de charge d'espace en utilisant l'équation suivante [11] :

$$W(V) = S \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{C(V)} \quad [IV-11]$$

Pour tracer les caractéristiques N_{ss} en fonction de $(E_c - E_{ss})$, nous avons établi la correspondance entre l'énergie de la densité d'état d'interface E_{ss} et la tension de polarisation V [5].

$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_{BN} - V) \quad [IV-12]$$

A partir des équations (IV-10), (IV-11) et (IV-12), on peut calculer et tracer la distribution des états d'interface dans la bande interdite en fonction de $(E_c - E_{ss})$.

La figure IV-11, représente la distribution des états d'interface dans la bande interdite du semiconducteur pour les deux diodes étudiées. Nous constatons que la densité des états d'interface pour les deux cas est assez élevée à l'interface du semiconducteur avec la couche d'InN, elle diminue lorsqu'on s'approche du milieu de la bande interdite, on remarque aussi que les valeurs de N_{ss} au milieu de la bande interdite, sont de faibles valeurs et sont presque identiques pour les deux diodes, Elles sont de l'ordre de 2.39×10^{12} ($eV^{-1}.cm^{-2}$) et 1.29×10^{12} ($eV^{-1}.cm^{-2}$) pour la grosse diode et pour la petite diode respectivement.

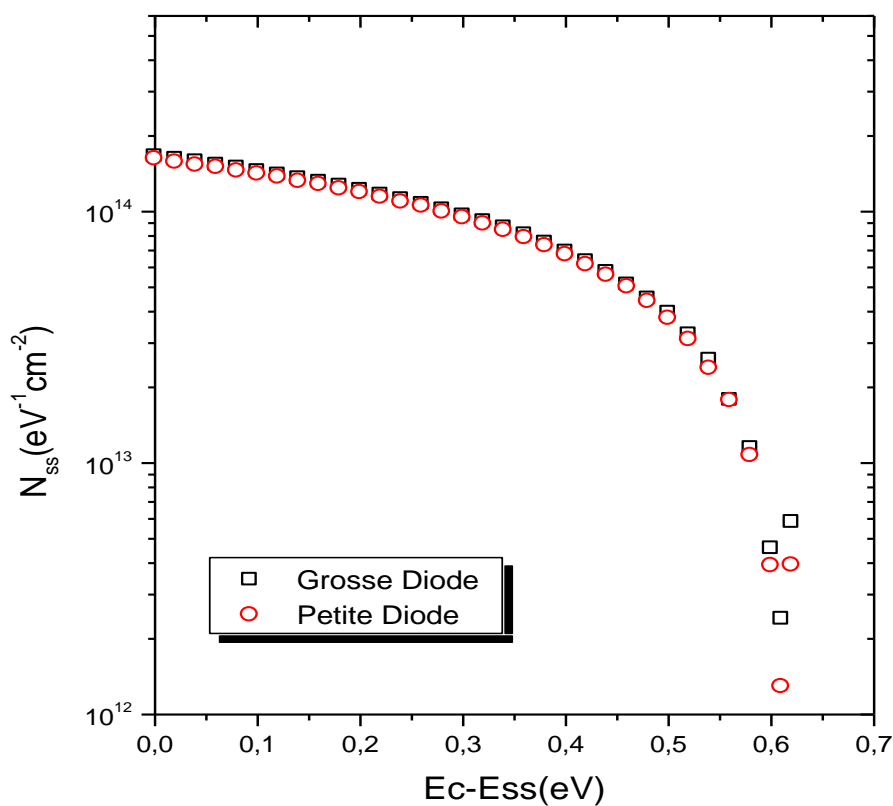


Figure IV-11 : Distribution des états d'interface dans la bande interdite de la structure Au/InN/InP(100).

IV.3.3.b Profil de dopage dans la zone de charge d'espace

Pour calculer le profil de dopage au niveau de la zone de charge on utilise la caractéristique $C^{-2}(V)$, son expression en fonction de W est donnée par l'équation [IV-13]:

$$N_D(W) = \frac{2}{(q\epsilon_s S^2) \frac{dI/C^2}{dV}} \quad [IV-13]$$

Les variations de dopage pour les deux diodes sont représentées dans les figures IV-12 et IV-13 respectivement.

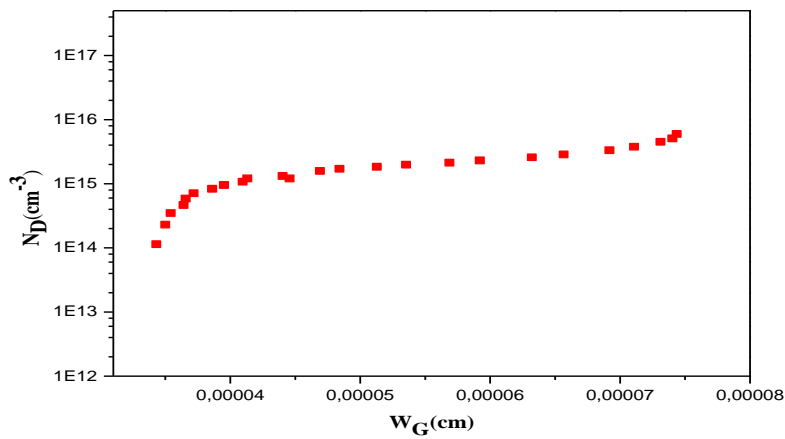


Figure IV-12: Profil de dopage dans la zone de charge d'espace Pour la grosse diode.

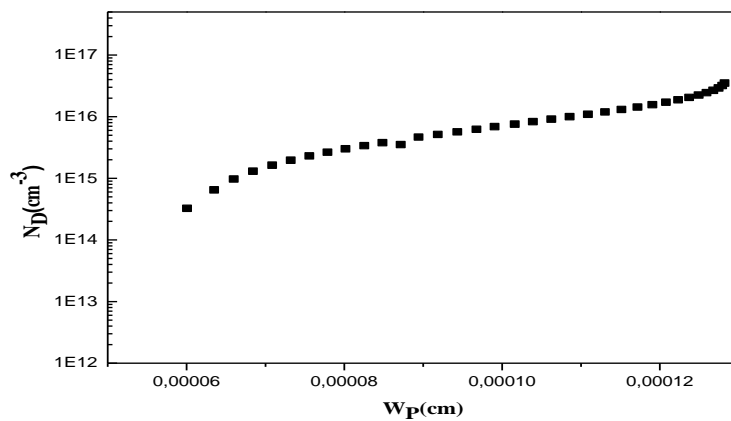


Figure IV-13: Profil de dopage dans la zone de charge d'espace pour la petite diode.

D'après les figures ci-dessus, on remarque que nos structures présentent un profil de dopage uniforme. Les valeurs de dopages obtenues au voisinage de l'interface sont légèrement inférieures à celles données par le fournisseur, ceci s'explique par la diffusion des dopants de l'InP vers la couche d'InN qui est à l'origine une couche non intentionnellement dopée. Dans le volume du semiconducteur, on retrouve la valeur de la concentration en dopants du constructeur.

IV.3.3.c Variation du facteur d'idéalité en fonction de la tension de polarisation.

Les variations du facteur d'idéalité n en fonction de la tension de polarisation, sont données par l'équation suivante [12, 10]:

$$n(V) = \frac{qV/kT}{\ln(I/I_S)} \quad [IV-14]$$

La figure IV-14 représente les variations des valeurs de facteur d'idéalité n_G pour la grosse diode et le facteur d'idéalité n_P pour la petite diode respectivement, en fonction de la tension de polarisation.

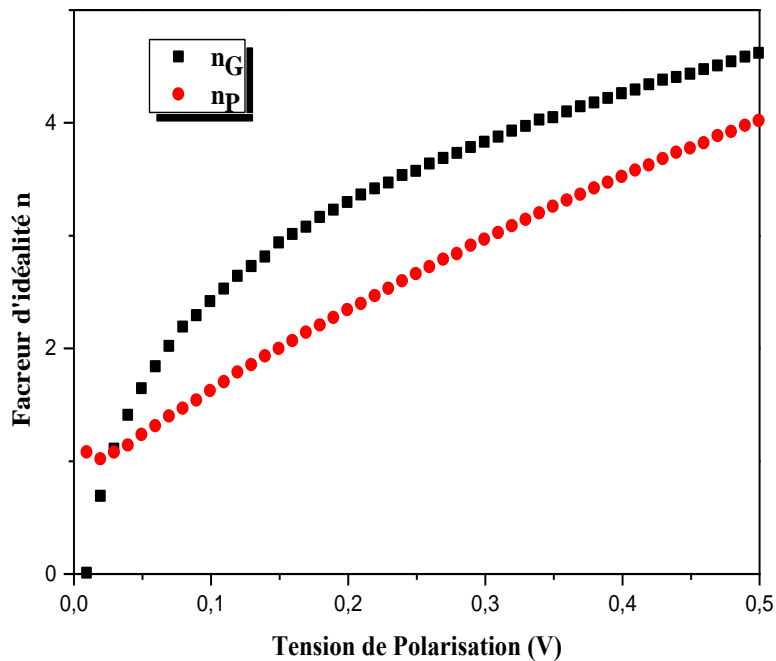


Figure IV-14: Variations du facteur d'idéalité en fonction de la tension de polarisation pour les deux diodes.

D'après cette figure nous remarquons que le facteur d'idéalité augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation. Cette augmentation est plus importante lorsque la tension appliquée dépasse quelques kT/q . Dans ce cas, les considérations de structure idéale ne sont plus valables (la tension s'étale dans le volume, de la zone de charges d'espace vers la zone neutre du semiconducteur). Ceci s'explique par l'intervention de la résistance série dans l'expression du courant traversant la structure et par conséquent l'expression du facteur d'idéalité n . Donc la structure s'éloigne de son comportement idéal ce qui fait augmenter la valeur de n .

IV.3.4 Influence des états d'interface sur les propriétés électriques de la structure Au/InN/InP(100)

La méthode, de calcul des paramètres de notre structure, basée sur l'équation [IV-7] n'élimine pas l'effet de la présence des états d'interface et des états pièges dans la structures, étant donné que la variation de la capacité des structures est influencée par ces derniers. Si on tient compte de la chute de potentiel due à la présence des états d'interface N_{ss} , le paramètre α est introduit dans l'équation [IV-7], ce qui donne la formule [IV-15] permettant de prendre en compte l'effet de N_{ss} dans l'extraction des paramètres électriques de la structure [4].

$$C^{-2} = \frac{2(V_D - V)}{q\epsilon_s N_D S^2 (1 + \alpha)} \quad [IV-15]$$

Où α est un paramètre défini à partir de l'équation suivante :

$$\alpha = \frac{qN_{ss(moy)}\delta_i}{\epsilon_i} \quad [IV-16]$$

Avec:

δ_i : représente l'épaisseur de la couche interfaciale d'InN.

La valeur de α est calculée à partir de l'estimation de la valeur moyenne des états d'interface $N_{ss(moy)}$. Le paramètre α est très important pour définir la qualité de l'interface de la structure étudiée, sa valeur est d'autant plus faible que la qualité de l'interface est meilleures. Pour une structure idéale le paramètre α est égal à zéro.

Dans le cas de notre structure nous avons estimé ce paramètre à 0.9 pour la petite diode et 0.8 pour la grosse diode. On remarque que α prend des valeurs proches de 1 ceci nous permet de conclure que les états d'interface éloignent notre structure de son comportement idéal et peuvent influencer considérablement sa caractéristique. Ceci nous emmène à étudier

l'impact de la qualité de l'interface sur les paramètres électriques de la structure, dans ce qui suit.

A partir de la première pente linéaire (proche de 0V) de la caractéristique $1/C^2(V)$, nous pouvons calculer la concentration N_d et la tension de diffusion V_d en prenant compte de l'effet des états d'interface N_{ss} , au moyen de l'équation [IV-15].

Les valeurs de dopage estimées sont de l'ordre de $7.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour la petite diode et $1.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour la grosse diode, elles plus faibles que celles trouvées précédemment (Cf. paragraphe IV.3.2.a).

Le potentiel de diffusion V_d dû à la différence des travaux de sortie et aux états d'interface N_{ss} , est donné par l'équation suivante [9] :

$$V_d' = V_d(1 + \alpha) \quad \text{[IV-17]}$$

La valeur de la tension V_d' est obtenue par l'intersection de la droite d'interpolation de $1/C^2(V)$ avec l'axe des tensions.

Les valeurs de la tension de diffusion sont de l'ordre de 1.15 V pour la petite diode et 0.88 V pour la grosse diode. Elles sont plus faibles que celles trouvées dans le Tableau (IV-4). Ceci nous permet de dire que la qualité électrique de la structure étudiée est améliorée en l'absence de l'effet des états d'interface, elle tend vers l'état idéal pour lequel V_d doit être nulle. Les valeurs de la hauteur de barrière de potentiel ϕ_{BN} sont déduites du potentiel de diffusion à partir de l'équation [IV-8], elles ont pour valeurs 1.32 eV pour la petite diode et 1.08 eV pour la Grosse diode. On remarque que les valeurs de ϕ_{BN} diminuent en éliminant l'effet des états d'interface et s'approches relativement de celles obtenues à partir de la caractéristique I-V.

On remarque d'après ces résultats que la prise en considération de la présence des états pièges à l'interface, qui est assurée par l'introduction du coefficient de correction α dans les expressions donnant la capacité de la structure, nous permet d'aboutir aux valeurs réelles des paramètres de la structure, qui montrent la bonne qualité électrique de celle-ci. Ce résultat rejoint et confirme les résultats spectroscopiques (XPS et AUGER) trouvés (Cf. Chapitre III) et qui montrent la bonne qualité du film d'InN.

IV.4 Caractérisations électriques pour différentes fréquences

IV.4.1 Caractéristique $C - V$ en fonction de la fréquence

Les mesures de la capacité-tension ($C-V$) ont été effectuées à l'aide d'un système de caractérisation de semiconducteurs LCR metre: '*precision LCR meter HP 4284A*' à fréquence variable. Une polarisation variant de -2 à $2V$ avec un signal de modulation alternatif d'amplitude égale à 20 mV avec des fréquences variant de 100 Hz à $1MHz$ a été appliquée à travers le contact Schottky. Dans ce qui suit, les mesures de type $C-V-f$ et $G-V-f$ sont effectuées pour les grosses diodes.

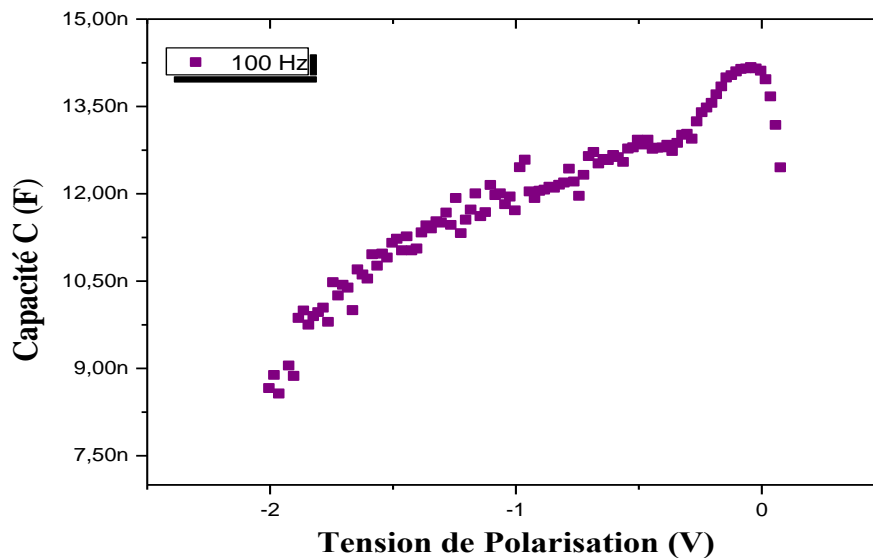


Figure IV-15: Caractéristique Capacité-Tension de la structure Au/InN/InP(100) pour $f=100$ Hz.

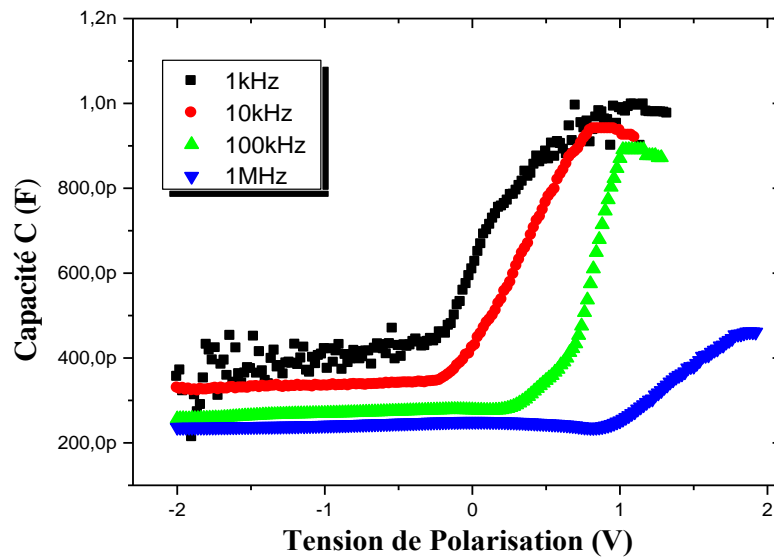


Figure IV-16 : Caractéristique Capacité-Tension de la structure Au/InN/InP(100) en fonction de la fréquence.

Les Figures IV-15 et IV-16 représentent les caractéristiques de la capacité en fonction de la tension de polarisation de la structure pour des fréquences allant de 100 Hz à 1MHz. On peut constater que la valeur de la capacité diminue avec l'augmentation de la fréquence du signal de modulation. Donc, la valeur de la capacité des d'échantillons est inversement proportionnelle à la fréquence de mesure particulièrement dans les zones d'accumulation où on remarque une forte dispersion de la caractéristique sous l'effet de la fréquence. La capacité atteint sa valeur maximale au voisinage de 1 volt pour les plus basses fréquences.

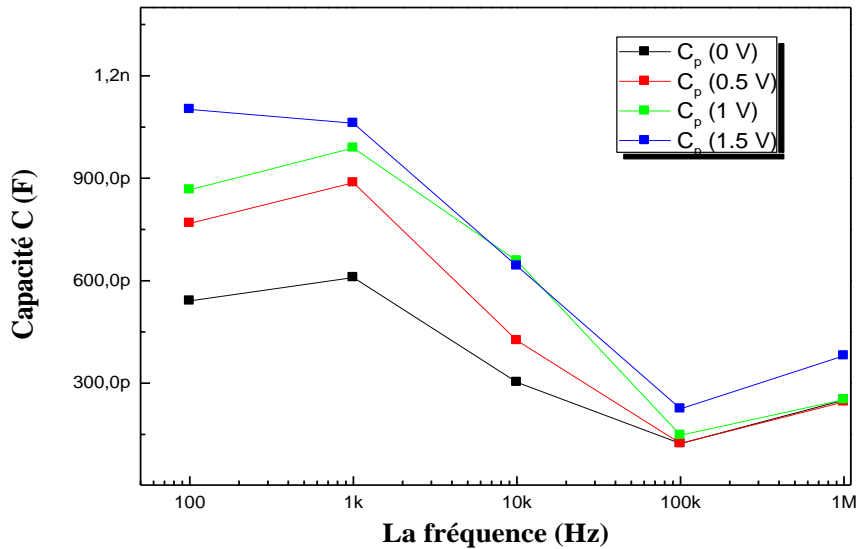


Figure IV-17 : Evolution de la capacité de la structure Au/InN/InP(100) en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisations.

La figure IV-17 montre les courbes de variations de la capacité en fonction de la fréquence pour une tension donnée, des structures étudiées. La valeur de la capacité augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation et avec la diminution de la fréquence. Donc la capacité de notre structure est inversement proportionnelle à la fréquence. Ceci est dû au fait qu'en haute fréquence, les états d'interface ne peuvent pas suivre le signal alternatif AC et ne contribuent pas donc, dans la capacité totale de la structure. Et inversement pour un signal ac faible fréquence les pièges disposent d'assez de temps et peuvent répondre aux variations du signal. Ils contribuent donc dans la valeur de la capacité totale de la structure. Ce qui donne des capacités mesurées de plus grandes valeurs en basses fréquences.

La capacité des structures métal-semiconducteur varie en fonction de la fréquence, elle est donnée par les expressions suivantes [13, 14]:

$$C = C_{SC} + C_{SS} \quad (\text{pour les basses fréquences}) \quad [IV-18]$$

$$C = C_{SC} \quad (\text{pour les hautes fréquences}) \quad [IV-19]$$

Avec C_{SC} : est la capacité de la zone de charge d'espace et C_{SS} : est la capacité des états d'interface.

IV.4.2 Caractéristique $G - V$ en fonction de la fréquence

Les mesures de la conductance en fonction de la tension de polarisation ($G-V$) pour différentes fréquences du signal de modulation, ont été effectuées à l'aide d'un système de caractérisation de semiconducteurs LCR metre: '*précision LCR meter HP 4284A*' à fréquence variable. Une polarisation variant de -2 à 2V avec un signal de modulation de 20 mV d'amplitude et une fréquence variant de 100 Hz à 1MHz a été appliquée à travers la structure d'étude.

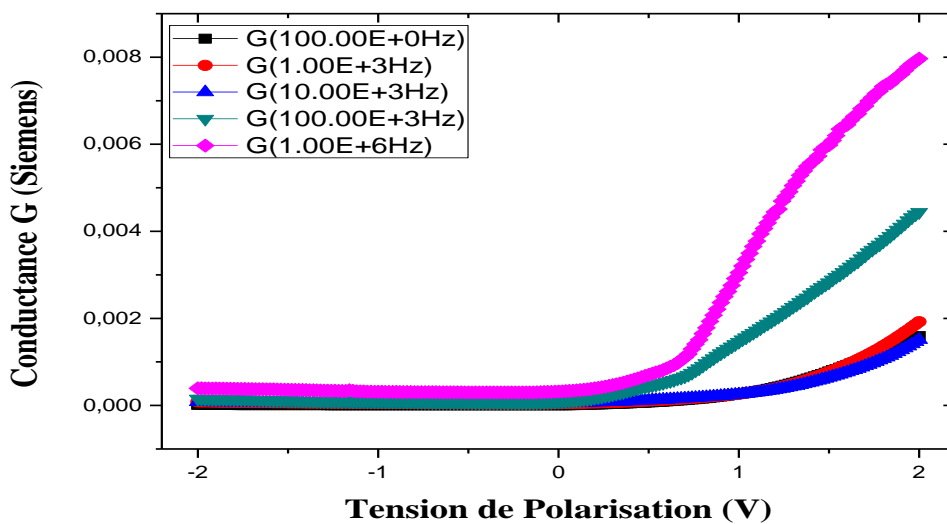


Figure IV-18 : Caractéristique Conductance-Tension de la structure Au/InN/InP en fonction de la fréquence.

Parmi les méthodes d'évaluation des états d'interface on trouve la méthode de la conductance. Cette méthode a été proposée pour la première fois par E. H. Nicollian et A. Götzberger [11]. Cette technique est basée sur l'étude des variations de la capacité et de la conductance des diodes étudiées, en fonction de la fréquence qui correspond à une pulsation (ω). Ces variations sont dues à l'aptitude des pièges à répondre, ou non, à la modulation de la tension appliquée lors de la mesure. La méthode consiste alors à mesurer à différentes fréquences l'admittance $Y(V)$ et à en extraire la conductance équivalente parallèle, tel que :

$$Y(V) = G(V) + j\omega C(V) \tag{IV-20}$$

Les caractéristiques conductance-tension ($G-V$) de la structure Au/InN/InP(100) pour différentes valeurs de fréquences sont illustrées par la Figure IV-19, avec G est la conductance mesurée à la fréquence du signal alternatif appliqué. On voit que les allures de la figure IV-18 dépendent à la fois de la tension et de la fréquence. On peut constater une dispersion de la conductance dans la région d'accumulation sous l'influence de la fréquence du signal modulant. Cette dispersion est attribuée à la réponse des pièges à l'interface, au signal alternatif appliqué.

La figure IV-19 montre les courbes des variations de la conductance en fonction de la fréquence pour différentes tensions polarisations.

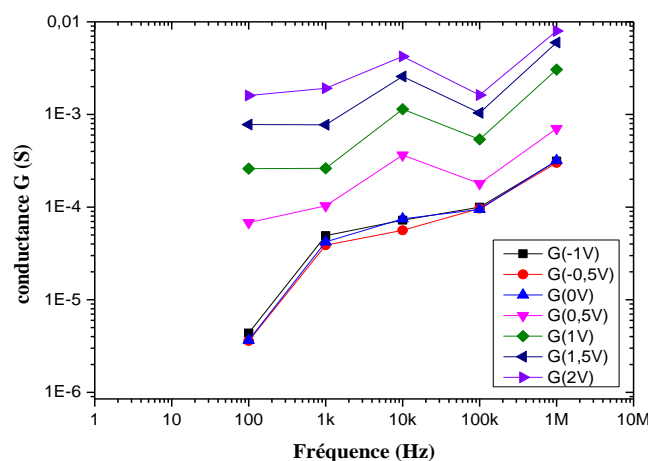
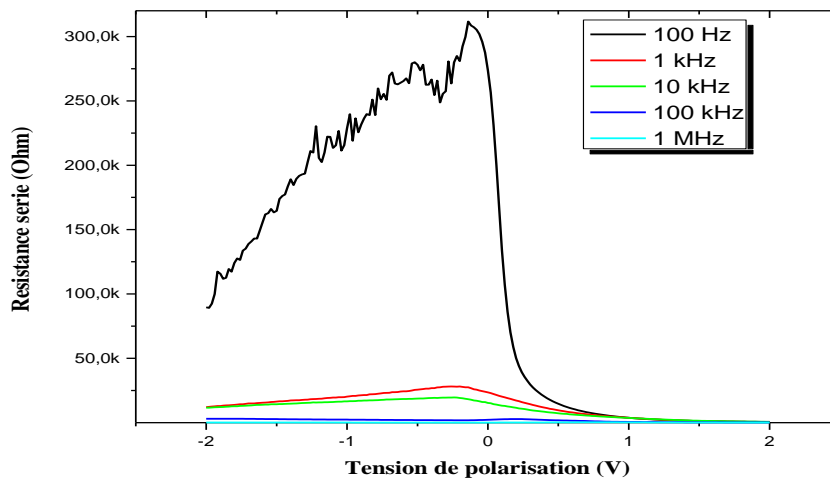


Figure IV-19: Evolution de la conductance de la structure Au/InN/InP(100) en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisations.

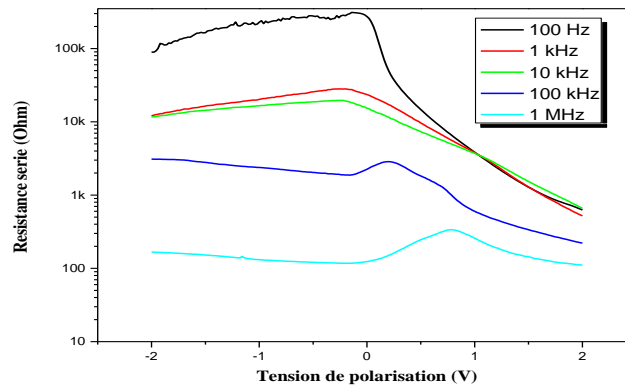
D'après les allures de la figure IV-18 et la figure IV-19, on remarque la conductance augmente avec la fréquence du signal alternatif. On remarque aussi une croissance de la valeur de la conductance suivant la tension continue appliquée

IV.4.2.a La résistance série de la structure Au/InN/InP(100) pour différentes fréquences

La résistance série des dispositifs métal-semiconducteur peut être soustraite des mesures de capacité et de conductance mesurées dans la région de forte accumulation à différentes fréquences [14, 15]. La résistance série R_s est un paramètre important qui provoque des écarts dans les caractéristiques idéales C-V et G-V des structures Au/InN/InP(100). La résistance série R_s est donnée par l'équation [IV-9]. La figure IV-20 montre les variations de la résistance série en fonction de la tension appliquée (R_s -V-f) de la structure pour des fréquences qui varient entre 100Hz et 1MHz.



a).



b)

Figure IV-20 : Courbes de la résistance série de la structure Au/InN/InP(100) en fonction de la tension de polarisation pour différentes fréquences. a) en échelle linéaire b) en échelle semi logarithmique).

La résistance série dépend à la fois de la fréquence et de la tension de polarisation (voir la Figure. IV-20). On remarque que la résistance série R_s diminue avec l'augmentation de la fréquence du signal de modulation. La dépendance en tension et en fréquence de la résistance série peut être attribuée à la densité de distribution particulière des états pièges à l'interface et de la couche interfaciale d'InN qui n'est pas homogène [4, 13, 8].

D'après les courbes R_s -V pour la fréquence de 100 Hz, on peut observer un pic important de R_s au voisinage de -0.14 V. On peut également observer que lorsque la fréquence diminue les valeurs des pics de résistances augmentent. Ceci peut être attribué à la présence des états d'interface et à la couche interfaciale qui, dans ce cas, suivent le signal de modulation appliqué. Le tableau IV-5 regroupe la position des pics et les valeurs des résistances série correspondantes pour différentes valeurs de fréquences.

Fréquence	Résistance série maximale R_{smax}	Position du Pic (V)
$f=100$ Hz	311.67 K Ω	-0.14 V
$f=1$ KHz	28.13 K Ω	-0.2 V
$f=10$ KHz	19.63 K Ω	-0.24 V
$f=100$ KHz	2.86 K Ω	0.2 V
$f=1$ MHz	336 Ω	0.78 V

Tableau IV-5 : Positions des pics et les valeurs des résistances série correspondantes pour différentes fréquences.

D'après le tableau ci-dessus on remarque que la résistance série maximale, pour chaque fréquence, diminue avec l'augmentation de la fréquence de mesure. Cette dernière atteint des valeurs maximales pour les plus basses fréquences.

On note aussi que pour la fréquence maximale de 1 MHz la résistance série est très faible. Donc on en déduit que la résistance série influence légèrement les caractéristiques C-V et G-V en haute fréquence.

IV.4.2.b Distribution des états d'interfaces de la structure Au/InN/InP(100) avec la méthode haute-basse fréquences

Les caractéristiques C-V-f sont exploitées afin d'investiguer l'impact de l'interface InN/InP(100) réalisée et la qualité de la couche de nitrure d'indium déposée sur le comportement électrique des structures étudiées. Parmi les techniques les plus fiables, la méthode haute-basse fréquences est un moyen très efficace dans l'évaluation de la densité d'états d'interface et leur distribution dans la bande interdite des semiconducteurs.

Cette technique très simple qui permet de déterminer la densité d'état d'interface et de quantifier la déformation de la courbe C-V d'une structure mesurée en quasi statique ou à très basse fréquence. En raison de la dépendance en fréquence de la réponse des pièges, la courbe C-V n'a pas la même forme. Dans le circuit équivalent de la structure, la capacité d'états d'interface C_{SS} est une capacité parallèle à la capacité de charge d'espace C_{SC} en haute fréquence car les états d'interface ne peuvent pas suivre le signal alternatif AC et ne contribuent pas donc, dans la capacité totale de la structure [10, 9].

La capacité de charge d'espace C_{SC} est égale à la capacité mesurée en haute fréquence. Une soustraction de la capacité de la ZCE (extraite de la capacité mesurée en haute fréquence C_{HF}) peut être utilisée pour obtenir la capacité de l'état d'interface.

Nous supposons que le signal basse fréquence est suffisamment faible pour que tous les états d'interface répondent et que le signal en haute fréquence soit suffisamment élevé pour que la durée de vie des pièges d'interface τ_{it} ne soit pas suffisamment courte pour répondre.

Nous avons choisis une fréquence basse de 100 Hz et une fréquence haute de 1 MHz pour obtenir la densité d'état d'interface N_{ss} .

La capacité des états d'interface C_{ss} peut être déterminée en soustrayant la capacité de la zone de charge d'espace (C_{ZCE} extraite de la capacité haute fréquence mesurée C_{HF}) de la capacité de la couche d'appauvrissement en parallèle avec la capacité des états d'interface (C_{ss} extraite de la capacité basse fréquence mesurée C_{LF}). La densité d'états d'interface N_{ss} peut être obtenue par [14, 6] :

$$N_{ss} = \frac{C_{ss}}{qS} = \frac{1}{qS} \left[\left(\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} \right] \quad [IV-21]$$

Avec :

$$C_i = \frac{\epsilon_i}{\delta_i} \quad [IV-22]$$

ϵ_i est la permittivité de la couche d'InN $\epsilon_i = 15.3 \times \epsilon_0$ avec $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm) [16], δ_i l'épaisseur de la couche d'InN.

La distribution de la densité d'états d'interface N_{ss} extraite des caractéristiques capacité-tension mesurées par la méthode haute-basse fréquences est représentée sur la figure IV-21. La densité des états au milieu de la bande interdite est égale 5.34×10^{12} (eV⁻¹.cm⁻²).

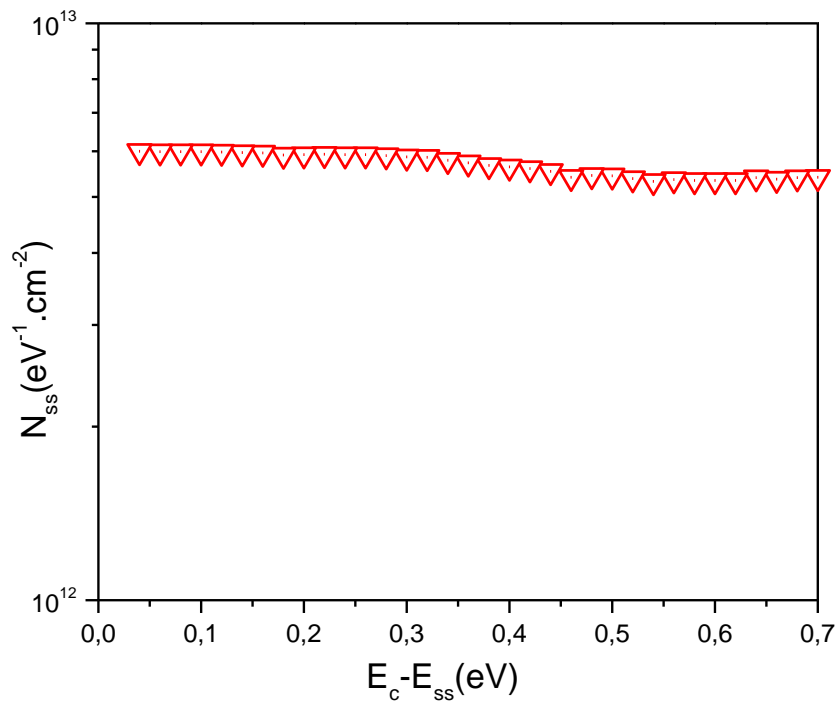


Figure IV-21: Distribution de la densité d'états d'interface N_{ss} dans la bande interdite, obtenue par la méthode de la capacité haute-basse fréquence.

Les valeurs de N_{ss} trouvées par cette méthode de calcul sont relativement faibles comparées à celles trouvées précédemment par la méthode I-V et C-V (à 1MHz. Ceci est dû au fait que les états pièges sont très sensibles au signal basse fréquence appliqué. Cette technique est connue par sa précision et sa fiabilité mais les limitations de l'appareil de mesure en haute fréquence et le bruit enregistré lors des mesures en basse fréquence influence les résultats obtenus. D'après ces résultats on peut déduire que cette méthode nous donne une information qualitative de l'état de l'interface. Donc on peut conclure que les états d'interface influencent considérablement la caractéristique C-V de la structure étudiée et une faible densité d'états d'interface aboutit à des structures de bonnes qualités structurales et électroniques.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre une analyse de l'impact de la qualité de surface et d'interface réalisée entre la couche de nitrure d'indium et le substrat InP, sur les propriétés électriques des structures Schottky de type Au/InN/InP(100) a été effectuée. Le choix de l'or pour la prise des contacts métalliques, grâce à ses propriétés conductrices et son travail de sortie très avantageux, pour l'obtention d'une barrière Schottky de bonne qualité avec les substrats InP, suivant des travaux antérieurs de l'équipe du Laboratoire [6, 7]. L'étude électrique des structures Au/InN/InP(100) est effectuée au moyen de caractérisations électriques de type I-V, C-V et G-V en fonction de la fréquence. L'analyse de ces caractéristiques nous permet de déterminer les différents paramètres électriques des structures étudiées tel que le courant de saturation I_s , le facteur d'idéalité n , la résistance série R_s , la hauteur de la barrière de potentiel ϕ_{BN} , le dopage N_D et la tension de diffusion V_D etc. L'exploitation des caractéristiques électriques, nous offre également la possibilité de remonter à la densité des états à l'interface InN/InP(100) et leur distribution dans la bande interdite du semiconducteur.

Les caractéristiques électriques, courant-tension, présentent des allures exponentielles et donc un comportement de diode Schottky avec l'existence d'un faible courant de fuite en inverse. Ce courant vient de la présence des états pièges à l'interface et à la présence de traces d'indium métallique, observé sur la surface du substrat InP dans les pics d'indium In_{4d} obtenus par les analyses spectroscopiques dans le chapitre III.

La présence d'une densité d'états à l'interface de la structure, éloigne celle-ci de son comportement idéal. Cet écart est évalué par le calcul du facteur d'idéalité n qui est supérieur à l'unité dans notre cas. On note aussi la présence d'une résistance série vers les tensions positives élevées. Cette dernière résulte de la présence de deux résistances, celles de la couche tampon d'InN et du substrat InP [14, 4].

La hauteur de la barrière Schottky dépend non seulement de la fonction de travail du métal mais également de l'épinglage du niveau de Fermi par les états de surface et de l'abaissement par la force d'image de la barrière de potentiel. Elle est évaluée dans notre cas aux alentours de 0.6 eV

La structure Au/InN/InP(100) présente une capacité faible pour les tensions négatives. Cette capacité commence à croître au voisinage de zéro volt, elle atteint des valeurs maximales en région d'accumulation pour une tension de deux volts.

L'exploitation des courbes C-V en haute fréquence nous a permis d'étudier l'influence des états pièges à l'interface sur les paramètres électriques de la structure étudiée. On remarque d'après ces résultats que la prise en considération de la présence des états pièges à l'interface, qui est assurée par l'introduction du coefficient de correction α dans les expressions donnant la capacité de la structure, nous permet d'aboutir aux valeurs réelles des paramètres de la structure, qui montrent la bonne qualité électrique de celle-ci. Ce résultat rejoint et confirme les résultats spectroscopiques (XPS et AUGER) trouvés précédemment (Cf. Chapitre III) et qui montrent la bonne qualité du film d'InN ainsi que l'interface réalisée.

L'influence de la fréquence sur notre structure a été exploitée, dans le but d'étudier les états d'interface et leur réponse au signal de modulation appliqué. D'après les résultats obtenus, les valeurs des capacités en basses fréquences sont supérieures aux valeurs mesurées en hautes fréquences. Cette différence est due au fait que les pièges à l'interface peuvent suivre le signal alternatif basse fréquence, alors qu'à des fréquences plus élevées leurs temps de réponse est plus grand comparé, au signal rapide haute fréquence, appliqué lors de la mesure. Donc en basses fréquences il y a intervention du terme de la capacité des états pièges à l'interface. Les valeurs de N_{ss} trouvées par la méthode haute-basse fréquence sont relativement plus faibles comparées à celles trouvées précédemment par la méthode I-V et C-V (à 1MHz). Cette technique est connue par sa précision et sa fiabilité mais les limitations de l'appareil de mesure en haute fréquence et le bruit enregistré lors des mesures en basse fréquence influence les résultats obtenus. D'après ces résultats on peut déduire que cette méthode nous donne une information qualitative de l'état de l'interface.

Donc on peut conclure que les états d'interface influencent considérablement la caractéristique C-V de la structure étudiée et la faible densité d'états d'interface aboutit à des structures de très bonnes qualités structurelles et électroniques.

L'investigation des courbes de la conductance G-V-f, nous renseignent sur la résistance série de la structure pour chaque fréquence. Les résistances séries sont inversement proportionnelles à la fréquence. Elles varient de quelques centaines d'Ohm à des dizaines de

kilo Ohm. Elles présentent des pics au voisinage de zéro volt, ces pics sont plus importants en basses fréquences.

Finalement, on peut conclure que les nanostructures de type Au/InN/InP(100) obtenues sous ultravide par évaporation d'un film mince d'InN d'épaisseur de quelques nanomètres au moyen d'une source d'azote de type plasma à décharge, sur un substrat InP(100) bombardé ioniquement durant 15 min, sont impactées par la présence des états pièges à l'interface. Donc l'étude de l'influence de ces états pièges sur les paramètres de ces structures est d'une très grande importance, elle nous informe sur la qualité et les performances des contacts réalisés.

Références bibliographiques

- [1] N. Ucara , A. Ozdemir , D. Aldemira and G.ankaya.. Journal of Physical Sciences. DOI: 10.5560/ZNA.2011-0005.
- [2] S. Cheung & Cheung. Nw. appl. Phys. lett, 49, 85. 1986.
- [3] Werner, J.H. Apply. Phys. A, 47,291. 1988.
- [4] A. Talbi, Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, (2007).
- [5] A. Baghdad Bey, A. Talbi, M. Berka, M.A. Benamara, F. Ducroquet, A.H. Khediri et Z. Benamara Journal of Nano- and Electronic Physics Vol. 12 No 3, 03027(6pp) (2020) [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(3\).03027](https://doi.org/10.21272/jnep.12(3).03027)
- [6] B. Akkal, Z. Benamara, H. Abid, A. Talbi, and B. Gruzza, Materials chemistry and physics, vol. 85, pp. 27-31, 2004.
- [7] B. Akkal, Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbé, (2002).
- [8] S. Ben Khalifa, Thèse de docteur de l'université Université Blaise Pascal-Clermont II U.F.R. Sciences et Technologies, N° d'ordre : D.U. 1864.4
- [9] H . Helal, Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbé, (2021).
- [10] A. H. Kacha, Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, (2017).
- [11] Nicollian EH, Goetzberger A. Appl Phys Lett 1965;7(8):216–9.
- [12] A.H. Khediri, A. Talbi, M.A. Benamara, Z. Benamara Journal of Nano-and Electronic Physics Volume 13(5) (2021) [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(4\).04002](https://doi.org/10.21272/jnep.13(4).04002)
- [13] B. Hadjadj Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, (2017).
- [14] S. Boualem Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, (2018).
- [15] Helal H, Benamara Z, Kacha AH, Amrani M, Rabehi A, Akkal B, et al. Superlattices and Microstructures. (2019):106276.
- [16] M. A. Benamara Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, (2014)
- [17] Kacha A, Akkal B, Benamara Z, Amrani M, Rabhi A, Monier G, et al. Superlattices and Microstructures. (2015);83:827-33.

Conclusion

Générale

Conclusion générale

Dans les dernières années, les semiconducteurs III-N sont intensivement étudiés. En effet, ils possèdent tous les qualités intéressantes pour la fabriquer des composants électroniques performants en puissance et en hyper fréquence.

Le travail effectué dans cette thèse concerne l'étude de l'effet de la présence des états, à l'interface des hétérostructures Au/InN/InP(100), sur leurs qualités structurales et leurs propriétés électriques, Des analyses spectroscopiques de type XPS et Auger combinées avec les caractérisations électriques I(V), C(V) et G(V) à des fréquences variables ont été utilisées dans ce but.

Une première partie consistait en l'étude différentes étapes de formation de couches de nitrure d'indium sur les substrats d'InP(100).

- Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence du nettoyage ionique sur l'état de la surface du substrat d'InP. Il permet d'éliminer toutes traces de contaminations présentes sur la surface. Cette étape entraîne la formation de cristallites d'indium.

Des analyses de surface couplées avec des modèles de calculs de la composition de surface, nous ont permis d'avoir une quantité d'indium métallique de hauteur de 4 monocouches et recouvre 25% de la surface.

- La deuxième étape a été consacrée au suivi de nitruration des substrats InP nettoyé. La formation du film de nitrure d'indium se fait par consommation de cristallites d'indium créées par bombardement ionique.

Des analyses spectroscopiques (XPS et Auger) nous ont permis de contrôler l'évolution de la composition de la surface d'InP nitruré et par conséquent déduire la qualité de l'interface formée entre le substrat et la nanocouche de nitrure d'indium.

Le modèle théorique, couche atomique par couche atomique, adopté après nitruration a été comparé aux résultats d'analyses spectroscopiques, nous a permis de remonter au nombre de monocouches d'InN formées.

La deuxième partie de cette thèse est consacré à l'étude de l'impact de la qualité des surfaces et d'interfaces réalisée entre la couche de nitrure d'indium et le substrat InP, sur les propriétés électriques des nanostructures Schottky Au/InN/InP(100). L'étude dans ce cas est effectuée au moyen de caractérisations électriques de type I-V, C-V et G-V en fonction de la fréquence. L'analyse de ces caractéristiques nous a permis de déterminer les différents paramètres électriques de la structure étudiée tel que le courant de saturation I_s , le facteur d'idéalité n , la résistance série de la structure R_s , la hauteur de la barrière de potentiel ϕ_{BN} le dopage N_D et la tension de diffusion V_D etc. Elle nous offre la possibilité de remonter à la densité des états à l'interface InN/InP et leur distribution dans la bande interdite du semiconducteur.

Les caractéristiques électriques, courant-tension, montrent l'existence d'un faible courant de fuite en inverse. Ce courant vient de la présence des états pièges à l'interface et à la présence de l'indium métallique, observé sur la surface du substrat InP dans les pics d'indium In_{4d} obtenus par les analyses spectroscopiques.

La présence d'une densité d'états à l'interface de la structure, éloigne celle-ci de son comportement idéal. Cet écart est évalué par le biais du calcul du facteur qui est supérieur à l'unité dans notre cas. On note aussi la présence d'une résistance série vers les tensions positives élevées. Cette dernière résulte de la présence de deux résistances, celle de la couche tampon d'InN et du substrat InP. La hauteur de la barrière Schottky dépend non seulement de la fonction de travail du métal mais également de l'épinglage du niveau de Fermi par les états de surface, Elle est de l'ordre de 0.6 eV dans le cas de nos structures.

L'exploitation des courbes C-V en haute fréquence nous a permis d'étudier l'influence des états pièges à l'interface sur les paramètres électriques de la structure étudiée. On remarque d'après ces résultats que la prise en considération de la présence des états pièges à l'interface, qui est assurée par l'introduction du coefficient de correction α dans les expressions donnant la capacité de la structure, nous permet d'aboutir aux valeurs réelles des paramètres de la structure, qui montrent la bonne qualité électrique de celle-ci. Ce résultat rejoint et confirme les résultats spectroscopiques (XPS et AUGER) trouvés précédemment (Cf. Chapitre III) et qui montrent la bonne qualité du film d'InN ainsi que l'interface réalisée avec le substrat.

L'influence de la fréquence sur notre structure a été exploitée, dans le but d'étudier les états d'interface et leur réponse au signal de modulation appliqué. D'après les résultats obtenus, les valeurs des capacités en basses fréquences sont supérieures aux valeurs mesurées en hautes fréquences. Cette différence est due au fait que les pièges à l'interface peuvent suivre le signal alternatif basse fréquence, alors qu'à des fréquences plus élevées leurs temps de réponse est plus grand comparé, au signal rapide haute fréquence, appliqué lors de la mesure. Donc en basses fréquences il y a intervention du terme de la capacité des états pièges à l'interface. Les valeurs de N_{ss} trouvées par la méthode haute-basse fréquence sont relativement plus faibles comparées à celles trouvées précédemment par la méthode I-V et C-V (à 1MHz). Cette technique est connue par sa précision et sa fiabilité mais les limitations de l'appareil de mesure en haute fréquence et le bruit enregistré lors des mesures en basse fréquence influence les résultats obtenus. D'après ces résultats on peut déduire que cette méthode nous donne une information qualitative de l'état de l'interface.

Donc on peut conclure que les états d'interface influencent considérablement la caractéristique C-V de la structure étudiée et une faible densité d'états d'interface aboutit à des structures de très bonnes qualités structurelles et électroniques.

L'investigation des courbes de la conductance G-V-f, nous renseignent sur la résistance série de la structure pour chaque fréquence. Les résistances séries sont inversement proportionnelles à la fréquence. Elles varient de quelques centaines d'Ohm à des dizaines de kilo Ohm. Elles présentent des pics au voisinage de zéro volt, ces pics sont plus importants en basses fréquences.

Finalement, on peut conclure que les nanostructures de type Au/InN/InP(100) obtenues sous ultraviolette par évaporation d'un film mince d'InN d'épaisseur de quelques nanomètres au moyen d'une source d'azote de type plasma à décharge, sur un substrat InP(100) bombardé ioniquement durant 15 min, sont impactées par la présence des états pièges à l'interface. Donc l'étude de l'influence de ces états pièges sur les paramètres de ces structures est d'une très grande importance, elle nous informe sur la qualité et les performances des contacts réalisés.

Annexe A

1. Propriétés générales du phosphore d'indium

1.1 Structure cristalline :

Le phosphore d'indium (InP) appartient à la famille des semi-conducteurs composés de groupes III-V avec une structure cristalline de zinc-blende comme la plupart des semiconducteurs du groupe III-V, la structure de zinc-blende est similaire à la structure de diamant sauf que les deux sous-réseaux FCC sont occupés en alternance par deux types d'atomes différents (In et P) comme le montre la Figure A.1 [1, 2].

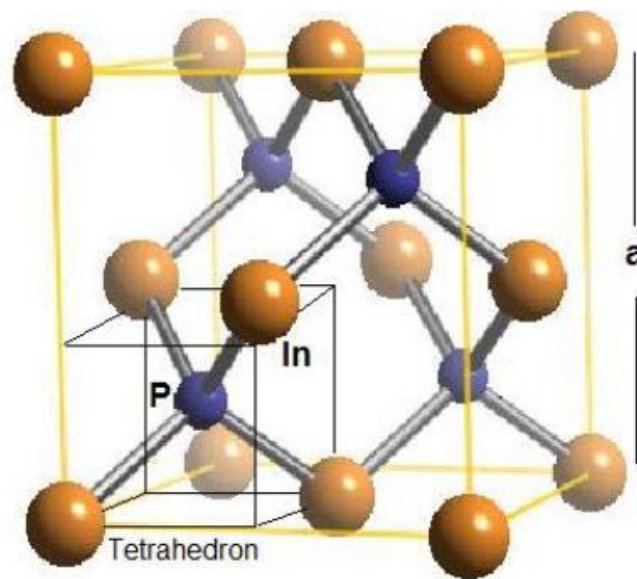


Figure A.1: Structure zinc-blende pour le phosphore d'indium

1.2 Structures de bandes d'énergie de l'InP

L'un des avantages de l'InP en tant que semi-conducteur du groupe III-V par rapport au Silicium est sa bande interdite directe, qui donne de fortes caractéristiques d'absorption /émission que dans différents dispositifs optoélectroniques [2,3].

La combinaison appropriée de la valeur de la bande interdite (1,34 eV à 300 K) et des numéros atomiques élevés Z (49/15) est un avantage de l'InP par rapport à certains autres composés semi-conducteurs, notamment en vue de la fabrication de détecteurs de photons très efficaces fonctionnant dans la plage de température 200–300 K. [2]. Les structures de bande d'énergie de l'InP sont représentées sur la figure (II.2).

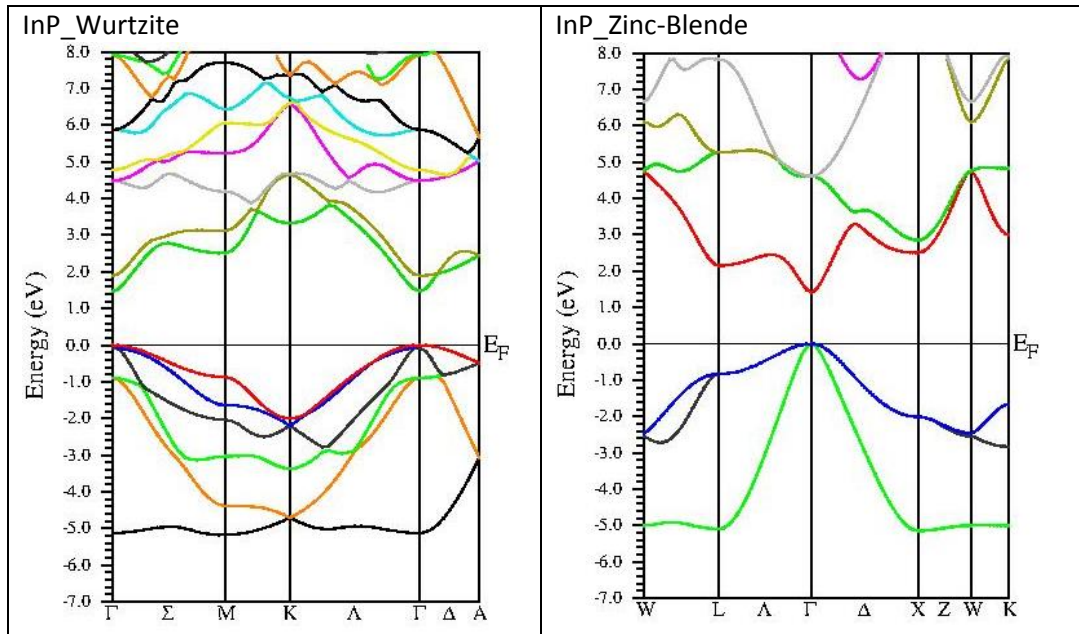


Figure A.2: Structures de bandes d'énergie d'InP calculées par la méthode FP-LAPW selon l'approximation TB-mBJ [15].

1.3 Propriétés électriques de l'InP

Concernant la propriété électrique, l'InP a une mobilité électronique très élevée qui en fait un matériau particulièrement attractif pour un nombre sans cesse croissant d'applications en optoélectronique, microélectronique à grande vitesse et dispositifs à cellules solaires [2, 3].

De plus, InP offre potentiellement un taux de fonctionnement le plus rapide en raison de sa vitesse de dérive d'électrons plus élevée dans la région du champ électrique (environ 104 V/cm) principalement utilisée pour le fonctionnement du détecteur, et cette valeur augmente à basse température et est plusieurs fois supérieure à celle offerte par GaAs travaillant dans le régime de vitesse de dérive de saturation [4]. De plus, l'InP est plus résistant aux radiations que le Si et le GaAs, c'est un avantage très important non seulement pour espacer les cellules solaires mais aussi pour la propriété électrique, car le rayonnement peut affecter la mobilité et la longueur de diffusion des porteurs [2, 5, 6]. Le tableau A.1 montre plusieurs paramètres importants de l'InP.

Paramètre		Valeur	Unité
Rapport de Masse effective	Electron m_n/m_0	0,08 [7]	
	Trou m_p/m_0	0,69 [7]	
Constante de Richardson	n-type	9.6 [7]	A K ⁻² cm ⁻²
	p-type	82.8 [7]	
Affinité		4.38 [7]	eV
Constante diélectrique		12.5 [7]	
Densité effective d'états	CB	5.7 10 ¹⁷ [8]	cm ⁻³
	VB	1.1 10 ¹⁹ [8]	
Vitesse thermique	Électron	3,9 10 ⁵ [8]	m s ⁻¹
	Trou	1,7 10 ⁵ [8]	

Tableau A.1 : Quelques paramètres physiques de l'InP.

2. Propriétés générales du nitrure d'indium

2. 1 Propriétés structurales

Le nitrure d'indium peut exister sous deux structures cristallines différentes, la structure Zinc blende (cubique) et la structure Wurtzite (hexagonale) qui est la phase la plus stable d'un point de vue thermodynamique. La maille cristalline est un prisme droit de hauteur c dont la base est hexagonale d'arêtes de même longueur a , formant un angle de 120° (voir Figure A.3).

Les paramètres de maille à température ambiante utilisés pour la structure Wurtzite donnés par deux références : $a = 3.545 \text{ \AA}$, $c = 5.703 \text{ \AA}$, [3] et $a = 3.3216 \text{ \AA}$, $c = 5.1521 \text{ \AA}$

Le rapport c/a est proche de la valeur attendue théoriquement dans une structure hexagonale qui est de $\sqrt{3}/8$.

La structure Zinc blende peut être représentée par deux réseaux cubiques à faces centrées occupés l'une par les atomes de nitrure et l'autre par les atomes d'indium et décalés d'un quart de la diagonale principale de la maille soit $(1/4, 1/4, 1/4)$, avec un paramètre de maille expérimental égal à 0,498 nm [9], et théorique égal à 0,493–0,498 [9-10]

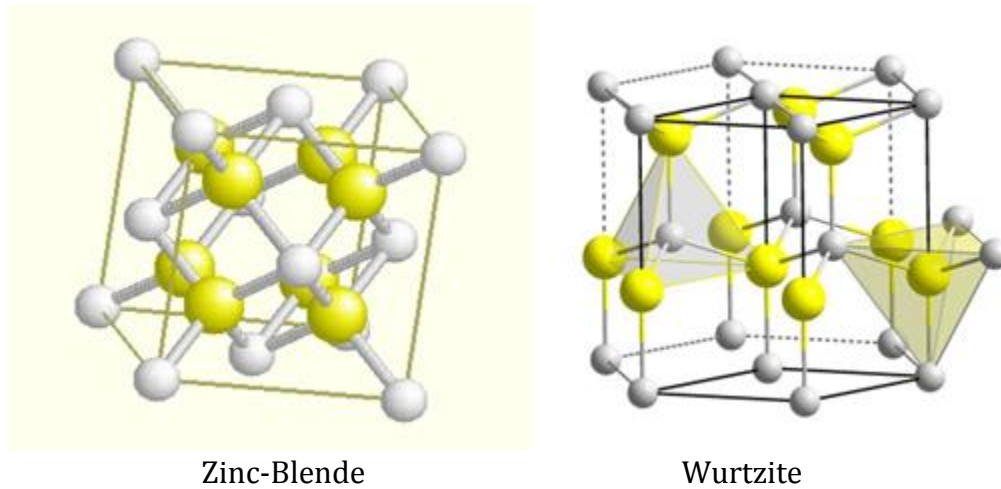


Figure A.3: Maille cristalline de l'InN dans les deux phase Wurtzite et Zinc-blende. [16-9]

	InN_Wurtzite	InN_Zinc-Blende
Espace de groupe	WZ	ZB
a (Å)	3.545 3.3216 [21]	4.98 4.940 [22]
c (Å)	5.703 5.1521	
Bulk Modulus B(GPa) [23]	125	
B' [23]	8.1	
Eg (Γ - $\Delta\Gamma$) (eV) à T=0 K	0.78 1.99 (eV) ^{Direct} [21]	(Γ) 0.78 (X) 2.51 (L) 5.82
m ^L _e [12]	0.07	(Γ) 0.07
m ^{ll} _e [12]	0.07	

Tableau A.1 : Paramètres physiques de l'InN.

2.2. Propriétés électroniques

2.2.1 Structure de bandes d'énergie

Les structures électroniques de la bande de nitrure d'indium sont :

[N]: [He] 2s² 2p³ et [In]: [Kr] 5s²5p¹⁴d¹⁰

Le nitrure d'indium est un semiconducteur a bande d'énergie interdite et directe. Le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au

point Γ de la zone de Brillouin. Les valeurs des différents niveaux énergétiques ont été calculées par différents auteurs, elles sont de 0,399 [11] 0.7- 0.9 [12-13], 1,52 eV [14] et de 1,890 eV [16].

La Figure A-4 présente la structure de bandes dans les deux phases cristallines en utilisant l'approximation du gradient généralisé (GGA) [17].

2.2.2 Masses effectives

La masse effective des électrons dans l'InN (Wurtzite), a été mesurée par plusieurs auteurs en utilisant des techniques expérimentales très variées. Les valeurs obtenues dans la direction Z et la direction perpendiculaire, sont similaires $m_e = 0,11m_0$ [18]. Les masses des trous sont : m_{hh} (trous lourds) = 1,63 m_0 , m_{lh} (trous légers) = 0,27 m_0 , m_s (split-off band) = 0,65 m_0 [19].

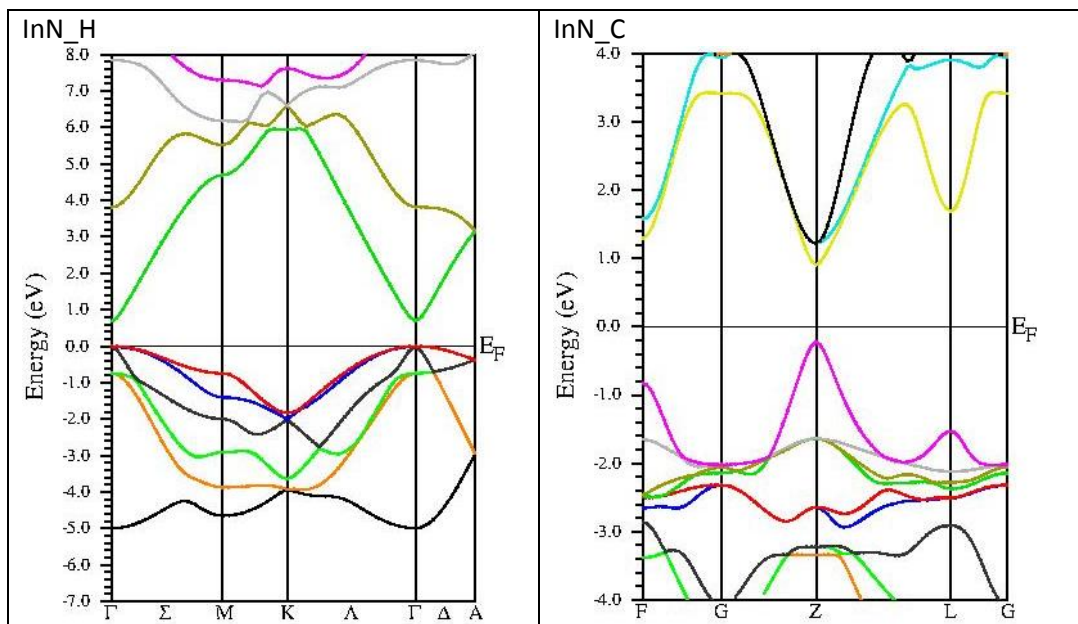


Figure A.4: La structure de bandes d'InN en utilisant la méthode FP-LAPW selon l'approximation TB-mBJ

2.3 Propriétés optiques

Dans les InN (Wurtzite); les composantes du tenseur diélectrique, parallèle et perpendiculaire à l'axe c, sont différentes. Il y a une dispersion importante des valeurs des constantes diélectriques citées dans la littérature. Le Tableau A-3 regroupe quelques valeurs

expérimentales des constantes diélectriques, énergie des phonons optiques et coefficient de recombinaison radiative [20].

n ($\lambda=1.55\mu\text{m}$)	ϵ (statique)	ϵ (haute fréquence)	Energie des photons optique (MeV)	Coefficients de recombinaison radiative ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)
2.65-3.12	15.3	8.4	73	2×10^{-10}

Tableau A.3: Indice de réfraction et constantes diélectriques expérimentaux de l'InN [20].

Références bibliographiques

- [1] S. Li. Sheng, Semiconductor Physical Electronics, 2nd ed, Springer, NY, 2006.
- [2] Fritah Abdallah, Thèse de docteur : électronique Université Mohamed Khider – Biskra (2017).
- [3] K. Zdansky, V. Gorodyskyy, L. Pekarek and H. Kozak, Evaluation of Semiinsulating Annealed InP:Ta for Radiation Detectors, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE. 53 (2006), pp. 3956-3961.
- [4] F. Dubeckly, P. Bohaceka, B. Zatk, M. Sekacova, J. Huran, V. Smatko, R. Fornari, E. Gombia, R. Mosca, P.G. Pelfer, Role of electrode technology in radiation detector based on semi-insulating InP in development of detector array, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 531 (2004), pp. 181–191.
- [5] j. W. McClory, The effect of radiation on the electrical properties of aluminum gallium nitride/gallium nitride heterostructures, Phd thesis, air force institute of technology, USA, 2008.
- [6] M. Yamaguchi, C. Uemura, and A. Yamamoto, Radiation damage in InP single crystals and solar cells, Journal of Applied Physics. 55 (1984), pp. 1429-1436.
- [7] S. Adachi, handbook on physical properties of semiconductors, vol 2, Kluwer Academic Publishers, Massachusetts, 2004. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2005.08.044>
- [8] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/index.html> [Accessed 15.02.2015]
B, 404 (2009) 1558–1562
- [9] J.S.N. A. F. Wright, "Consistent structural properties for AlN, GaN, and InN", Phys Rev B, 51 (1995) 7866--7869.
its application to InP metal-insulator-semiconductor field effect transistors, Thin Solid Films, 103 (1983), pp. 95-105.
- [10] J.R. S Strite, D J Smith J. Sariel, N. Manning, H. Chen, W. J. Choyke, H. Morko,c, "An
- [11] A. Yamamoto, A. Shibukawa, M. Yamaguchi and C. Uemura, The anodic oxide of InP and
- [12] I. Vurgaftman and J. R. Meyer "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors" JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 94, NUMBER 6 15 SEPTEMBER 2003.
- [13] H. Cetin, E. Ayyildiz, "The electrical properties of metal-oxide-semiconductor devices fabricated on the chemically etched n-InP substrate", Appl.Surf.Sci. 253 (2007), pp. 5961-5966.
- [14] N.E. Christensen, I. Gorczyca, "Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure", Phys. Rev. B, 50 (1994) 4397--4415.
- [15] Nos calculs, effectués avec la méthode FP-LAPW utilisant l'approximation TB-mBJ [26] <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.226401>.
- [16] S. Adachi, "Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors", Wiley, England, (2005).

- [17] M. Sparvolia, R.D. Mansano, J.F.D. Chubaci, , "Study of Indium Nitride and Indium Oxynitride Band Gaps", *Materials Research*, 16(4) (2013) 850-852.
- [18] R.C. R Graine, F Z Gasmi, R Nouri, H Meradji, R Khenata "First principles calculations of structural, electronic and optical properties of InN compound", *International Journal of Modern Physics B* 29 (2015) 1550028
- [19] T.C.C. Y.C. Yeo, M.F. Li, "Electronic band structures and effective mass parameters of wurtzite InN and GaN", *Appl Phys Lett*, 83 (1998) 1429.
- [20] T.L.T. K.S.A. Butcher, "InN, latest development and a review of the band-gap controversy", *Superlattices and Microstructures* 38 (2005) 1-37. investigation of the properties of cubic GaN grown on GaAs by plasma-assisted molecular beam epitaxy Properties of cubic GaN grown on GaAs", *Bull. Am. Phys. Soc*, 37 (1992) 346
- [21] Sivasamy, R., Quero, F., Paredes-Gil, K., Batoo, K. M., Hadi, M., & Raslam, E. H. (2021). Comparison of the electronic, optical and photocatalytic properties of MoSe₂, InN, and MoSe₂/InN heterostructure nanosheet-A first-principle study. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 131, 105861. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2021.105861>
- [22] Bachir Bouiadjra, B., Mehnane, N., & Oukli, N. (2021). First principles calculation of structural, electronic and optical properties of (001) and (110) growth axis (InN)/(GaN) n superlattices. *Revista mexicana de física*, 67(1), 7-17. <https://doi.org/10.31349/revmexfis.67.7>
- [23] N.E. Christensen and I. Gorczyca
 "Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure" *PHYSICAL REVIEW B* VOLUME 50, NUMBER 7 15 AUGUST 1994-I
- [24] P. Blaha, K. Schwarz, G.K. Madsen, D. Kvasnicka, J. Luitz, wien2k. An Augmented Plane Wave+ Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties, 2001, p. 60., http://www.wien2k.at/reg_user/textbooks/usersguide.pdf.

Publication

Optimization of the Electrical Characteristics of the Au/*n*-type InN/InP Schottky Diode Based on the Contact Technique of Different Diameters

A. Baghdad Bey^{1,2,*}, A. Talbi², M. Berka^{1,3}, M.A. Benamara², F. Ducroquet⁴,
A.H. Khediri², Z. Benamara²

¹ Department of Electrotechnical, University Mustapha STAMBOULI of Mascara, 29000 Mascara, Algeria

² Laboratory AMEL, University of S.B.A, 22000 Sidi Bel Abbés, Algeria

³ Laboratory E.P.O, University of S.B.A, 22000 Sidi Bel Abbés, Algeria

⁴ University of Grenoble Alpes, Grenoble INP, IMEP-LaHC, 38000 Grenoble, France

(Received 03 February 2020; revised manuscript received 15 June 2020; published online 25 June 2020)

Optimization of electrical characteristics for electronic components is a main objective for the majority of recent research in this field. In this work, an experimental study of the Schottky diode is realized. This study is based on the proposal of a new measurement approach which concerns the Schottky contact technique by metallization of gold. The structure studied is composed of the InP substrate of selected section (1cm × 1cm), thickness of the order of 350 μm and cut out in the crystallographic plane (100). On this substrate, a thin layer of InN (2 nm) is engraved. We have used gold (Au) for two different values of diameters placed one next to the other in an alternative way; large ($d_L = 1.366038$ mm) and small ($d_{Sm} = 0.815575$ mm). Our measurement technique has allowed us to obtain the electrical characteristics of the Schottky diode *I-V*, *C-V* and *G-V*. These measurements allowed us to calculate the ideality factor ($n_L = 1.79$, $n_{Sm} = 2.58$), the saturation current ($I_{sL} = 6.717 \times 10^{-4}$ mA, $I_{sSm} = 6.84 \times 10^{-4}$ mA), the potential barrier ($\Phi_{BL} = 0.66$ eV, $\Phi_{BSm} = 0.64$ eV) and the series resistance ($R_{sL} = 271 \Omega$, $R_{sSm} = 261 \Omega$) of our diode for the two diameters. The measurement results obtained on our Au/*n*-type InN/InP diode show the optimized electrical characteristics of the studied Schottky diode. In the logic of comparison of our work, we compared the obtained results for each contact and also the important results of other recent works for the same field of research. This comparison showed us a good agreement from the point of view of numerical values as well as the effectiveness of our proposed measurement approach.

Keywords: Conductance, Ideality factor, Potential barrier, Series resistance, Schottky diode.

DOI: [10.21272/jnep.12\(3\).03027](https://doi.org/10.21272/jnep.12(3).03027)

PACS number: 85.30.Kk

1. INTRODUCTION

In the last decade, the electronic components based on III-V semiconductors have known a remarkable development, including the components constituting the diodes (laser diodes, Schottky diodes) because this kind of diodes is commonly used in various devices for nanotechnology. III-V materials include alloys composed of one or more elements of column III of the periodic table associated with one or more elements of column V. The most common III-V components in the semiconductor industry are GaN, GaAs and InP. The physical properties of III-V materials that offer advantages and opportunities when performing in microelectronics compared to silicon are shown in [1, 2]. These materials have electron mobility approximately 10 times greater than that of Si because of their low effective mass.

The junction of a Schottky diode consists of a metal and a semiconductor where the electron is the majority carrier in both materials (the number of holes in the metal is negligible). It is this feature that is responsible for the exceptional characteristics of the Schottky diode. The electrical characterization (Schottky contact, the current-voltage measurement, the capacitance measurement and series resistance measurement) of Schottky diodes based on the InP and InN components has been the subject of several recent studies [3-7].

Measurements of electrical characteristics are often the major problem for the study of Schottky diodes.

In this context, Ameer et al. realized two works for the Schottky diodes characterization based on InN/InP with mercury (Hg) metallization.

I-V and *C-V* characteristics of the first work [8] show that a channel formed by holes at the InN/InP interface is explained by the presence of two-dimensional electronic gas (2-DEG) in Schottky diode structure Hg/In/InP. In the second work, these characteristics show the effect of the InN interface layer and the R_s series resistance on the various parameters of this structure [9]. Hadjadj et al. [10] studied the *I-V* characteristics of the same structure of the Schottky diode InN/InP by the metallization of gold (Au) as a Schottky contact.

In this work, we will present a detailed experimental study of the Schottky diode electrical characteristics based on InN/InP, with a metallization that is made from gold (Au). We will propose a new measurement technique that articulates the use of different values for the metal/semiconductor contact diameters. This technique will allow us to obtain current-voltage *I-V*, capacitance-voltage *C-V* and conductance-voltage *G-V* characteristics. For the diameters contact, we will choose two different values: large and small ($\Phi_L = 1.366038$ mm, $\Phi_{Sm} = 0.815575$ mm). We will extract the different parameters of this diode for these two values such as the ideality factor (n), the saturation current (I_s), the series resistance (R_s) and the potential barrier (Φ_B). Both *C-V* and *G-V* characteristics will be obtained at the frequency $f = 1$ MHz.

* baghdadbey68a@yahoo.fr

2. EXPERIMENTAL TECHNIQUE

2.1 Technological Procedure

The *n*-type indium phosphide (InP) substrates used are from industry (crystal impact). They are in the form of circular plates with a diameter of 50 mm and a thickness of the order of 350 μm . They were made by drawing Czochralski (under encapsulation) and are cut in the crystallographic plane (100) in monocrystalline ingots. These platelets used are doped with "*n*" type carriers (N_D is of the order of 10^{16} cm^{-3}). These platelets are delivered with a mechanochemical polishing which gives them an optical quality. For our work, we used an InP substrate of $(1 \times 1) \text{ cm}^2$ for length and width and 350 μm for thickness.

The prolonged residence of the samples in the atmosphere causes the pollution of the surface by various impurities (carbon, oxide and fats mainly). Therefore, it is necessary firstly to perform a chemical cleaning of the surfaces of these substrates. The cleaning method consists of successive baths of alcohol, sulfuric acid and bromine, then ionically with argon ions; the deposition of N_2 is made under ultra-high vacuum with a discharge nitrogen source on InP heated to about 250 $^\circ\text{C}$. This will allow nitrogen to bind with the metallic indium that is on the surface of InP after ion bombardment to thereby form a layer of InN. This layer is very thin, it is of the order of a few Angstroms (15 to 20). So, to clean the samples just rinse them with methanol and gently dry them without rubbing them because we risk damaging the InN layer that exists on the InP substrates. For the metallization of the samples, we realized a mask of two different diameters to obtain the metal contacts to make our various measurements. The ohmic and Schottky contacts were made by Au evaporation on the substrate at $5 \cdot 10^{-6}$ mbar and the ohmic sides of the samples for 10 min in N_2 atmosphere. The two contact surfaces of the structure are $1.46 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ and $0.521 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$. In addition, the thickness of the active region of the diodes was calculated as the order of 80 to 100 nm. To electrically characterize our Schottky structures, we used the direct and inverse measurements of current according to the voltage (*I-V*) with the measuring instrument which is Semiconductor Parameter Analyzer HP 4156A and measurements of the capacitance as a function of the voltage (*C-V*) and the conductance according to the voltage (*G-V*) with the measuring instrument which is LCRmeter HP 4284 A at high frequency of 1 MHz. The structure to be studied is illustrated in Fig. 1.

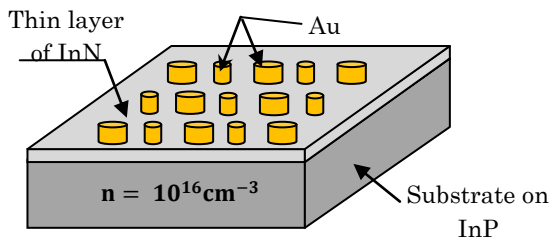


Fig. 1 – Sample to study

Our sample treated in the laboratory is shown in Fig. 2. In the figure, the Schottky contact (Au) is in yellow, the grains in blue show our substrate + thin film structure of InN.

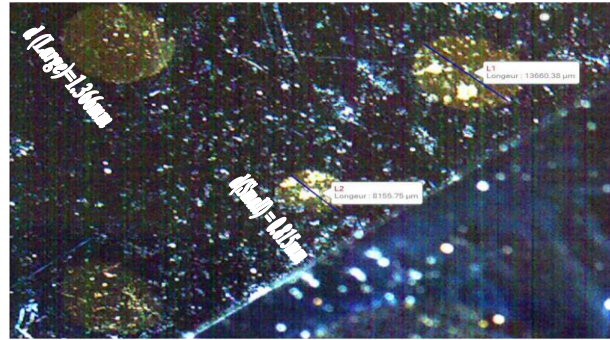


Fig. 2 – Top view of the Au/*n*-type InN/InP structure for both diameters

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1 Electrical Characterization

3.1.1 I-V Characteristic

The current of the Schottky diode is given by [11]

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

where q is the electronic charge, k is the Boltzmann constant, T is the absolute temperature in Kelvin, n is the ideality factor, V is the polarization voltage applied and I_s is the saturation current given by the following expression:

$$I_s = SA^* \cdot T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right), \quad (2)$$

where S is the contact surface, Φ_B is the potential barrier and A^* is the effective constant of Richardson ($A^* = 9.4 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$).

The potential barrier Φ_B at zero polarization voltage ($V = 0$) is given by the following expression:

$$\Phi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_s}\right) \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right). \quad (3)$$

The Schottky diode current-voltage (*I-V*) characteristic is given in Fig. 3.

Fig. 3 shows the *I-V* characteristic of the direct and inverse polarization of the Au/*n*-type InN/InP structure to measure both contact diameters (large and small). Here I_L is the current of the large diameter and I_{Sm} is the current of the small diameter. The variation of the current according to the polarization voltage (from -2 V to $+2 \text{ V}$) shows an exponential characteristic for the positive voltages, which allows us to say that our measured structure is a Schottky diode. It may also be noted that the current for the small diameter is greater than that of the large diameter (for positive voltages), which is shown in the curves of Fig. 3. Also in this figure, the influence of the contact surface on the current

is well shown by the curve in red, which justifies that the direct current of the structure is inversely proportional to the contact surface.

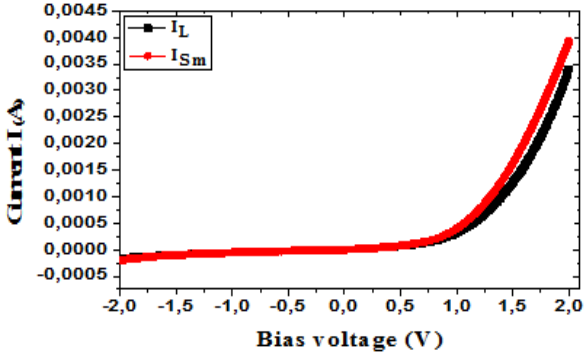


Fig. 3 – Schottky diode current-voltage characteristic

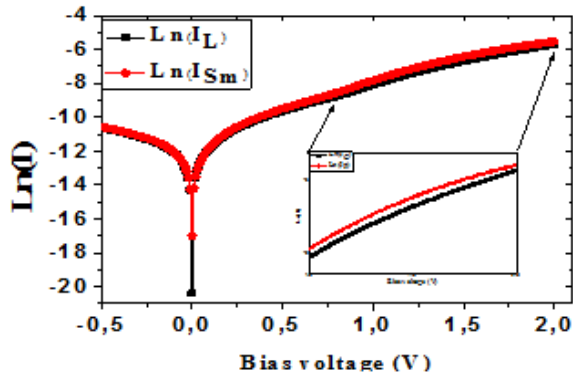


Fig. 4 – $\ln I$ - V characteristic of the Au/ n -type InN/InP Schottky diode

The increase in the height of the potential barrier is mainly responsible for the decrease in the inverse current polarization of the diode. The direct polarization I - V characteristic of Schottky diodes could be considerably deviated from linearity due to some high voltage factors. One of these factors is the series resistance R_S . This resistance is influenced by the presence of the interface layer between the metal and the semiconductor and leads to non-ideal direct current-voltage polarization traces. When the applied voltage is sufficiently large, the effect of R_S can be seen at the nonlinear regions of the direct polarization I - V characteristics.

From (1), the ideality factor n is given by

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right). \quad (4)$$

The ideality factor can be determined from the slope of the linear region for the direct polarization characteristic $\ln I$ - V . n is equal to one ($n = 1$) for an ideal diode, which means that the current flow is dependent on the thermionic emission. However, the ideality factor n is usually a value greater than one. High values of n can be attributed to the presence of InN thin film or to inhomogeneity barrier, and thus depends on polarization voltage. On the logarithmic (Neperian) scale, the $\ln I$ - V characteristic is shown in Fig. 4.

Fig. 4 shows the $\ln I$ - V characteristic for a polarization voltage ranging from -0.5 V to 2 V. The intersec-

tion of the tangent of this characteristic and the line ($V = 0$) allows us to extract the two ideality factors for the large and small diameters respectively ($n_L = 1.8$ and $n_{Sm} = 2.5$) and the saturation currents which are $I_{S_L} = 6.717 \times 10^{-4}$ mA and $I_{S_{Sm}} = 6.84 \times 10^{-4}$ mA.

From expression (2), the height of the potential barrier of each diameter can be determined. The potential barrier values for large and small diameters are $\Phi_{B_L} = 0.66$ eV and $\Phi_{B_{Sm}} = 0.64$ eV, respectively.

The series resistances R_S were also calculated according to a method developed by Cheung and Cheung and confirmed by Werner. Cheung's functions can be written as follows

$$\left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) = \frac{nkT}{q} + IR_S. \quad (5)$$

The $H(I)$ characteristic as a function of the current is given by relation (6) as follows:

$$\begin{cases} H(I) = V - \left[n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I}{S \cdot A \cdot T^2} \right) \right], \\ H(I) = n\Phi_B + IR_S. \end{cases} \quad (6)$$

Fig. 5 shows the variation of $H(I)$ as a function of the current, where $H(I_L)$ is the characteristic for the large diameter and $H(I_{Sm})$ is the characteristic for the small diameter. From the $H(I)$ characteristic, we can extract the values of the series resistances for the two contacts with different diameters. These values are $R_{S_L} = 271 \Omega$ for the large diameter and $R_{S_{Sm}} = 261 \Omega$ for the small diameter.

Our measurement results show that the saturation current of our n -type InN/InP Schottky diode with Au contact is low compared to the results of other works.

The electrical characteristics for the Hg/InN/InP Schottky contact in [8, 9] and Au in [10] are shown in Table 1.

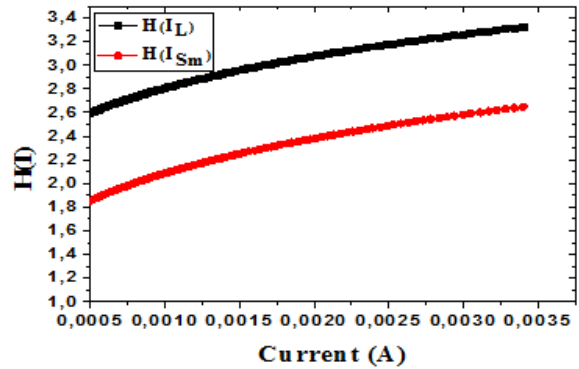


Fig. 5 – $H(I)$ characteristic of the Au/ n -type InN/InP Schottky diode

Table 1 – Au/ n -type InN/InP Schottky diode parameters

Schottky diode	I_0 (A)	n	R_S (Ω)	Φ_B (eV)	Refs.
Hg/InN/InP	$4.47 \cdot 10^{-6}$	2.10	$1.4 \cdot 10^3$	0.55	[8]
Hg/InN/InP	$3.36 \cdot 10^{-6}$	2.56	$10.9 \cdot 10^3$	0.54	[9]
	$6.81 \cdot 10^{-6}$	2.52	$10.9 \cdot 10^3$	0.59	
Au/InN/InP	$1.33 \cdot 10^{-4}$	3.31	25	0.46	[10]
Au/InN/InP-L	$6.717 \cdot 10^{-7}$	1.79	271	0.66	This work
Au/InN/InP-Sm	$6.84 \cdot 10^{-7}$	2.58	261	0.64	This work

3.1.2 C-V Characteristic with $f = 10^6$ Hz

The characteristic giving the capacitance as a function of the voltage is shown in Fig. 6.

Fig. 6 shows the characteristic of parallel capacitance according to the voltage for both diameters. From the measurements made on the two contacts, we can notice that this characteristic has a Schottky diode behavior. In the same figure, we also note that for negative voltages, both capacities have low values. They begin their increase from the positive tension. It is also noted that the capacity for the large diameter has values greater than those of the small diameter, which justifies the influence of the diameter on the contacts and on the surface state. Therefore, we can say that the capacity of our structure is proportional to the contact diameter. The maximum value of the capacity for large diameters is of the order of 450 pF and for the other diameters it is of the order of 250 pF.

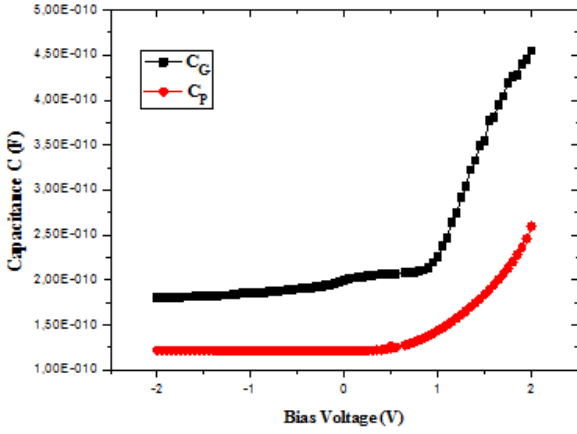


Fig. 6 – Capacitance-voltage characteristic of Au/n-type InN/InP Schottky diode

From the C-V characteristic we can extract the C^{-2} -V characteristic which is represented in Fig. 7.

Fig. 7 shows the C^{-2} -V characteristic for both diameters, C_L^{-2} for the large diameter and C_{Sm}^{-2} for the small diameter. From the curves in Fig. 7, it is possible to deduce the values of the diffusion voltage for the two diameters, respectively, $V_{DL} = 1.6$ V and $V_{DSm} = 2.2$ V. These two large diffusion voltage values are due to defects in our structures and no uniformity of the InN layer and the interface state. The capacity of the Schottky diode varies according the bias voltage [12]

$$1/C^{-2} = \frac{2(V_D - V)}{q\epsilon N_D S^2}, \quad (7)$$

where N_D is the concentration of the ionized donor (InP substrate), V_D is the diffusion potential, $\epsilon_s = 12.1 \epsilon_0$ is the permittivity of InP ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m). The results of the various measurements are shown in Table 2. The calculated doping is lower than that of the InP concentration. This reduction could be due to the traps associated with the InN film on the surface (is not intentionally doped). The diffusion potential V_D and the concentration of the large diameter are smaller than that of the small diameter.

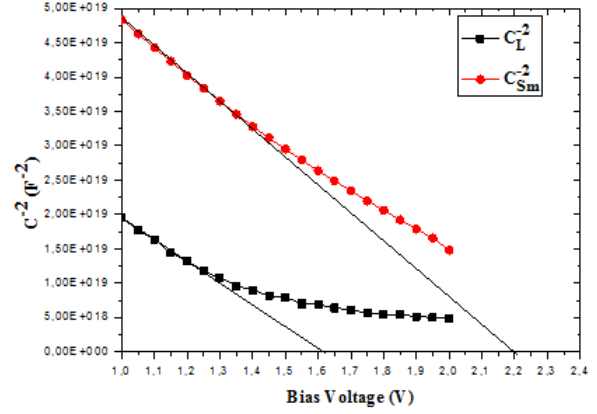


Fig. 7 – The C^{-2} -V characteristic of the Au/n-InN/InP Schottky diode

Table 2 – Electrical parameters calculated by the C(V) method for the two contact diameters

Concentration and diffusion potential	Large diameter (d_L)	Small diameter (d_{Sm})
N_D (cm^{-3})	3.5×10^{14}	1.39×10^{15}
V_D (V)	1.6	2.2

3.1.3 G-V Characteristic for $f = 10^6$ Hz

The conductance calculation technique is based on the conductance losses resulting from the exchange of majority carriers between the interface states and the majority carrier band of the semiconductor when a small alternating signal is applied to the semiconductor devices. The conductance-voltage G -V characteristics of our Au/n-InN/InP structure for a constant frequency ($f = 10^6$ Hz) according to the different contact diameters are shown in Fig. 8.

Fig. 8 shows the G -V characteristic where G is the conductance measured at the frequency of 1 MHz. We can notice that the conductances are low for the negative voltages and they have important values (for slight differences) for the positive voltages. The variation of the two conductances shows a growing form as a function of the polarization voltage. The conductance for large diameters is greater than that of small diameters because of the contacts as it appears in Fig. 8. A slight increase in conductance can be attributed to the increase in the net concentration due to the ionized doping or to the excess of carriers generated. The influence of the contact surfaces is always involved, whereas the conductance for large diameters is $G_L(1 \text{ V}) = 3.05 \times 10^{-3}$ Siemens and $G_{Sm}(1 \text{ V}) = 2.31 \times 10^{-3}$ Siemens for small diameters. A comparison of the conductance values obtained by our approach with other works is shown in Table 3.

Table 3 – Comparison of our conductance with other works

Different works	Conductance
[13]	$G/\omega(1 \text{ V}) = 2.9 \times 10^{-5}$ F
[14]	$G/\omega(1 \text{ V}) = 6 \times 10^{-6}$ F
This work	$G_L(1 \text{ V}) = 3.05 \times 10^{-3}$ (Siemens)
This work	$G_{Sm}(1 \text{ V}) = 2.31 \times 10^{-3}$ (Siemens)

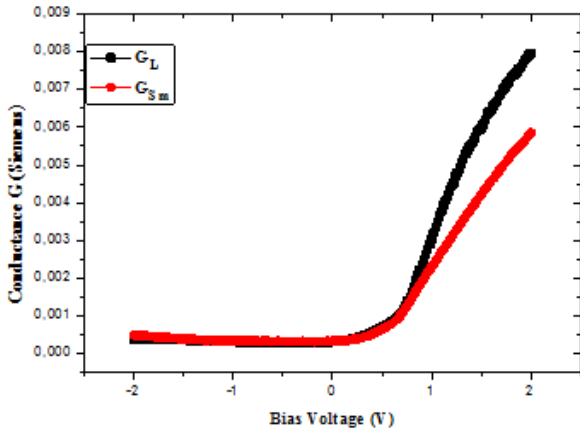


Fig. 8 – Conductance-voltage characteristic of Au/n-type InN/InP Schottky diode

3.1.4 The Series Resistance of Au/n-type InN/InP Schottky Diode

The series resistance of metal-semiconductor devices can be subtracted from measured capacitance and conductance measurements in the high frequency high accumulation region. The series resistance according to the diameter of the contact can be obtained from the measurements of the curves $(C - V - d)$ and $(G - V - d)$ at constant frequency ($f = 1$ MHz) [15]

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2}, \quad (8)$$

where G_{ma} and C_{ma} are the values of the conductance and the capacity obtained in the high frequency high accumulation region and $\omega = 2\pi f$.

The Fig. 9 shows the variation of the series resistance as a function of the bias voltage for the two large and small diameters, where R_{S_L} for the large diameter and $R_{S_{Sm}}$ for the small diameter.

The curves in Fig. 9 describe the series resistance-voltage characteristics ($R_s - V$) for the two diameters of the structure for constant frequency ($f = 1$ MHz). The series resistance depends on both the contact diameter and the polarization voltage. Note that for the two curves Fig. 9 gives a peak at a particular voltage which decreases with increasing diameter of the contact. The variation of the series resistance as a function of the voltage and the diameters of the contact can be attributed to the particular distribution density of the interface states and interfacial layer. As shown in Fig. 9, the series resistance increased after decreasing the diameter of the contact. According to the figure, the series resistances are $R_{S_L} = 111.58 \Omega$ of large diameter and $R_{S_{Sm}} = 168.16 \Omega$ of small diameter.

REFERENCES

1. A.S. Yoo, B. Guan, R. Scott. *Microsyst. Nanoeng.* **2**, 16030 (2016).
2. M. Wang, Z. Li, X. Zhou, Y. Li, P. Wang, H. Yu, W. Wang, J. Pan, *InGaAs/InP Multi-quantum-well Nanowires Directly Grown*

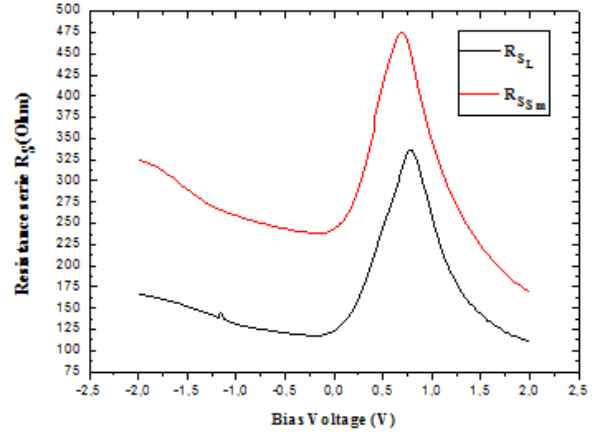


Fig. 9 – The resistance-voltage-diameter curves in series of the Au/n-type InN/InP diodes

A comparison of the series resistance values obtained by our approach with other works is shown in Table 4. It is worth mentioning here that our results are in good agreement with those of Ref. [13]. Series resistances are close to each other with a slight magnitude order.

Table 4 – Comparison of our series resistance with other works

Different works	Series resistance
Au/Ni/n-6H-SiC [13]	$R_s(0.5 \text{ V}) = 115.65 \Omega$
Au/Ni/n-4H-SiC [13]	$R_s(0.5 \text{ V}) = 51.11 \Omega$
This work	$R_{S_L}(0.78 \text{ V}) = 336.30 \Omega$
This work	$R_{S_{Sm}}(0.70 \text{ V}) = 475.19 \Omega$

4. CONCLUSIONS

In this work, a new technique of contact is proposed to optimize the electrical characteristics of the Schottky diode. The use of contacts of different diameters, large and small, allowed us to show the impact of our approach on these electrical characteristics. We used Au/n-type InN/InP as the structure to characterize. The measurement results of the current-voltage ($I - V$), the capacitance-voltage ($C - V$) and the conductance-voltage ($G - V$) characteristics for the two proposed contact diameters (at the frequency of 1 MHz) show optimized values for the potential barrier, the ideality factor and the series resistance. According to our results, we can conclude that the effect of the contact diameter is remarkable on the Schottky electrical characteristics, while the contacts of small diameter show high direct current and low capacitance and conductance. A comparison with other works may justify the effectiveness of our proposed approach in this work.

on SOI Substrates and Optical Property Characterizations (OSA Publishing: 2018).

3. G. Chintakula, S. Rajaputra, V. Singh, *Sol. Energy Mater. Sol. C.* **94** No 1, 34 (2010).

4. S. Rao, G. Pangallo, L. Di Benedetto, A. Rubino, G. Domenico Licciardo, FG. Della Corte, *Sens. Actuat. A: Phys.* **269**, 171 (2018).
5. R. Padma, N. Balaram, I. Neelakanta, Varra Rajagopal Reddy, *Mater. Chem. Phys. J.* **177**, 92 (2016).
6. D. Korucu, S. Duman, *Thin Solid Films* **531**, 436 (2013).
7. B. Roul, M. Kumar, S. Krupanidhi, *Solid State Commun.* **152** No 18, 1771 (2012).
8. K. Ameer, Z. Benamara, H. Mazari, N. Benseddik, R. Khelifi, M. Mostefaoui, M.A. Benamara, B. Gruzza, J.M. Bluet, C. Bru-Chevallier, *Sens. Transduc.* **27**, 9 (2014).
9. K. Ameer, H. Mazari, Z. Benamara, N. Benseddik, R. Khelifi, M. Mostefaoui, N. Benyahya. *Int. J. Mater. Eng. Innov.* **5** No 4 (2014).
10. B. Hadjadj, Z. Benamara, N. Zougagh, B. Akkal. *Molec. Cryst. Liquid Cryst.* **627** No 1, 74 (2016).
11. N. Ucara, A. Ozdemir, D. Aldemira, G. Ankaya, *J. Phys. Sci.* **24**, 48 (2000).
12. G.A. Umana-Membreno, J.M. Dell, G. Parish, B.D. Nener, L. Faroon, U.K. Mirasha, *IEEE T. Electron Dev.* **50**, 2326 (2003).
13. C. Kubra, C. Coskun, S. Aydogan, Hatice Asil, Emre Gur, *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B* **268** No 6, 616 (2010).
14. S. Aydogan, U. Incekara, A. Turut, *Microelectronics Reliability* **51** No 12, 2216 (2011).
15. S. Karatas, A. Turut, S. Altindal, *Radiat. Phys. Chem.* **78** No 2, 130 (2009).

Оптимізація електричних характеристик діода Шотткі Au/n-InN/InP на основі контактної техніки різних діаметрів

A. Baghdad Bey^{1,2}, A. Talbi², M. Berka^{1,3}, M.A. Benamara², F. Ducroquet⁴,
A.H. Khediri², Z. Benamara²

¹ Department of Electrotechnical, University Mustapha STAMBOULI of Mascara, 29000 Mascara, Algeria

² Laboratory AMEL, University of S.B.A, 22000 Sidi Bel Abbés, Algeria

³ Laboratory E.P.O, University of S.B.A, 22000 Sidi Bel Abbés, Algeria

⁴ University of Grenoble Alpes, Grenoble INP, IMEP-LaHC, 38000 Grenoble, France

Оптимізація електричних характеристик електронних компонентів є основною метою більшості сучасних досліджень у цій галузі. У роботі проведено експериментальне дослідження діода Шотткі. Дослідження базується на застосуванні нового підходу вимірювання, який використовує контактний метод Шотткі при металізації золота. Досліджувана структура складається з підкладки InP обраного перерізу (1 см × 1 см), товщиною порядку 350 мкм, вирізану в кристалографічній площині (100). На цій підкладці вигравіруваний тонкий шар InN (2 нм). Ми використовували золото для двох різних значень діаметрів, розміщених один біля іншого довільним чином; великий ($d_L = 1,366038$ мм) і малий ($d_{Sm} = 0,815575$ мм). Наша методика вимірювання дозволила отримати такі електричні характеристики діода Шотткі як $I-V$, $C-V$ і $G-V$. Вимірювання дозволили обчислити коефіцієнт ідеальності ($n_L = 1,79$, $n_{Sm} = 2,58$), струм насичення, потенційний бар'єр ($\Phi_{BL} = 0,66$ eV, $\Phi_{BSm} = 0,64$ eV) і послідовний опір ($R_{SL} = 271 \Omega$, $R_{SSm} = 261 \Omega$) для двох різних діаметрів. Результати вимірювань, отримані на нашому діоді InN/InP Au/n типу, показують оптимізовані електричні характеристики досліджуваного діода Шотткі. Ми порівняли отримані результати для кожного контакту з результатами інших нещодавніх робіт у тій же галузі досліджень. Порівняння показало гарне узгодження з точки зору числових значень, а також ефективності запропонованого нами методу вимірювання.

Ключові слова: Провідність, Коефіцієнт ідеальності, Потенційний бар'єр, Послідовний опір, Діод Шотткі.

Résumé

ملخص

نيتريدات العناصر (III) (GaN, AlN, InN, ..) هي مواد شبه موصلة ذات إمكانيات عالية للإلكترونيات الدقيقة بفضل خصائصها الحرارية التي تسمح بالتطبيقات في البيئات المعادية (درجات حرارة عالية، طاقات عالية، إلخ) يمكن تصورها. ولالإلكترونيات الضوئية بسبب نطاقاتها الممنوعة المباشرة التي تغطي كامل الطيف المرئي من أشباه الموصلات III-V مثل فوسفيد الإنديوم والزرنيخ الغاليوم هي أشباه موصلات تشكل ركيزة محتملة لنمو InN و GaN، ومع ذلك، فإن خصائص الهياكل غير المتجانسة التي تم الحصول عليها ترتبط ارتباطاً وثيقاً إلى حالة السطح والواجهة المحققة. تم تطوير العديد من التقنيات في السنوات الأخيرة لنمو طبقات سميكة من نيتريد الإنديوم ونيتريد الغاليوم. أحد الأصوات الواعدة هو تحقيق طبقة عازلة تجعل الرابط بين الركيزة والمركب النيتريد. يمكن أن تكون هذه الطبقات بمثابة سلائف لترسب طبقات نيتريد أكثر سمكاً. في عملنا، نحن مهتمون بدراسة الواجهة في الهياكل غير المتجانسة لنوع InN / InP و GaN / GaAs، التي يتم إنتاجها عن طريق النيترة تحت فراغ فائق لركائز أشباه الموصلات III-V، وذلك عن طريق تعريضها لتدفق النيتروجين النشط التي تنتجها مصدر النيتروجين نوع تصريف البلازما. تتم مراقبة تحقيق الواجهة III-N / III-V عن طريق مطيافيات إلكترونية من نوع Auger و XPS. تعتبر دراسة الخصائص الكهربائية للهياكل غير المتجانسة التي يتم إنتاجها ذات أهمية كبيرة لفهم سلوك الطبقة III-N بالإضافة إلى تأثير جودة الواجهة التي تم الحصول عليها بين الركيزة III-V والطبقة III-N. ونتيجة لذلك، فإن دراسة كهربائية مفصلة ونماذج وتوصيفات كهربائية من النوع الأول I(V) و G(V) و C(V) هي موضوع هذه الأطروحة. سيوفر الارتباط بين النتائج التي تم الحصول عليها بواسطة التحليل الطيفي الإلكتروني والكهربائي فهماً أفضل لتأثير وجود كثافة من الحالات في واجهة III-V / III-N بالإضافة إلى سلوك الهياكل المدروسة.

Abstract

The nitrides of elements III (GaN, AlN, InN ..) are semiconductor materials with a strong potential for microelectronics thanks to their refractory properties which allow to consider applications in hostile environments (high temperatures, high powers...) and for optoelectronics because of their direct band gaps which cover all the visible spectrum. III-V semiconductors such as indium phosphide and gallium arsenic are semiconductors that constitute a potential substrate for the growth of InN and GaN, however, the characteristics of the heterostructures obtained are closely related to the surface and interface conditions. Several techniques have been developed in recent years for the growth of thick layers of indium nitride and gallium nitride. One of the promising voices is the realization of a buffer layer to bridge the gap between the substrate and the nitrided compound. These layers can be used as precursors for the deposition of thicker nitride layers. In our work we are interested in the study of the interface in InN/InP and GaN/GaAs heterostructures, realized by ultra-high vacuum nitriding of III-V semiconductor substrates, and this by exposing them to a flow of active nitrogen produced by a plasma discharge type nitrogen source. The monitoring of the realization of the III-N/III-V interface is carried out by means of Auger type and XPS electronic spectroscopy. The study of the electrical characteristics of the heterostructures thus realized is of great importance to understand the behavior of the III-N layer and the impact of the quality of the interface obtained between the III-V substrate and the III-N layer. Therefore, a detailed study with modelization and electrical characterization of I(V), C-V-f and G-V-f is the subject of this thesis. A correlation between the results obtained by surface analysis and electrical characterization allow us to understand, the effect of the presence of trap state densities at the III-V/III-N interface on the behavior of the studied structures.

Résumé

Les nitrures des éléments III (GaN, AlN, InN ..) sont des matériaux semiconducteurs ayant un fort potentiel pour la microélectronique grâce à leurs propriétés réfractaires qui permettent d'envisager des applications dans des environnements hostiles (hautes températures, hautes puissances...) et pour l'optoélectronique du fait de leurs bandes interdites directes qui couvrent l'ensemble du spectre visible. Les semiconducteurs III-V tel que le phosphore d'indium et l'arsenic de gallium sont des semiconducteurs qui constituent des substrats potentiels pour la croissance de l'InN et le GaN, cependant, les caractéristiques des hétérostructures obtenues sont étroitement liées à l'état de surface et d'interface réalisées. Plusieurs techniques ont été développées pendant ces dernières années pour la croissance de couches épaisses de nitrure d'indium et de nitrure de gallium. Une des voies prometteuses est la réalisation d'une couche tampon permettant de faire le lien entre le substrat et le composé nitruré. Ces couches peuvent servir de précurseurs pour le dépôt de couches de nitrures plus épaisses. Dans notre travail on s'intéresse à l'étude de l'interface dans les hétérostructures de type InN/InP(100), réalisées par nitruration sous ultraviolet des substrats des semiconducteurs InP(100), et ceci en exposant ces derniers à un flux d'azote actif produit par une source de production d'azote de type plasma à décharge. Le suivi de la réalisation de l'interface III-N/III-V est effectué au moyen de spectroscopies électroniques de type Auger et XPS. L'étude des caractéristiques électriques des hétérostructures ainsi réalisées est d'une très grande importance pour comprendre l'impact de la qualité de l'interface obtenue, entre le substrat III-V et la couche III-N, sur le comportement de ces structures. De ce fait une étude détaillée, par des modélisations et des caractérisations électriques de type I(V), C-V-f et G-V-f, a fait l'objet de cette thèse. Une corrélation entre les résultats obtenus par des analyses de surface et ceux de caractérisations électriques nous a permis de mieux comprendre l'effet de la présence d'une densité d'états pièges à l'interface III-V/III-N sur le comportement des structures étudiées.