

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE ECHAHID HAMMA LAKHDAR-EL OUED
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



Mémoire

Présenté par :Biki Nesrin ,Touil Chafika et Djerou Mabrouka
Pour l'obtention du Diplôme de Master en Systèmes de
 télécommunication

Spécialité : Systèmes de télécommunication

Mémoire

Etude et simulation d'une diode schottky à base
de GaN

Devant le jury composé de :

- Mr. HIMA ABDELKADER	Dr UNV (EL OUED)	Président
- Mr. HETTIRI MESSAOUD	Dr UNV (EL OUED)	Encadreur
- Mr. SADOUD ALI	Dr UNV (EL OUED)	Co-Encadreur
- Mr. MEDJOURI ABDELKADER	Dr UNV (EL OUED)	Examineur

Année universitaire : 2021/2022

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
1 Rappels théoriques sur GaN	3
1.1 Introduction	4
1.2 Généralités sur les composés semi-conducteurs III-V	4
1.2.1 STRUCTURE CRISTALLINE ET PROPRIETES DU GaN. :	5
1.3 Structure cristalline cubique [2][4]	5
1.4 Structure Wurtzite [2].	6
1.5 Propriété électrique du GaN	7
1.5.1 Les Propriétés et les Avantages du GaN	7
1.5.2 Les structures de bandes	7
1.5.3 Propriétés optiques	8
1.5.4 Energie de bande interdite en fonction de la température et de la pression :	8
1.6 Propriétés physiques du GaN	9
1.6.1 Propriétés thermiques et mécaniques	10
1.6.2 Conductivité thermique	10
1.6.3 Chaleur spécifique	10
1.7 Conclusion	11
2 Etude de la structure Schottky	14
2.1 Introduction	15
2.2 Modèle général d'un contact métal-semi-conducteur	15
2.3 Diagramme énergétique du modèle généralisé :	15
2.4 Effet Schottky	17
2.5 Méthodes d'extraction des paramètres des diodes Schottky	20
2.5.1 Méthodes courant-tension :	20
2.5.2 Méthode de Cheung :	20
2.5.3 Méthode de Norde	21
2.5.4 Méthode de Bohlin :	21
2.6 Conclusion	22

3	Modélisation	25
3.1	Introduction	26
3.2	Mécanismes de conduction dans le contact métal/SC :	26
3.3	Courant thermoïonique :	27
3.3.1	L'expression de courant :	27
3.3.2	L'effet de la résistance série :	28
3.3.3	L'effet du facteur d'idéalité :	28
3.4	Courant de diffusion :	29
3.4.1	L'expression de courant :	29
3.4.2	L'effet du dopage :	29
3.4.3	L'effet du facteur d'idéalité	30
3.5	Courant tunnel :	31
3.5.1	L'expression de courant :	31
3.6	Conclusion	33
4	Résultats et Interprétations	35
4.1	Introduction	36
4.2	Simulation des caractéristiques I-V-T de la structure Au/Ni/GaN	36
4.2.1	Méthode de Norde	37
4.2.2	Méthode de Mikhelashvili	38
4.2.3	Méthode de Chattopadhyay :	39
4.2.4	Méthode de Cheung :	40
4.3	Etude comparative	41
4.3.1	La barrière moyenne et la déviation standard :	42
4.4	Constante de Richardson	44
4.5	Conclusion	46
	Conclusion générale	48
	Annexe1	50

TABLE DES FIGURES

1.1	<i>a) Arrangement des atomes dans la maille élémentaire de GaN b) Séquence d'empilement des atomes dans les plans.</i>	5
1.2	<i>La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux</i>	6
1.3	<i>Les structures de bandes GaN.</i>	7
1.4	<i>Semi-conducteurs III-V à gap direct et indirect.</i>	9
2.1	<i>Diagramme énergétique du modèle généralisé d'un contact métal/semi-conducteur (N) à l'équilibre thermodynamique.</i>	16
2.2	<i>Energie de l'électron à la surface du métal.</i>	18
2.3	<i>Abaissement du travail de sortie du métal sous l'effet Schottky.</i>	19
2.4	<i>Diagramme énergétique d'une diode Schottky à l'équilibre thermodynamique.</i>	19
3.1	<i>L'organigramme de la caractéristique courant-tension dans un contact métal/SC</i>	27
3.2	<i>l'effet de la résistance série sur le courant thermoïonique des différents échantillons Au/-Ni/GaN.</i>	28
3.3	<i>Courant thermoïonique en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN</i>	29
3.4	<i>Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation (l'influence du dopage) Au/Ni/GaN</i>	30
3.5	<i>Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN</i>	31
3.6	<i>Courant tunnel en fonction de la tension de polarisation (l'influence du dopage) Au/-Ni/GaN</i>	32
4.1	<i>la caractéristique courant-tension (I-V) la structure Pt / HfO₂ / n-GaN</i>	37
4.2	<i>Variation de F(v) en fonction de courant (I) de structure Au/Ni/ n-GaN</i>	38
4.3	<i>Variation de ϕ_b (V) en fonction de la tension de polarisation de structure Au/Ni/ n-GaN à la température T=300K</i>	39
4.4	<i>Variation de s en fonction de la tension de polarisation de structure Au/Ni/ n-GaN</i>	40
4.5	<i>Variation de G(I) et H(I) en fonction de courant (I) des structure Au/Ni/ n-GaN</i>	41
4.6	<i>Les paramètres électriques obtenus à partir des courbes I-V par les différentes méthodes à la température 120<T< 400K.</i>	42

TABLE DES FIGURES

4.7	<i>Variation de HB et $(n_1 - 1)$ en fonction $(2kT)^{-1}$ des structures Ni/GaN et Au/Ni/GaN dans la gamme de température 120-400K</i>	43
4.8	<i>Variation de $\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_s^2}{2kT^2}\right)$ en fonction de $1/kT$</i>	44
4.9	<i>L'environnement ATLAS</i>	50
4.10	<i>La structure de la diode simulée.</i>	50
4.11	<i>La structure de la diode simulée par silvaco.</i>	51

LISTE DES TABLEAUX

1.1	<i>Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V [1].</i>	4
1.2	<i>Propriétés des semi-conducteurs GaN et GaAs [2] [3].</i>	5
4.1	<i>Les valeurs calculées des valeurs modifiées de Richardson et HB)</i>	45

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les semi-conducteurs à large bande interdite du groupe III-V-N ont suscité un intérêt considérable en raison de leurs caractéristiques uniques et de leurs applications pour les dispositifs microélectroniques et optoélectroniques fonctionnant dans les régions de longueur d'onde ultraviolette de 10 nm à 400 nm [1].

Les matériaux semi-conducteurs les plus importants sont le nitrure de gallium pour le développement de la microélectronique : les photodétecteurs à barrière Schottky, les photodiodes Schottky à mélange solaire, les transistors à effet de champ métal-semi-conducteur (MS) (MESFET), les transistors à effet de champ à hétérostructure (HFET)[2]. contact entre le métal et le semi-conducteur résultant en une diode à barrière Schottky (MS).

Notre objectif à travers ce modeste travail est de faire en premier lieu une étude théorique , une simulation numérique d'un dispositif diode Schottky , ensuite nous réaliserons nos structures que nous simulee afin de pouvoir comparer les résultats de simulation à ceux expérimentaux et de valider nos modèles.

Notre travail est organisé comme suit :

Le premier chapitre est consacré à l'étude des principales propriétés des matériaux semiconducteurs III-V. Nous abordons ce chapitre par une présentation générale de ces matériaux, ensuite on présente une description des propriétés principales du matériau du nitrure de gallium GaN.

Mon mémoire est composé de quatre chapitres. sera consacré à l'étude théorique des phénomènes physiques et l'aspect physique et électrique des différentes technologies existantes métal / semiconducteur et leurs comportements électriques.

Dans le troisième chapitre, je présente une modélisation des différents mécanismes de conduction métal / semiconducteur Au/Ni/GaN avec des changements des paramètres électriques pour connaître l'influence de ces paramètres sur nos caractéristiques électriques.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons les structures d'étude par le logiciel de simulation Silvaco, ses modules et ses outils de simulation ; nous présentons, dans un premier temps, les mesures des caractéristiques électriques telles que : caractérisations électriques $I(V)$ des structures étudiées et leurs interprétations.

Nous terminerons notre travail par une conclusion générale où seront rassemblés nos principaux résultats.

CHAPITRE 1

RAPPELS THÉORIQUES SUR GAN

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous avons donné un rappel quelques rappels théoriques sur les composants électroniques ou optoélectroniques à base de nitrure de gallium (GaN), nous sommes censés connaître les différentes propriétés de ce matériau et les problèmes rencontrés au cours de son élaboration..

1.2 Généralités sur les composés semi-conducteurs III-V

Les matériaux semiconducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3eme colonne et d'un élément de la 5eme colonne de la classification périodique.

Nous répertorions dans le tableau I.2, quelques paramètres essentiels des principaux composés binaires III-V, à 300K [1]. la largeur de la bande interdite ; la masse effective(m^*) et la masse de l'électron (m_0) sont respectivement dans le vide, mobilité électronique et enfin le paramètre de maille.

TABLE 1.1 – Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V [1].

Matériau	Structure	Paramètres cristallins	Rapport (c / a)	Paramètre (u)	Ecart paramètres cristallin/GaN (%)	Coefficient de dilatation thermique ($10^{-6}K^{-1}$)
AlN	Wurtzite	A=0,3112 c=0,4982	1,601	0,385	$\Delta a/a = -2,41$ $\Delta c/c = -3,91$	$\Delta a/a = 11,25$ $\Delta c/c = 11,10$
	sphalérite	a=0,433	-	-	$\Delta a/a = -4,2$	-
GaN	Wurtzite	a=0,3189 c=0,5185	1,627	0,377	-	$\Delta a/a = 5,59$ $\Delta c/c = 3,17$
	sphalérite	a=0,452	-	-	-	-
InN	Wurtzite	a= 0,3548 c=0,5760	1,63	0,375	$\Delta a/a = 11,25$ $\Delta c/c = 11,10$	-
	sphalérite	a=0,498	-	-	$\Delta a/a = 10,20$	-
Al ₂ O ₃	hexaonale	a=04758 c=1,2991	2,730	-	$\Delta a/a = -16,1$ $\Delta c/c = 150$	$\Delta a/a = 7,5$ $\Delta c/c = 8,5$
ZnO	Wurtzite	a=0,3252 c=0,5213	1,603	0,382	$\Delta a/a = 1,97$ $\Delta c/c = 0,54$	$\Delta a/a = 2,9$ $\Delta c/c = 4,75$
GaAs	sphalérite	a=0,56533	-	-	$\Delta a/a = 25$	$\Delta a/a = 6$
GaP	sphalérite	a=0,54512	-	-	$\Delta a/a = 20,6$	$\Delta a/a = 4,65$
Si	diamant	a=0,54301	-	-	$\Delta a/a = 20,1$	$\Delta a/a = 3,59$

L'ensemble des propriétés physiques de ces nitrures ainsi que les différentes applications des matériaux semi-conducteurs à large bande interdite ont été présentés dans la littérature [1], [2], le tableau I-1, représente quelques propriétés physiques de ces nitrures ainsi que d'autres semi-conducteurs et les substrats les plus utilisés.

1.2.1 STRUCTURE CRISTALLINE ET PROPRIETES DU GaN. :

Le nitrure de gallium cristallise sous deux formes différentes. Le polytype thermodynamiquement stable est (structure wurtzite). Le polytype cubique (c-GaN), métastable, peut être également obtenu en choisissant des conditions de croissance adaptées.

Le tableau II.1 présente quelques propriétés des semi-conducteur GaN et GaAs.

TABLE 1.2 – Propriétés des semi-conducteurs GaN et GaAs [2] [3].

	Energie du gap à 300 K (eV)	Mobilité électronique (cm ² /Vs)	Paramètre de réseau (a, c)	Coefficient d'expansion thermique (K ⁻¹)
GaN structure Wurtzite	3,39	[900-1600]	(3,189 ; 5,185)	(5,59 ; 3,17)× 10 ⁻⁶
GaN structure cubique	3,23	Non déterminé	4,25	Non déterminé
GaAs cubique	1,42	8000	5,65	6×10 ⁻⁶

1.3 Structure cristalline cubique [2][4]

La structure blende de zinc est constituée de deux sous réseaux cubiques faces centrées, chacun comprenant un type d'atome, interpénètrent et décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. L'arrangement des atomes dans la maille est représenté dans la figure (I-1 a - b).

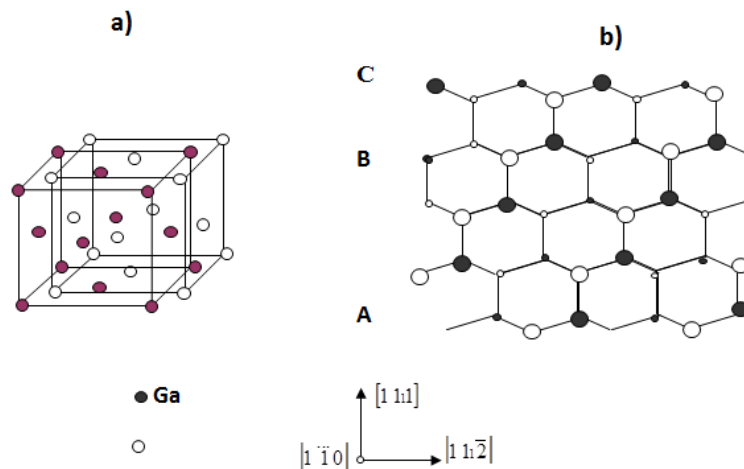


FIGURE 1.1 – a) Arrangement des atomes dans la maille élémentaire de GaN b) Séquence d'empilement des atomes dans les plans.

1.4 Structure Wurtzite [2].

La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux est représenté dans la figure I-2.a-b).

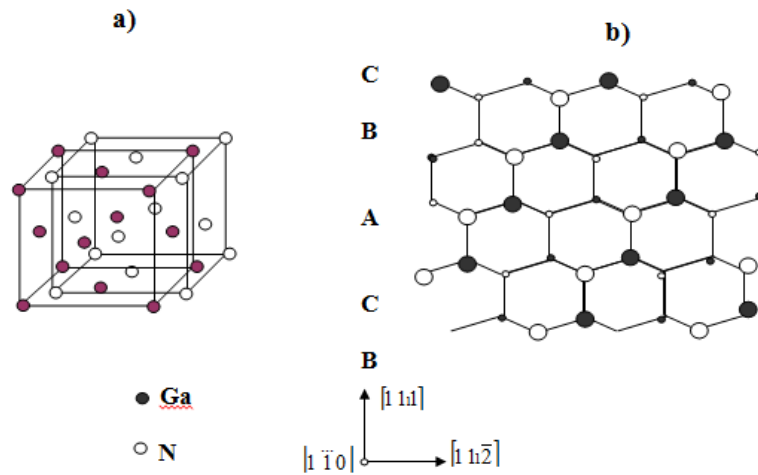


FIGURE 1.2 – La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux

1.5 Propriété électrique du GaN

1.5.1 Les Propriétés et les Avantages du GaN

Les potentialités désormais bien reconnues du Nitrure de Galium sur un large champ d'applications, alliées à la levée de bon nombre de verrous technologiques en font un matériau particulièrement intéressant en électronique de puissance, notamment pour des applications haute tension et ou haute température. [5][6]

1.5.2 Les structures de bandes

Le gap d'énergie c'est la différence entre le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Ce dernier trouve au point de symétrie pour GaN. Alors ce composé possède une transition directe (gap direct).

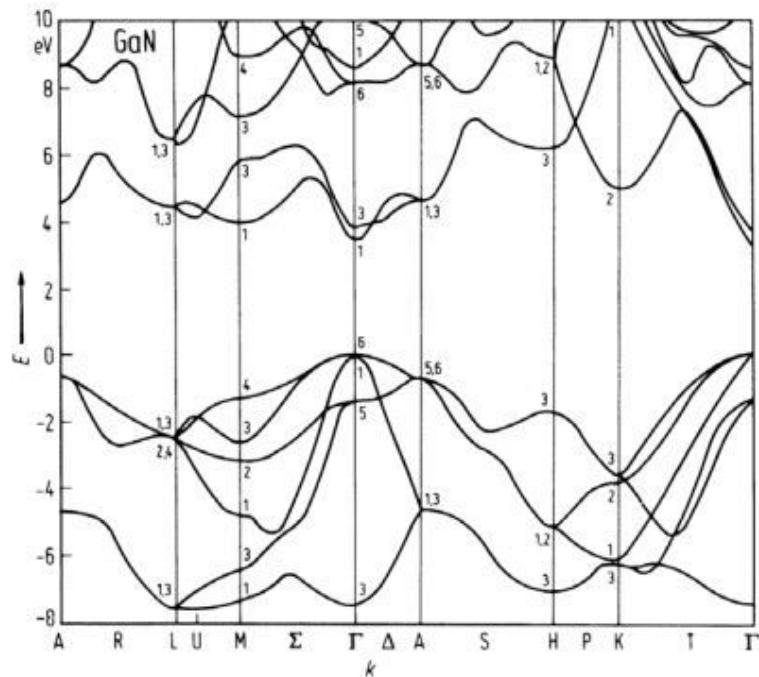


FIGURE 1.3 – Les structures de bandes GaN.

1.5.3 Propriétés optiques

l'indice de réfraction du nitrure de gallium est écrit, en fonction de l'énergie E de la source lumineuse, comme [7-9] :

$$n = 1 + \frac{A}{E_0^2 - E^2} \quad (1.1)$$

avec, $A = 385$ et $E_0 = 9\text{eV}$. Entre 900 et 2000 nm, la dispersion de l'indice de réfraction est faible, mais en dessous de 800nm, la dispersion augmente car l'énergie des phonons approche celle du gap. Cette dispersion est très sensible à la teneur en oxygène, elle diminue quand la concentration de l'oxygène augmente. De manière générale, la valeur de l'indice de réfraction varie entre 2.1 à 1900nm et 2.5 à 480nm pour un film de bonne qualité [10,11].

Le coefficient d'absorption s'écrit comme :

$$\alpha^2 = \alpha_0^2(E - E_g) \quad (1.2)$$

avec $\alpha = 1.08 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$. Ceci confirme le fait que le gap de GaN est direct. Les mesures du coefficient d'absorption au gap excitonique donnent des valeurs de 3.10^{-4} à 10^{-5}cm^{-1} [12].

1.5.4 Energie de bande interdite en fonction de la température et de la pression :

La variation de l'énergie de bande interdite $E_g(T)$ en fonction de la température est généralement décrite par la formule empirique de Varshni [13] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T} \quad (1.3)$$

α et β sont des constantes, elles sont de l'ordre de 1 meV/K et de 1000 K respectivement pour GaN massif de type wurtzite [14]. L'expression du gap dans du GaN massif est linéaire en fonction de la pression hydrostatique et s'écrit comme suit [15,16] :

$$E_g(P) = E_g(0) - \alpha P \quad (1.4)$$

α est de l'ordre de 4,2 meV/kbar dans une structure wurtzite de GaN massif [17].

1.6 Propriétés physiques du GaN

Comme beaucoup de matériaux III-V, le GaN est un semi-conducteur à gap direct, et est donc très adapté pour les applications optoélectroniques. Sur la (figure I.3) les énergies de bande interdite de quelques semi-conducteurs dont les nitrures sont reportées en fonction de leur paramètre de maille. Les nitrures permettent de couvrir une large gamme en énergie : du très proche infrarouge à l'ultra-violet, en passant notamment par le bleu qui est "inaccessible" aux autres semi-conducteurs III-V. Hormis les difficultés de croissance des hétérostructures nitrurées, la principale discutée pour réaliser des diodes électroluminescentes (DEL) bleues à base de GaN était de maîtriser le dopage p.

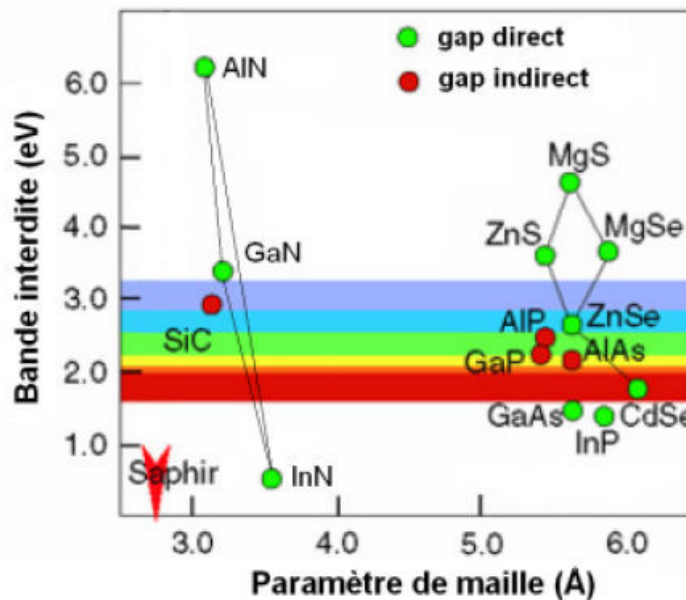


FIGURE 1.4 – Semi-conducteurs III-V à gap direct et indirect.

1.6.1 Propriétés thermiques et mécaniques

Grâce à son énergie de liaison élevée, 9.12eV/at, à sa température de fusion ($T_f = 2800K$) et à sa pression d'équilibre ($P_f = 4.5GPa$), les dispositifs électroniques à base de GaN ont une bonne tenue de fonctionnement à haute température. La conductivité thermique mesurée sur différents types d'échantillons, couches minces sur saphir élaborés par la méthode MVPE [18] et monocristaux[19] est de $1.3W.cm^{-1}K^{-1}$ et $1.7W.cm^{-1}K^{-1}$ [20] respectivement.

1.6.2 Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. Or, la résistance thermique (notée R_{th}) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique R_{th} (W.K-1),

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (1.5)$$

Où ΔT est l'élévation la température en K, P_{diss} est la puissance dissipée en W.

1.6.3 Chaleur spécifique

Dans un composant semi-conducteur, l'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique est le paramètre physique qui permet de relier les variations de la température du réseau au nombre de phonons présents dans le semiconducteur, sa valeurs peut être calculée à partir de la relation de debye [21] :

$$C_p(T) = \frac{12\pi^2 R}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (1.6)$$

Avec $R = 8.344 \text{ J/mol.K}$, T_D : température de Debye.

1.7 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit le nitrure de gallium, matériau de base pour la réalisation Diode Schottky , nous avons rappelé l'intérêt la structure cristalline wurtzite du GaN et le paramétré de réseau, le gap d'énergie, l'influence de la température et de la pression sur ce dernier. Nous avons montré les substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat.

Références

- [1] L.L.Y. Voon, M. Willatzen, M. Cardona, N. Christensen, *Physical review B* 53 (1996) 10703.
- [2] S. Adachi, *Properties of semiconductor alloys : group-IV, III-V and II-VI semiconductors*, John Wiley Sons, 2009.
- [3] H. Grimmeiss, H. Koelmans, *Zeitschrift für Naturforschung A* 14 (1959) 264-271.
- [4] J.-F. Goullin, *Bulletin de Minéralogie* 92 (1969) 590-594.
- [5] I. Akasaki, *Journal of Crystal Growth* 237 (2002) 905-911.
- [6] H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, N. Koide, N. Sawaki, *Thin Solid Films* 163 (1988) 415-420.
- [7] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, *Applied Physics Letters* 64 (1994) 1687-1689.
- [8] A. Chakroun, R. ARES, V. AIMEZ, S. CHARLEBOIS, *REALISATION DE STRUCTURES METAL-ISOLANT-SEMICONDUCTEUR SUR GaN PAR DÉPOSITION PECVD DE SixNv*, 2012.
- [9] A. Souguir-Aouani, *Conception d'une nouvelle génération de redresseur Schottky de puissance en Nitrure de Gallium (GaN), étude, simulation et réalisation d'un démonstrateur*, in : Lyon, 2016.
- [10] M. Benchehima, H. Abid, A. Sadoun, A.C. Chaouche, *Computational Materials Science* 155 (2018) 224-234.

- [11] S. Uehara, T. Masamoto, A. Onodera, M. Ueno, O. Shimomura, K. Take-mura, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 58 (1997) 2093-2099.
- [12] E. Sichel, *J. Phys. Chem. Solids* 38 (1977) 330-330.
- [13] S. Porowski, I. Grzegory, *Journal of Crystal Growth* 178 (1997) 174-188.
- [14] Thermal properties of the group III nitrides, , INSPEC, 1998.
- [15] M. Grundmann, *Physics of semiconductors*, Springer, 2010.
- [16] A. POLIAN, *Mechanical properties of the group III nitrides*, INSPEC, 1998.
- [17] C. Kittel, M. Poumellec, R. Mégy, C. Dupas, *Physique de l'état solide*, Du-nod France, 1983.
- [18] V. A. SAVASTENKO and A. U. SHELEG, *Phys. Status Solidii A*, (48(1978),
- [19] K. Kim, W.R. Lambrecht, B. Segall, *Physical review B* 53 (1996) 16310.
- [20] A. Polian, M. Grimsditch, I. Grzegory, *Journal of applied physics* 79 (1996) 3343-3344.
- [21] I. Vurgaftman, J.á. Meyer, L.á. Ram-Mohan, *Journal of applied physics* 89 (2001) 5815-5875.

CHAPITRE 2

ETUDE DE LA STRUCTURE SCHOTTKY

2.1 Introduction

Une diode Schottky est réalisée par la jonction d'un métal et d'un semi-conducteur sous certaines conditions, car tous les contacts métal-semi-conducteurs ne présentent pas de diode Schottky. Suivant le niveau de dopage du semi-conducteur, le contact métal-semi-conducteur est [1] :

▷ Redresseur Ou Ohmique

Ce chapitre est un rappel théorique sur les phénomènes physiques et électro-niques intervenant dans le fonctionnement de la structure Métal / Semi-conducteur. Ainsi, on va traiter le modèle général du contact Métal-Semi-conducteur de la structure Schottky, et enfin la caractéristique $I(V)$ de la structure Métal-Semi-conducteur [1].

2.2 Modèle général d'un contact métal-semi-conducteur

Nous appelons modèle général de contact métal-semi-conducteur, un contact doté d'une densité d'état de surface dans le semi-conducteur et sûrement d'une couche d'interface. 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 [3-8].

2.3 Diagramme énergétique du modèle généralisé :

Le diagramme énergétique d'une structure métal-semi-conducteur non polarisée ($V = 0$) avec un semi-conducteur de substrat de type n est représenté par la figure [I-5].

L'expression de la densité de charges donnée par [9] :

$$Q_{ss}(0) = qN_{ss} (E_g - q\Phi_0 - \Phi_{Bn} - q\Delta\Phi) \quad (2.1)$$

Où N_{ss} , la densité d'état d'interface; // E_g l'énergie de la bande interdite

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

$$Q_{sc}(0) = \left[2q\epsilon_s N_d \left(B_n - V_n + \Delta - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

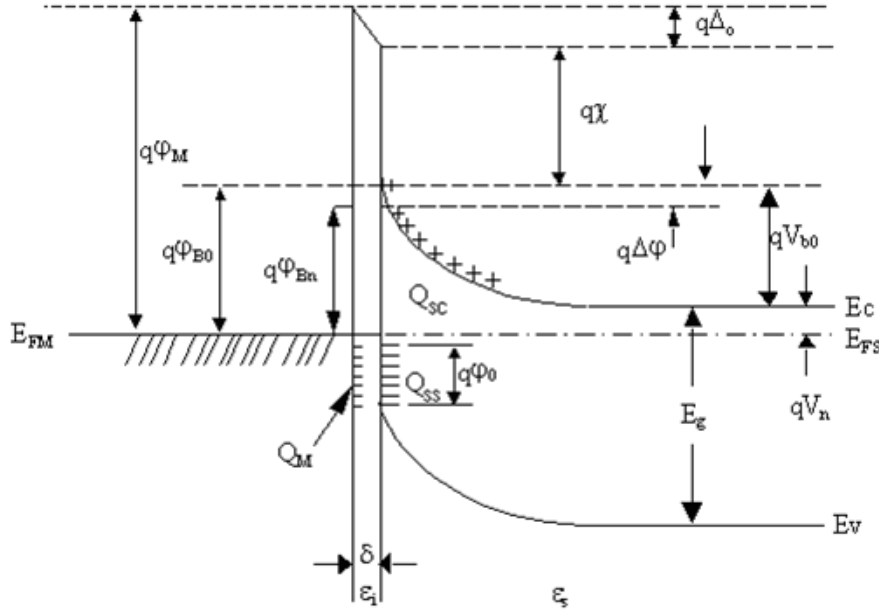


FIGURE 2.1 – Diagramme énergétique du modèle généralisé d'un contact métal/semi-conducteur (N) à l'équilibre thermodynamique.

Où ϵ_s , N_d sont respectivement la permittivité et le dopage du semi-conducteur et V_n représente la différence de potentiel entre la bande de conduction E_c et le niveau de Fermi E_{FS} du semi-conducteur. 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 :[10-15]

$$Q_m(0) = -[Q_{sc}(0) + Q_{ss}(0)] \quad (2.3)$$

Q_{ss} : densité de charge due aux états d'interface.

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 :

$$\Delta_0 = -\delta \frac{Q_m(0)}{\epsilon_i} \quad (2.4)$$

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-5], écrire :

$$\Delta_0 = m - (\chi + B_n + \Delta) \quad (2.5)$$

où χ représente l'affinité électronique du semi-conducteur et m le travail de sortie du métal. Si on adopte que la couche d'interface δ est suffisamment fine et le dopage du semi-conducteur est inférieur à 10^{18} cm^{-3} ($N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ainsi que la permittivité du semi-conducteur $\epsilon_s \approx 10\epsilon_i$, on peut exprimer la hauteur de

barrière en présence d'état d'interface comme suit [9] :

$$B_n = \beta (m - \chi) + (1 - \beta) \left(\frac{E_g}{q} - 0 \right) - \Delta \quad (2.6)$$

avec

$$\beta = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta N_{ss}} \quad (2.7)$$

Nous faisons remarquer que si la densité d'état de surface est infiniment grande, le facteur 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 tend vers un ($\beta \rightarrow 1$) et nous nous retrouvons dans le cas d'un contact métal-semiconducteur idéal [17], [19].

2.4 Effet Schottky

Lorsqu'un électron est extrait d'un matériau, il induit une charge $+e$ à l'intérieur du matériau, c'est l'effet Schottky. Il montre que la force exercée par le matériau sur l'électron émis à la distance x de ce dernier est la même que celle qu'exercerait une charge $-e$ située à la distance $-x$ dans le matériau. Cette charge est appelée charge image, la force qui en résulte est la force image et le potentiel dont dérive cette force est le potentiel image. La force image est donnée par : [20-23]

$$F = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{(2x)^2} \quad (2.8)$$

ε_0 : permittivité du vide.

Le travail nécessaire pour amener l'électron à l'infini, depuis sa position à la distance x du matériau est donné par :

$$\int_X^\infty F dx = \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} \quad (2.9)$$

L'énergie potentielle de l'électron situé à la distance x du conducteur (voir figure I.6) est égale au travail, avec signe opposé, nécessaire pour l'amener à ce point

$$W_p(x) = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} \quad (2.10)$$

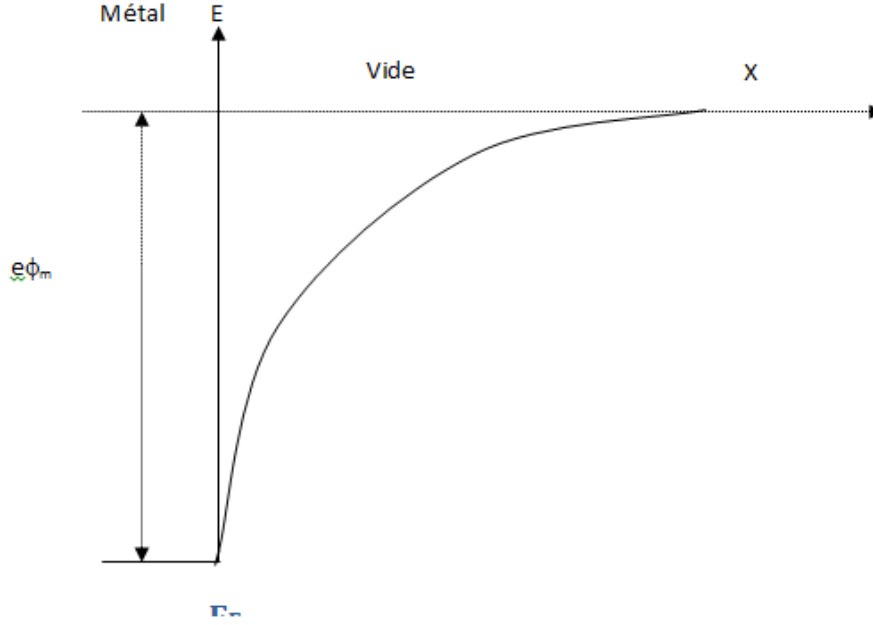


FIGURE 2.2 – Energie de l'électron à la surface du métal.

L'énergie de la barrière de potentiel à la sortie du métal ne passe pas brutalement de $e\Phi_m$ à 0 mais est de la forme [1] :

$$eV_P(x) = e\varphi_m - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.11)$$

Cette expression montre que le travail de sortie est l'énergie nécessaire pour éloigner définitivement l'électron du matériau. En effet, dans ce cas l'énergie de l'électron à l'extérieur du matériau s'écrit :

$$E_b(x) = e\varphi - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eV(x) \quad (2.12)$$

avec

$$V(x) = - \int_0^x E(x) dx \quad (2.13)$$

Considérons la présence d'un champ constant, dirigé vers le matériau $E(x) = -e$, la barrière s'écrit :

$$E_b(x) = e\varphi - \frac{e^2}{16\pi\epsilon x} - eE(x) \quad (2.14)$$

La barrière de potentiel présente une valeur maximum E_{bm} en un point x_m , (voir figure I.7) donnée respectivement par :

$$E_{bm} = e\varphi - 2eEx_m \quad (2.15)$$

$$x_m = \sqrt{e/16\pi\epsilon_0 E} \quad (2.16)$$

Il en résulte, sous l'action conjuguée du potentiel image et du champ électrique, un abaissement de la barrière de potentiel.

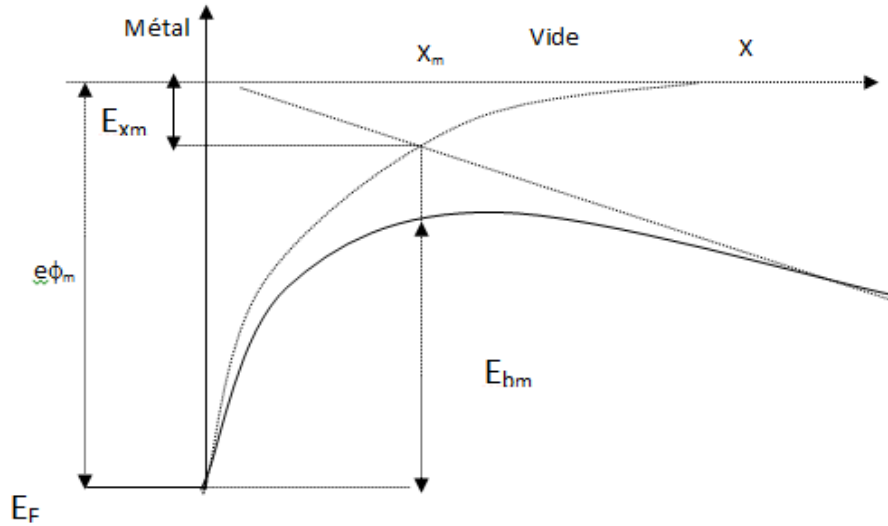


FIGURE 2.3 – Abaissement du travail de sortie du métal sous l'effet Schottky.

Le même phénomène existe, dans une hétéro structure au niveau de l'interface, il suffit de remplacer le travail de sortie e , par la hauteur de barrière E_b et la constante diélectrique du vide par une combinaison des constantes diélectriques des deux matériaux. La figure (I.8) donne le diagramme énergétique d'un contact Schottky avec le semi-conducteur en tenant compte de l'effet Schottky

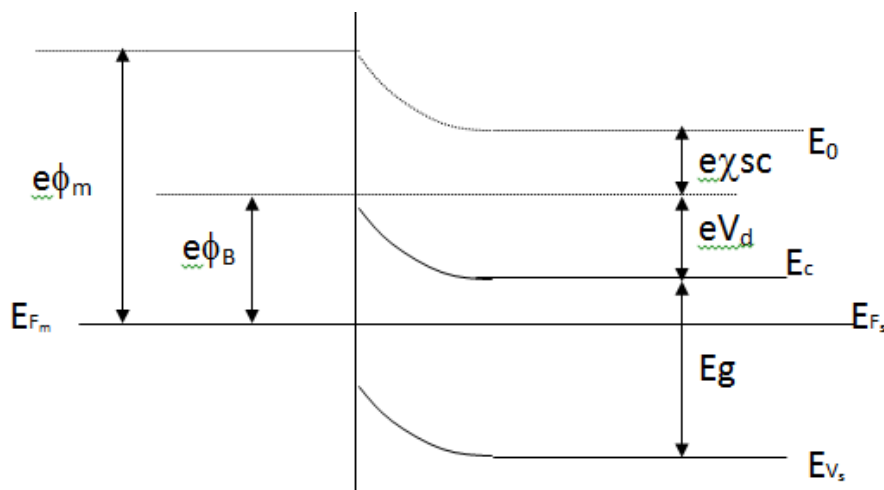


FIGURE 2.4 – Diagramme énergétique d'une diode Schottky à l'équilibre thermodynamique.

2.5 Méthodes d'extraction des paramètres des diodes Schottky

2.5.1 Méthodes courant-tension :

Le courant à travers un SBD (Au / Ni) / n-GaN avec le R_s dans la polarisation directe, basé sur la théorie de l'émission thermionique (TE), est donné par la relation

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{q(V - IR)}{nkT}\right)\right] \quad (2.17)$$

Φ_b est la hauteur de barrière apparente de polarisation nulle (BH), q est la charge de l'électron, k est le Boltzmann constante, T est la température absolue, V est la tension de polarisation directe, A est la diode effective zone, A est la constante de Richardson et égale à $= 26.4 Acm^{-2}K^{-2}$ pour le GaN de type n [18]. et contact ohmique), IR_s est la chute de tension aux bornes de la résistance série. Le facteur d'idéalité n et le Φ_b peut être écrit comme des comptes pour le départ des mécanismes de transport actuels du modèle TE idéal en utilisant la définition : La hauteur de la barrière Schottky peut être calculée après que I_0 soit déterminé à partir de l'équation (2.73),

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^* AT^2}{I_0}\right) \quad (2.18)$$

Le facteur d'idéalité peut être calculé à partir de l'équation (2.74),

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln(I))} \quad (2.19)$$

2.5.2 Méthode de Cheung :

Cheung et Cheung⁶ ont dérivé les paramètres SD de tracés de $dV/d(\ln I)$ vs I et $H(V)$ vs I , où l'équation (2.75)

$$\frac{dV}{d\ln(I)} = R_s I + \frac{n}{kT} \quad (2.20)$$

La hauteur de la barrière et la résistance en série peut être calculée à partir de l'équation(2.76)

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) = n\Phi_b + R_s I \quad (2.21)$$

2.5.3 Méthode de Norde

La méthode Norde modifiée repose sur une fonction auxiliaire [24], les valeurs (Φ_b) et sont données comme suit :

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (2.22)$$

Où γ est un entier (sans dimension) supérieur à n A l'aide de cette équation Φ_b Peut être réécrit :

$$\Phi_b = F(V_0) + \left[\frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \right] \quad (2.23)$$

2.5.4 Méthode de Bohlin :

la méthode de Méthode de Bohlin basé sur les deux fonctions de Norde pour déterminer la hauteur de barrière, le facteur d'idéalité et la résistance série en utilisant l'équation suivante[25] :

$$n = \frac{1}{2} \left[\frac{\alpha_1 I_2 - \alpha_2 I_1}{I_2 - I_1} + \frac{V_1 - V_2 - (\alpha_2 - \alpha_1) kT/q}{F_2(V_2) - F_1(V_1) - V_2/\alpha_2 + V_1/\alpha_1} \right] \quad (2.24)$$

$$\Phi = \frac{1}{2} \left[F_1(V_1) + \frac{(\alpha_1 - n)(qV_1 - \alpha_1 kT)V_2}{\alpha_1 qn} + F_2(V_2) + \frac{(\alpha_2 - n)(qV_2 - \alpha_2 kT)}{\alpha_2 qn} \right] \quad (2.25)$$

$$R_s = \frac{kT}{2q} \left[\frac{(\alpha_1 - n)}{I_1} + \frac{(\alpha_2 - n)}{I_2} \right] \quad (2.26)$$

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné un rappel quelques rappels théoriques concernant la structure métal–semi-conducteur, ainsi que les différents processus de transport de courant dans un contact et nous avons parlé aussi des deux types de métallisation indispensables pour la réalisation des contacts de tous les dispositifs électroniques, qui sont : le contact ohmique et le contact Schottky, avec citation de quelques métaux

Références

D.R. Lide, CRC handbook of chemistry and physics, CRC press, 2004.

[2] H. Mathieu, H. Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Dunod Paris, 2001.

[3] S. Sze, There is no corresponding record for this reference.[Google Scholar] 790-838.

[4] G. Greco, F. Iucolano, F. Roccaforte, Applied surface science 383 (2016) 324-345.

[5] J. Bardeen, Physical review 71 (1947) 717.

[6] O. TERGHINI, Simulation numérique des effets de radiation dans les détecteurs de particules à base de silicium de type p, in : Université de Biskra, 2015.

[7] N. Vellas, Études expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de

[8] A. Cowley, S. Sze, Journal of Applied Physics 36 (1965) 3212-3220.

[9] M. Turner, E. Rhoderick, Solid-State Electronics 11 (1968) 291-300.

[10] H. Fujitani, S. Asano, Applied surface science 41 (1990) 164-168.

[11] E.H. Rhoderick, IEE Proceedings I-Solid-State and Electron Devices 129

- [13] F. Padovani, R. Stratton, *Solid-State Electronics* 9 (1966) 695-707.
- [14] J. Crofton, L. Porter, J. Williams, *physica status solidi (b)* 202 (1997) 581-603.
- [15] A. Yu, E. Snow, *Solid-State Electronics* 12 (1969) 155-160.
- [16] D. Scharfetter, *Solid-State Electronics* 8 (1965) 299-311.
- [17] Y. Miura, K. Hirose, K. Aizawa, N. Ikarashi, H. Okabayashi, *Applied Physics Letters* 61 (1992) 1057-1059.
- [18] S. Zhu, R. Van Meirhaeghe, C. Detavernier, F. Cardon, G.-P. Ru, X.-P. Qu, B.-Z. Li, *Solid-State Electronics* 44 (2000) 663-671.
- [19] J.H. Werner, H.H. Güttler, *Journal of Applied Physics* 69 (1991) 1522-1533.

CHAPITRE 3

MODÉLISATION

3.1 Introduction

Dans ce chapitre Nous présenterons dans la suite de ce travail sur la structure Au/Ni/GaN nous avons modélisées les mécanismes de conduction dans la structure métal / semi-conducteur. Ainsi ; on observe l'influence de tous les paramètres électriques tels que la résistance série, le facteur d'idéalité et le dopage sur les caractéristiques électriques courant-tension $I(V)$. .

3.2 Mécanismes de conduction dans le contact métal/SC :

Pour simuler la structure Au/Ni/GaN nous avons développé des programmes de calcul numérique pour tracer les caractéristiques courant- tension et le modèle géométrique de notre structure.

Le principe de calcul de notre programme est basé sur la résolution numérique d'équations de poisson et de continuité Le programme de calcul de la caractéristique $i-v$ est alors celui représenté par l'organigramme.

La figure [3.1] présente l'organigramme de calcul de tous les types de courant dans un contact Schottky (thermoïonique, diffusion, tunnel et thermoïonique-diffusion)

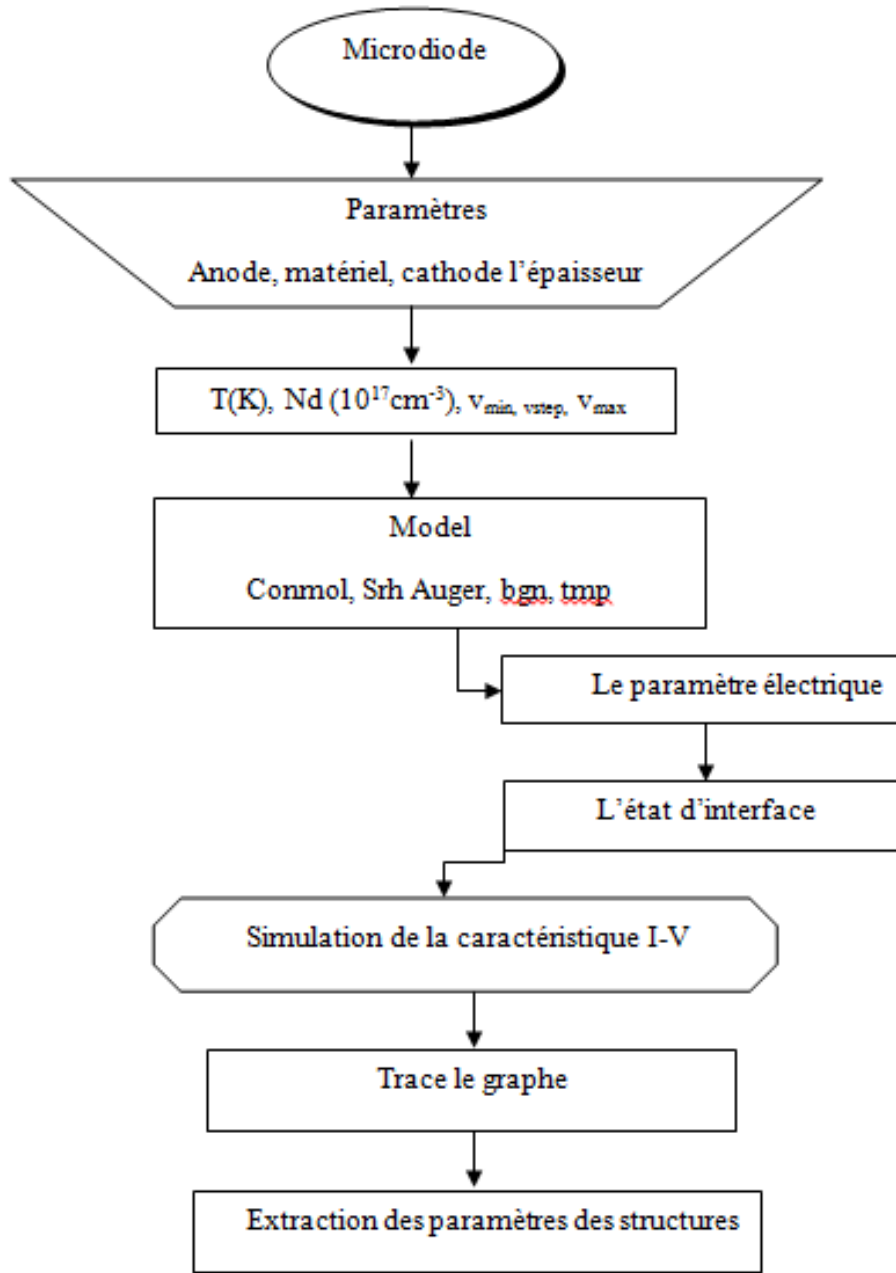


FIGURE 3.1 – L'organigramme de la caractéristique courant-tension dans un contact métal/SC

3.3 Courant thermoïonique :

3.3.1 L'expression de courant :

Le modèle analytique d'émission thermoïonique est présenté par l'équation (3.1) [1], [2] :

$$I_T = SA^*T^2 e^{\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}} \left(e^{\frac{q(V-R_s I_T)}{kT}} - 1 \right) = I_{ST} \left(e^{\frac{q(V-R_s I_T)}{kT}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

3.3.2 L'effet de la résistance série :

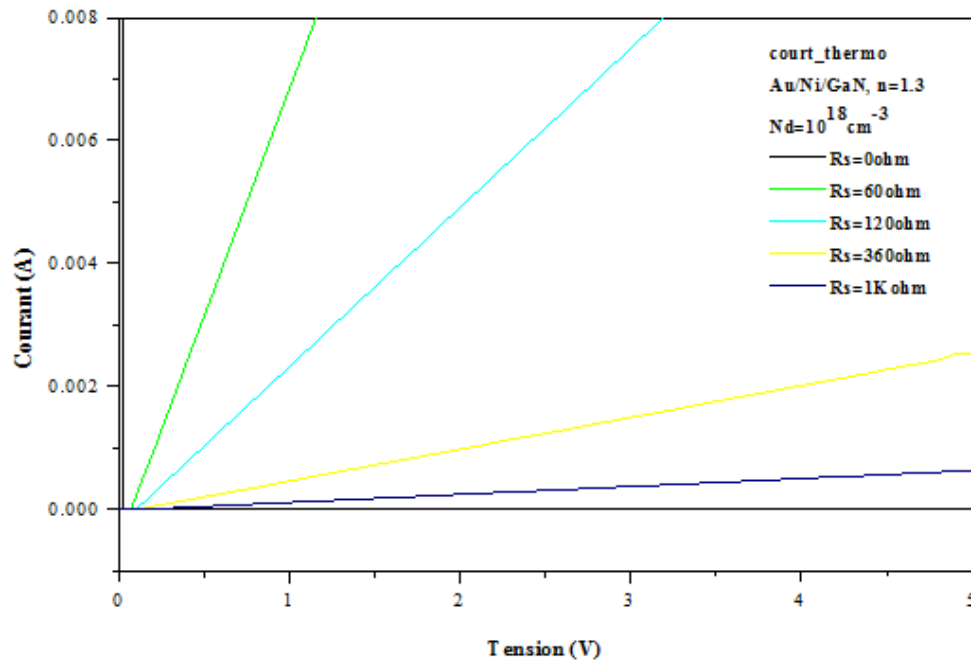


FIGURE 3.2 – l'effet de la résistance série sur le courant thermoïonique des différents échantillons Au/Ni/GaN.

On varie la résistance série de 0 ohm jusqu'à 1 K ohm et on trace la caractéristique courant thermoïonique en fonction de la tension de polarisation.

▷ Chaque fois que la résistance série augmente le redressement diminue et le passage de courant est plus faible.

3.3.3 L'effet du facteur d'idéalité :

La figure [3.2] présente l'effet du facteur d'idéalité sur le courant thermoïonique sur la structure Au/Ni/GaN.

On varie le facteur d'idéalité de 1 jusqu'à 2.5 et on trace la caractéristique courant thermoïonique en fonction de la tension de polarisation.

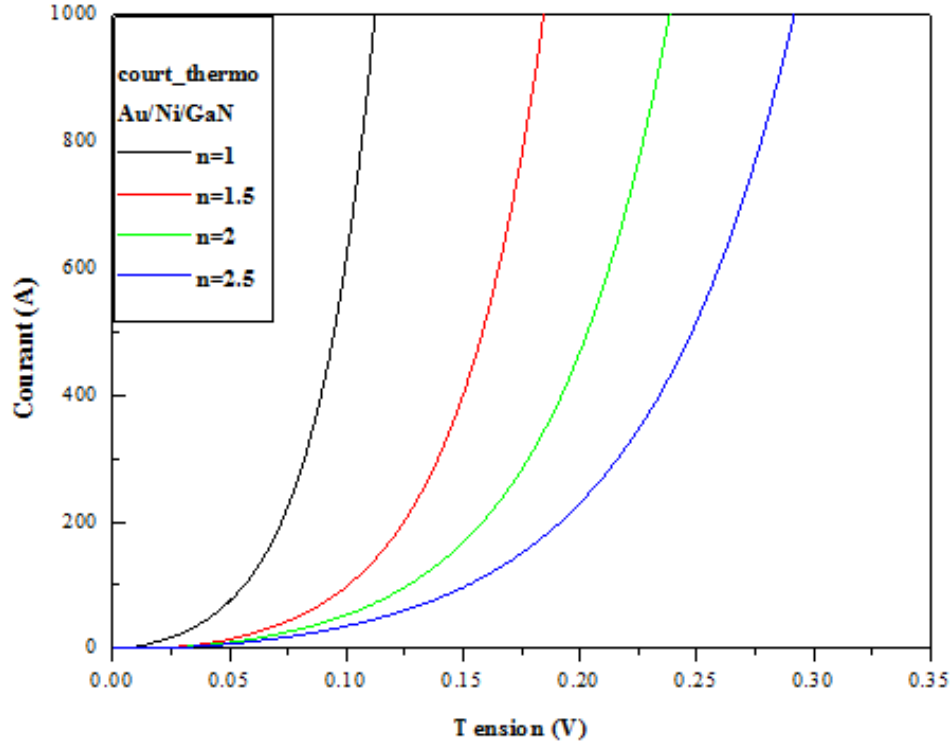


FIGURE 3.3 – Courant thermoïonique en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN

3.4 Courant de diffusion :

3.4.1 L'expression de courant :

Le modèle analytique de la théorie de diffusion est présenté par l'équation (3.2) [3][5] :

$$I_D = I_{SD} \left(e^{\frac{q(V - R_s I_D)}{kT}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

avec

$$I_{SD} = \frac{Sq^2 D_n N_c}{kT} \left[\frac{2qN_d (V_d - V)}{\epsilon_s} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}} \quad (3.3)$$

3.4.2 L'effet du dopage :

La figure [3.4] présente l'effet du dopage sur le courant de diffusion des différents échantillons Au/Ni/GaN.

On varie le dopage de $(10^{15} \text{ cm}^{-3})$ jusqu'à $(10^{18} \text{ cm}^{-3})$ et on trace la caractéristique courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation. ▷ Plus le dopage est élevé, plus le redressement est rapide pour toutes les structures (Au/Ni/GaN) ;

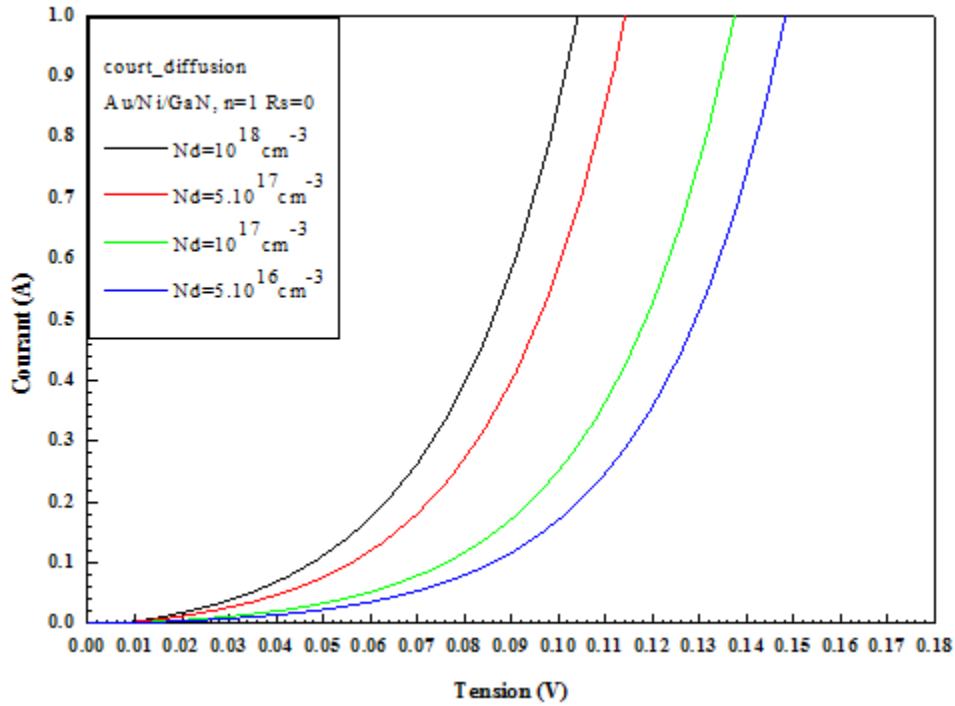


FIGURE 3.4 – Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation (l'influence du dopage) Au/Ni/GaN

- ▷ Lorsque N_d augmente, I_S augmente et le redressement est plus rapide ;
- ▷ Le courant de diffusion est plus rapide par rapport aux autres types de courant car dans l'expression de courant de saturation la mobilité intervient et a une influence directe.

3.4.3 L'effet du facteur d'idéalité

La figure [3.5] présente l'effet du facteur d'idéalité sur le courant de diffusion des différents échantillons Au/Ni/GaN.

On varie le facteur d'idéalité de 1 jusqu'à 2.5 et on trace la caractéristique courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation.

- ▷ Si le facteur d'idéalité est faible (proche du cas idéal), on a un bon redressement.
- ▷ Le facteur d'idéalité n'a aucune influence sur la tension de seuil pour la structure Au/Ni/GaN.
- § ▷ L'effet du n sur le courant thermoïonique est grand comparé à celui du courant de diffusion car ce dernier a un grand courant de saturation.

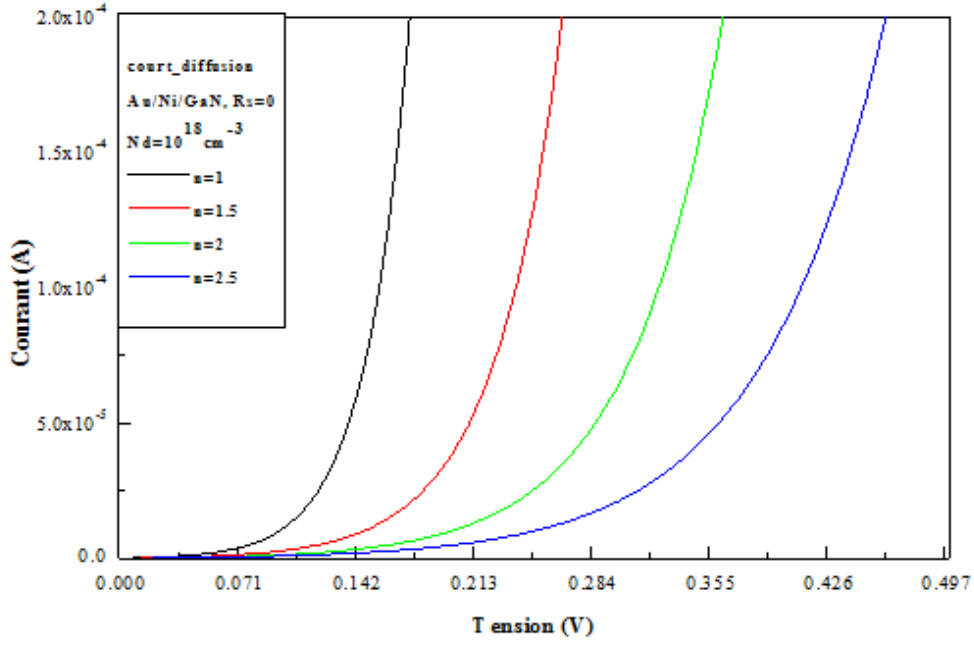


FIGURE 3.5 – Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN

3.5 Courant tunnel :

3.5.1 L'expression de courant :

Le modèle analytique d'émission thermoionique assistée par effet de champ (tunnel) est présenté par l'équation (3.4) [4], [5], [6] :

$$I_{TC} = I_s \left(e^{\frac{q(V - R_s I_{TC})}{E_0}} - 1 \right) \quad (3.4)$$

avec

$$E_0 = E_{00} \coth \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) \quad (3.5)$$

et

$$I_s = SqA^*T \frac{[\pi E_{00} (\Phi_{B0} - V - V_n)]^{1/2}}{k \cosh \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right)} e^{\left[-\frac{qV_n}{kT} - \frac{q(\Phi_{B0} + V_n)}{E_0} \right]} \quad (3.6)$$

L'effet de dopage : [6][7]

La figure [3.7] présente l'effet du dopage sur le courant tunnel des différents échantillons Au/Ni/GaN.

On varie le dopage de (10^{15} cm^{-3} jusqu'à 10^{18} cm^{-3}) et on trace le caractéristique courant tunnel en fonction de la tension de polarisation.

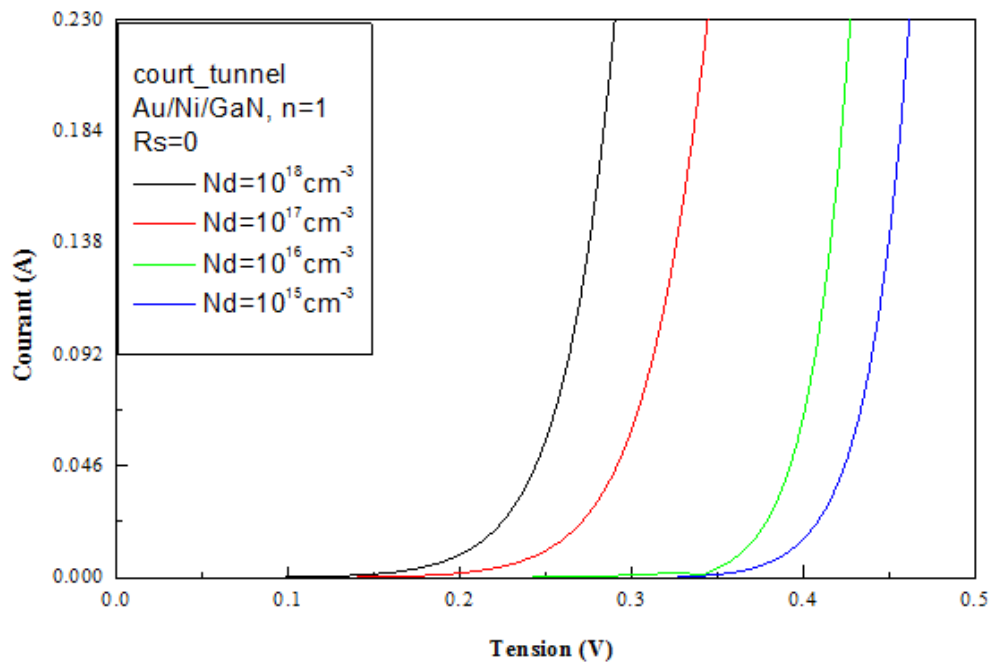


FIGURE 3.6 – Courant tunnel en fonction de la tension de polarisation (l'influence du dopage) Au/Ni/GaN

- ▷ Plus le dopage est élevé plus le redressement est rapide.
- ▷ Le dopage influe sur la tension de seuil de courant tunnel pour le structure Au/Ni/GaN
- ▷ Le courant tunnel est lent par rapport autres types de courant.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que :

- ▷ Courant thermoïonique en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN
- ▷ Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation (l'influence du facteur d'idealité) Au/Ni/GaN
- ▷ Courant tunnel en fonction de la tension de polarisation (l'influence du dopage) Au/Ni/GaN

Références

- [1] F. Bourouba, Modelisation et simulation des contacts metal-semiconducteur à barrière inhomogène, Thèse de doctorat, in : univ setif 2010.
- [2] F. Pandovani and R. Stratton Solid State Electronics, 9 (1966) 695.
- [3] Ching Yan Wu Appl. Phys., 53 (1982) 5947.
- [4] R. Negru, Conception et modélisation de pixels de photodétection : Photodiodes PIN en silicium amorphe en vue de leurs utilisations comme détecteurs de particules, Thèse de doctorat, in : Palaiseau, Ecole polytechnique, 2008.
- C. R. Crowell and V. Rideout Solid State Electronics, 12 (1969) 89.
- [6] M. MANCER, Simulation numérique des caractéristiques électriques d'une cellule solaire à double jonction en (AlGaAs/GaAs), Thèse de doctorat, in : Université Mohamed Khider-Biskra, 2012.
- [7] M. Tang, Etudes et modélisation compacte du transitor FinFET, Thèse de doctorat, in : Strasbourg, 2009.

CHAPITRE 4

RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

4.1 Introduction

Ce chapitre, est consacré à la présentation des résultats expérimentaux de la caractérisation courant -tension des structures Schottky sur Au/Ni/GaN modélisées, simulées des courant-tension. , ainsi que les résultats de leurs exploitations.

4.2 Simulation des caractéristiques I-V-T de la structure Au/Ni/GaN

Les caractéristiques I-V de polarisation directe des diodes Schottky Au/Ni/n-GaN ont été mesurées dans la plage de température de 120 à 400 K avec des pas de 20 K. La figure 4.1 montre la dépendance à la température des caractéristiques I-V sous polarisation directe. Ces tracés I-V se déplacent vers le côté de polarisation supérieur avec la diminution de la température. Le régime de haute tension a été supposé être dû à des mécanismes autres que l'émission thermionique. Par exemple, le courant de recombinaison deviennent dominants dans ces conditions et à un biais direct plus important, la résistance série conduit à la déviation de la droite. Dans les tracés I-V pour toutes les températures de mesure à basse tension, le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière peuvent être obtenus par la théorie de l'émission thermionique.

Pour la détermination des paramètres électriques, nous nous basons sur la formule générale du courant [4] :

$$I = I_S \left[1 - \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \right] \exp \left(\frac{eV}{nkT} \right) \quad (4.1)$$

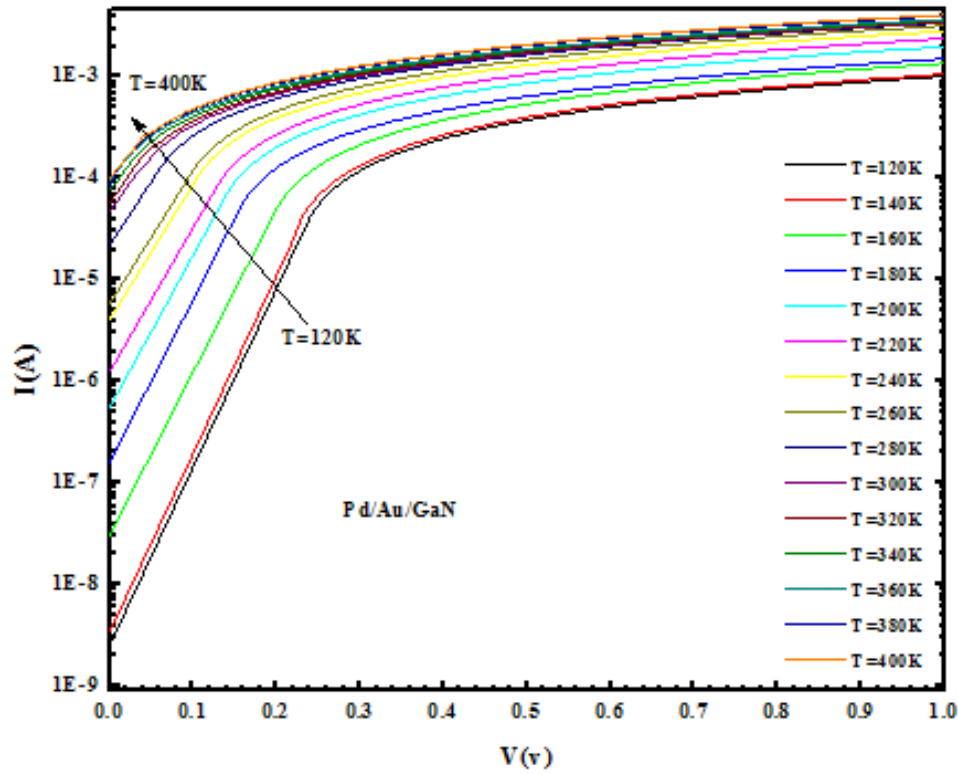
A partir de cette équation, on peut tracer la courbe Ln (I) en fonction de V (voir figure 4.1)

Le facteur d'idéalité n et Hb peuvent être écrits comme des comptes rendus de l'écart des mécanismes de transport actuels par rapport au modèle TE idéal en utilisant la définition :

La droite d'interpolation a pour équation $Y = A x + B$ avec

$$A = \frac{e}{nkT} \quad (4.2)$$

$$B = \ln (I_S) \quad (4.3)$$


 FIGURE 4.1 – la caractéristique courant-tension (I-V) la structure Pt / HfO₂ / n-GaN

avec :

la hauteur de barrière à l'origine (polarisation nulle) s'écrit :

$$\varphi_{Bn} = -\frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_s}{SA^{**}T^2} \right) \quad (4.4)$$

Pour la seconde partie des caractéristiques $\ln(I)$, on ne peut négliger dans ce cas l'effet de la résistance série R_s . Pour la calculer, il suffit d'appliquer la relation suivante :

$$R_s = \frac{\Delta V}{I} \quad (4.5)$$

Les paramètres électriques évalués à partir de la caractéristique $I(V)$ de l'échantillon « Au/Ni/GaN » sont donnés dans le tableau (4.1).

4.2.1 Méthode de Norde

La méthode Norde modifiée basée sur une fonction auxiliaire La Figure 4.3, montre la Variation de Norde $F(V)$ en fonction du courant (I) La valeur SBH peut être déterminée comme :

$$\Phi = F(V_0) + \left[\frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \right] \quad (4.6)$$

où $F(V_{min})$ et V_{min} sont les coordonnées du minimum point dans le graphique $F(V)$ vs V ; I_{min} est la valeur actuelle au tension V_{min} . La figure 4.2 présente les variations de $F(V)$ en fonction de la tension de polarisation .

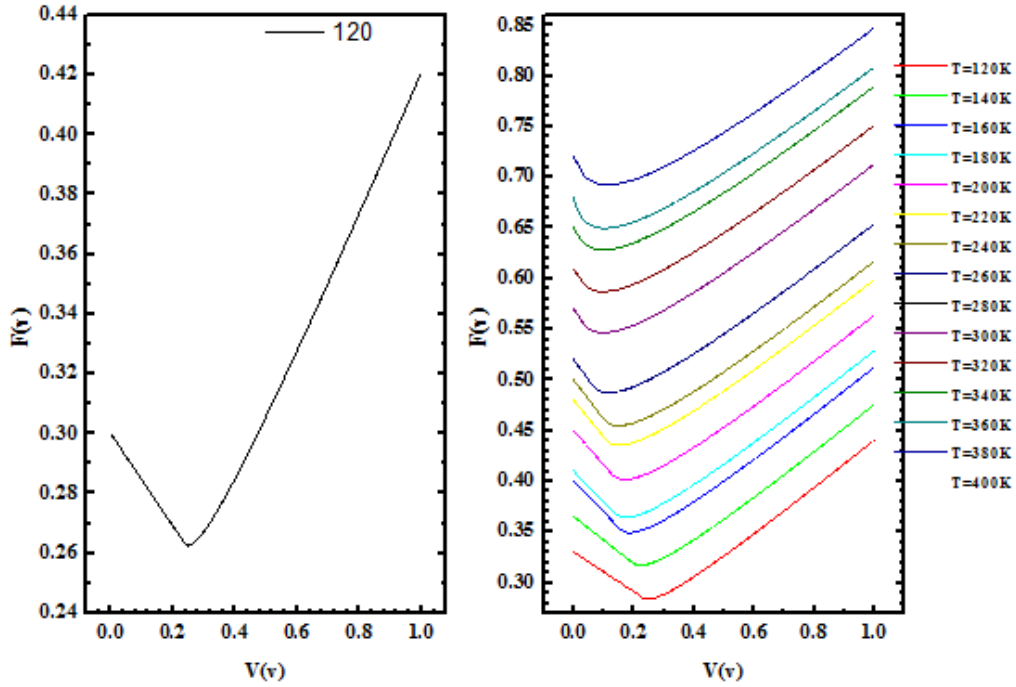


FIGURE 4.2 – Variation de $F(v)$ en fonction de courant (I) de structure Au/Ni/ n-GaN

4.2.2 Méthode de Mikhelashvili

apartie de la technique suggérées par Mikhelashvili on peut calculer :

La hauteur de la barrière et le facteur d'idéalité sont obtenus à partir des équations (4.11) et (4.12) .

$$n = \frac{qV_m(\theta_m - 1)}{kT\theta_m^2} \quad (4.7)$$

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \left[\theta_m + 1 - \ln \left(\frac{I_m}{AA^*T^2} \right) \right] \quad (4.8)$$

La résistance série obtenue à partir de l'équation (4.13) :

$$R_s = \frac{V_m}{I_m\theta_m^2} \quad (4.9)$$

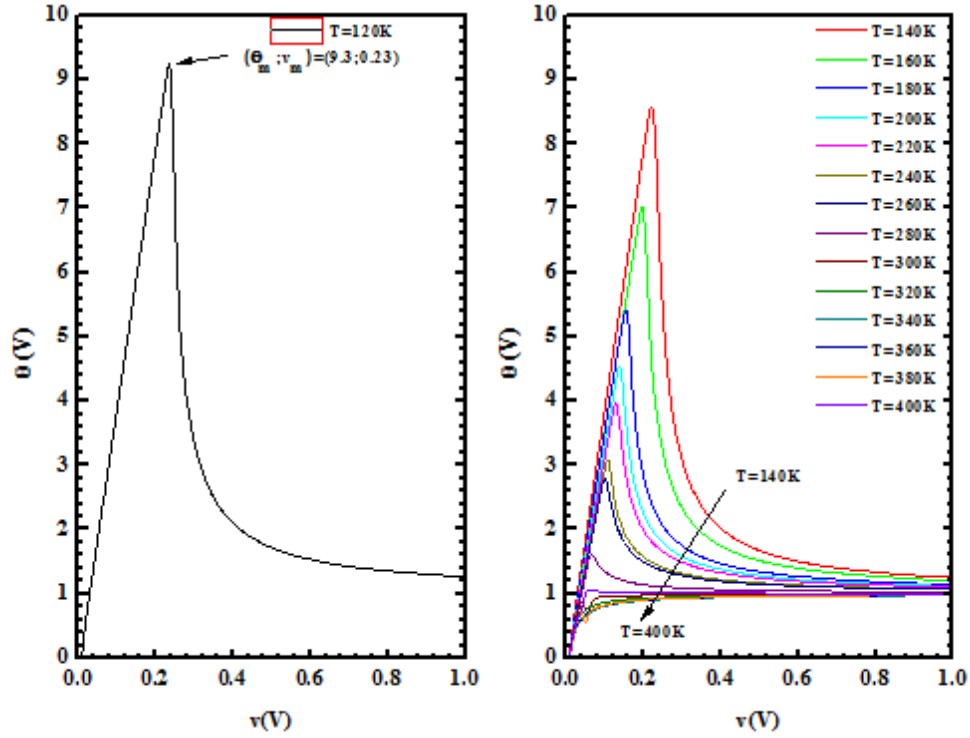


FIGURE 4.3 – Variation de J (A/cm²) en fonction de la tension de polarisation de structure Au/Ni/ n-GaN à la température $T=300K$

4.2.3 Méthode de Chattopadhyay :

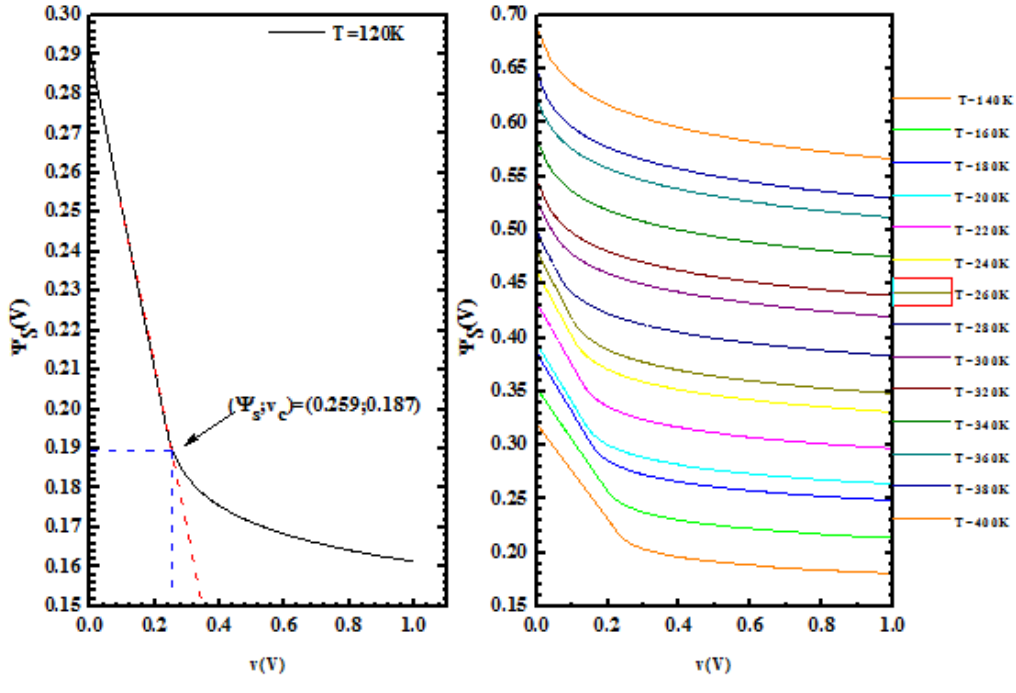
$$\Phi = \Psi_S (J_C, V_c) + CV_C + V_n - \frac{kT}{q} \quad (4.10)$$

Où V_n est la différence de potentiel entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction

La valeur calculée de V_n est égale à 0.081 eV

Et avec, l'inverse du facteur d'idéalité C_2 s'exprime comme :

$$C_2 = \frac{1}{n} = \left(\frac{d\Psi_S}{dV} \right) \quad (4.11)$$


 FIGURE 4.4 – Variation de s en fonction de la tension de polarisation de structure Au/Ni/ n-GaN

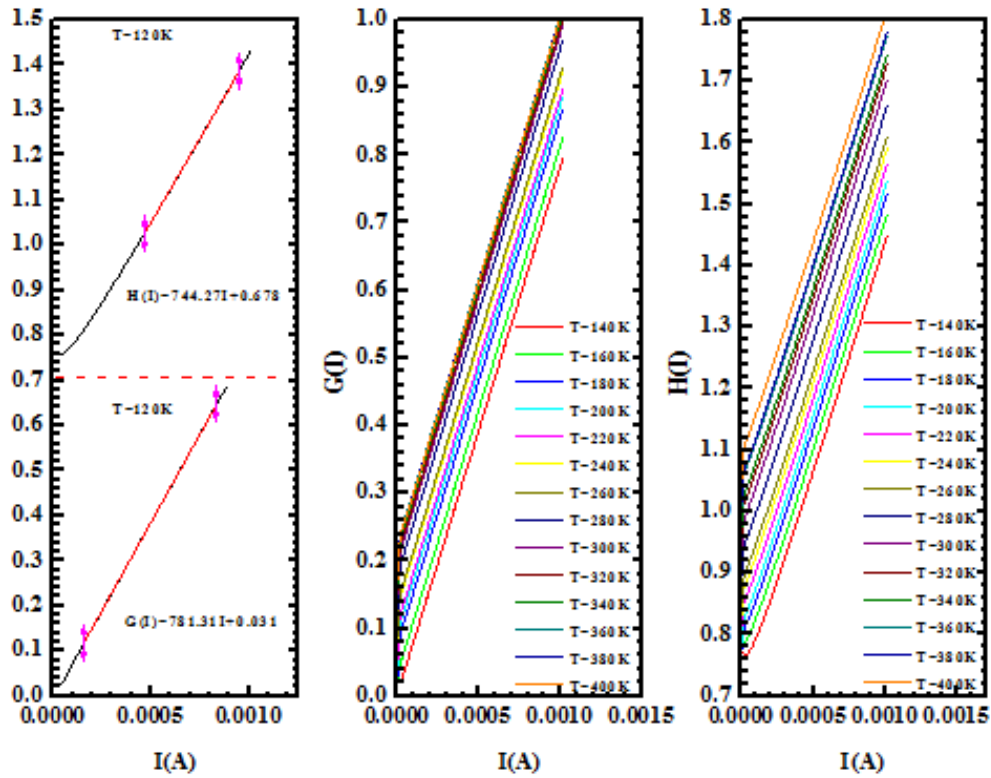
4.2.4 Méthode de Cheung :

Cheung et Cheung ont dérivé les paramètres SD de tracés de $dV/d(\ln I)$ vs I et $H(V)$ vs I , où

$$\frac{dV}{d\ln(I)} = R_s I + \frac{n}{kT} \quad (4.12)$$

La hauteur de la barrière et la résistance en série peut être calculée à partir de l'équation (4.4)

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\Phi_b + R_s I \quad (4.13)$$


 FIGURE 4.5 – Variation de $G(I)$ et $H(I)$ en fonction de courant (I) des structure Au/Ni/ n-GaN

4.3 Etude comparative

La figure 4.6 représente Les paramètres électriques obtenus à partir des courbes I-V par les différentes méthodes à la température $120 < T < 400\text{K}$, Afin d'examiner la validité du modèle exposé, nous avons comparé les résultats de la simulation avec ceux de l'expérience existants dans la littérature [5].

Le table illustrent la comparaison entre les résultats des données expérimentales et nos résultats obtenus par silvaco pour les caractéristiques I-V-T.

Les différences entre les valeurs du facteur d'idéalité et la résistance série obtenues à partir de ces méthodes, peuvent être dues à l'extraction de données de différentes régions du graphique de polarisation directe (I-V).

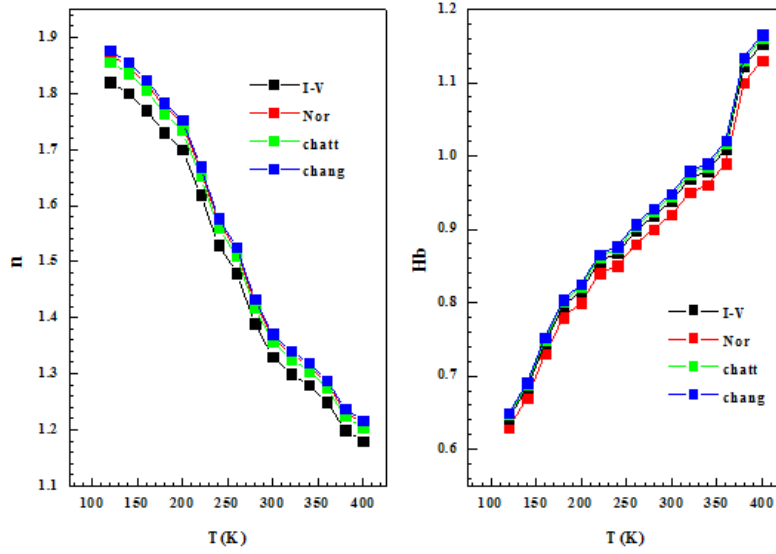


FIGURE 4.6 – Les paramètres électriques obtenus à partir des courbes I-V par les différentes méthodes à la température $120 < T < 400\text{K}$.

4.3.1 La barrière moyenne et la déviation standard :

La figure 7 montre un tracé du BH expérimental par rapport au n . Comme on peut le voir sur la figure 7, les BH deviennent plus petits à mesure que les facteurs d'idéalité augmentent. C'est-à-dire qu'il existe une relation linéaire entre les BH effectifs expérimentaux et les facteurs d'idéalité de la diode Schottky (Au/Ni)/n-GaN. Cette découverte peut être attribuée aux inhomogénéités de la barrière latérale des diodes Schottky . expliquée par les inhomogénéités latérales des hauteurs des barrières .

$$I(v) = AA^*T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\overline{\Phi_{bn}} - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap}kT} \right) \times \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.14)$$

Où

$$I_s = AA^*T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{bn}}{kT} \right) \quad (4.15)$$

Les valeurs du facteur d'idéalité apparent (n_{ap}) et la hauteur de barrière apparente (Φ_{ap}) sont exprimés comme suit[15] :

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi_{b0}} - \frac{\rho_3 q}{2kT} \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = -\rho_2 + \frac{\rho_3 q}{2kT} \quad (4.17)$$

Nous supposons que $\overline{\Phi_{b0}}$ et σ_{s0} sont des paramètres gaussiens de la distribution de la hauteur de barrière et ils sont donnés par

$$\overline{\Phi_{bn}} = \overline{\Phi_{b0}} + \rho_2 V \quad (4.18)$$

La dérivation standard est :

$$\sigma_S = \sigma_{s0} + \rho_3 V \quad (4.19)$$

Où ρ_2 et ρ_3 sont les coefficients de tension qui peuvent dépendre de la température et quantifiant la déformation de la distribution de la barrière de potentiel lors de l'application d'une tension V .

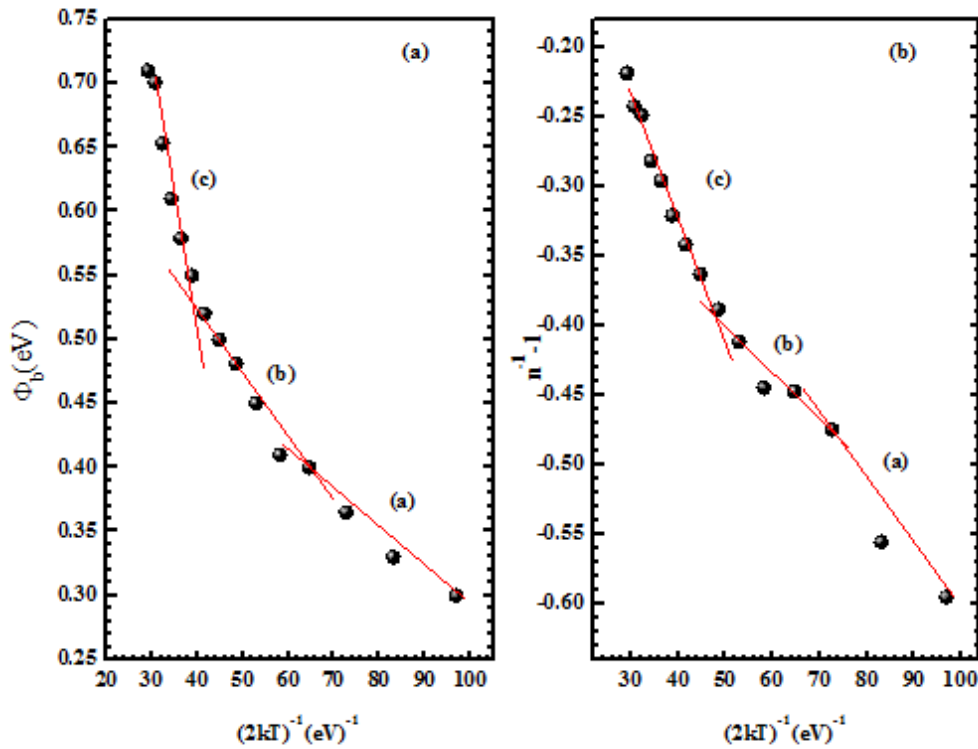


FIGURE 4.7 – Variation de HB et $(n_1 - 1)$ en fonction $(2kT)^{-1}$ des structures Ni/GaN et Au/Ni/GaN dans la gamme de température 120-400K

4.4 Constante de Richardson

Pour l'évaluation du BH, on peut également utiliser le diagramme de Richardson classique du courant de saturation inverse peut s'écrire :

$$\ln \left(\frac{I_0}{T^2} \right) = \ln (AA^*) - \frac{q\Phi_b}{kT} \quad (4.20)$$

Nous pouvons également obtenir la valeur de l'énergie d'activation (E_a) à partir de l'intersection la tangente de la courbe avec l'axe des énergies, comme nous pouvons obtenir la valeur de la constante de Richardson à partir de la pente de la tangente de la courbe ce qui nous donne ces valeurs : $E_a = 0.1eV$ et $A^* = 1.07 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$. la constante de Richardson peut être calculée en utilisant le modèle de fluctuation de potentiel analytique des différents types de fonction de distribution à l'interface des SBD inhomogènes [9]. nous utilisons l'équation (4.22) :

$$\ln \left(\frac{I_0}{T^2} \right) - \left(\frac{q^2 \sigma_s^2}{2kT^2} \right) = \ln (AA^*) - \frac{q\Phi_b}{kT} \quad (4.21)$$

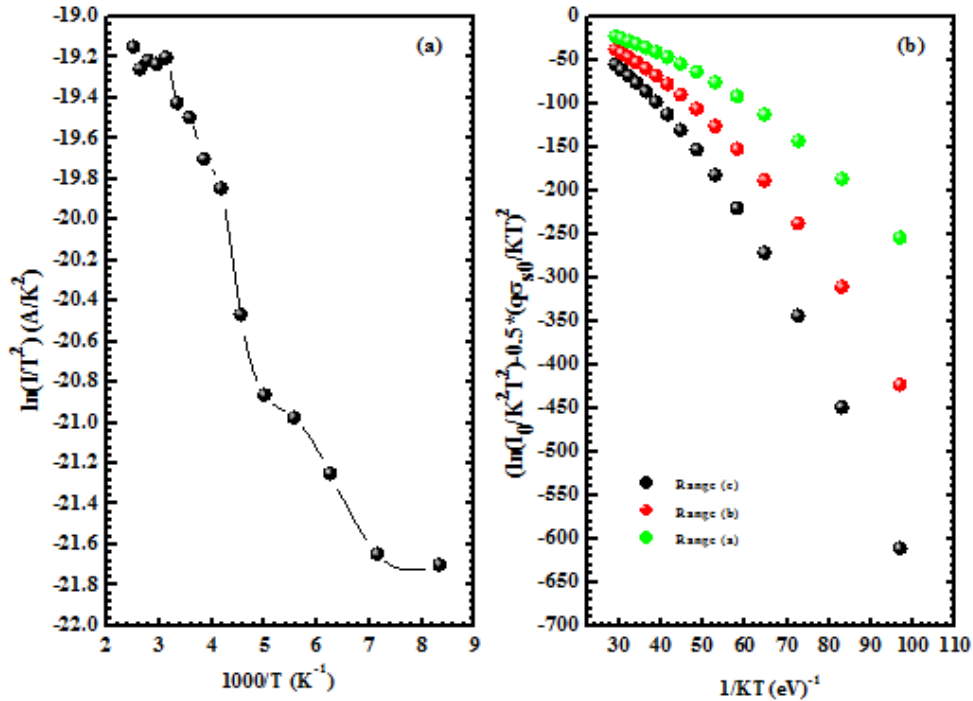


FIGURE 4.8 – Variation de $\ln \left(\frac{I_0}{T^2} \right) - \left(\frac{q^2 \sigma_s^2}{2kT^2} \right)$ en fonction de $1/kT$

TABLE 4.1 – Les valeurs calculées des valeurs modifiées de Richardson et HB)

T(K)	$A^* (A\text{ cm}^{-2}K^{-2})$	Autre travail [18]	$\Phi_b (eV)$
Range(a)	21.321	10.199	0.52
Range(b)	27.303	26.293	0.86
Range(c)	36.705	34.750	1.25

Le tableau 5 regroupe les différents valeurs calculées, des valeurs modifiées de Richardson et $\Phi_b (eV)$ des structures Ni/GaN et Au/Ni/GaN dans la plage de température 120K à 400K. D'après le tableau ci-dessus, nous trouvons les valeurs de la constante de Richardson dans la plage de températures. Cette valeur de la constante de Richardson égale à $27.303 A/cm^2K^{-2}$. est très proche de la valeur théorique de $26,4 A/cm^2 K^2$ pour (Au/Ni)/n-GaN.

4.5 Conclusion

Les caractéristiques électriques des diodes à barrière Schottky (Au/Ni)/n-GaN (SBD) ont été étudiées dans une large gamme de températures de 120 à 400 K en utilisant les mesures I-V. On constate que les hauteurs de barrière à polarisation nulle augmentent le facteur d'idéalité et que la résistance série diminue avec l'augmentation de la température. Un tel comportement est attribué aux inhomogénéités de la barrière Schottky en supposant une distribution gaussienne de hauteur de barrière due aux inhomogénéités de barrière qui prévalent à l'interface. Ce comportement est attribué aux variations spatiales des BH.

Références

T. Dewolf, Nano-caractérisation des mécanismes de commutation dans les mémoires résistives à base d'HfO₂, in : Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2018.

[2] E. Bersch, S. Rangan, R.A. Bartynski, E. Garfunkel, E. Vescovo, Physical review B 78 (2008) 085114.

[3] M. Saadi, Etude des mécanismes de commutation de résistance dans des dispositifs Métal (Ag)/Isolant (HfO₂)/Métal, application aux mémoires résistives à pont conducteur (CBRAMs), in : 2017.

[4] G.D. Wilk, R.M. Wallace, J. Anthony, Journal of applied physics 89 (2001) 5243-5275.

[5] A. Shetty, B. Roul, S. Mukundan, L. Mohan, G. Chandan, K. Vinoy, S. Krupanidhi, AIP Advances 5 (2015) 097103.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous avons fait une investigation théorique pour mieux comprendre les processus physiques et la caractérisation électrique de la diode Schottky à base de GaN massif. La structure traitée dans notre travail est la diode Schottky d'or réalisée sur un substrat InP type n : Au/Ni/GaN .

la première partie de ce travail a été consacrée à la simulation des caractéristiques électriques (I-V) de la structure (*Au/Ni/GaN*) déposé Chattopadhyay et Mikhelashvili ont été appliquées pour extraire les différents paramètres tels que le facteur d'idéalité (n), la hauteur de la barrière (Φ) et la résistance série (R_s). nous avons montré l'influence de la température sur les caractéristiques courant-tension I(V) de structure Au/Ni/GaN dans une gamme de températures (120 K - 400 K). D'après les résultats trouvés, nous pouvons remarquer que le courant de saturation et la hauteur de la barrière de potentiel varient proportionnellement à la température. Néanmoins, les valeurs des facteurs d'idéalité diminuent avec l'augmentation de la température. La résistance série présente une valeur plus élevée pour les faibles températures puisqu'elle diminue avec l'augmentation de la température. Ce phénomène s'explique par l'effet de l'activation thermique des porteurs.

Pour analyser la barrière inhomogène de cette structure Au/Ni/GaN, nous avons tracé la courbe de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction q/kT dans la gamme (120 K-400 K). Nous avons extrait deux paramètres, la constante de Richardson égale à $A^* = 1.07 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ et l'énergie d'activation égale à 0.1 eV. Ces deux valeurs sont remarquablement très faibles par rapport à la valeur théorique trouvée dans la littérature.

En utilisant autre courbe modifiée de Richardson, $\ln(I_s/T^2) - (q^2\sigma_s^2/2k^2T^2)$ pour déterminer les valeurs de la constante de Richardson et la hauteur de barrière de structure Au/Ni/GaN, nous avons obtenu de meilleurs résultats, proches des valeurs théoriques.

ANNEXE1

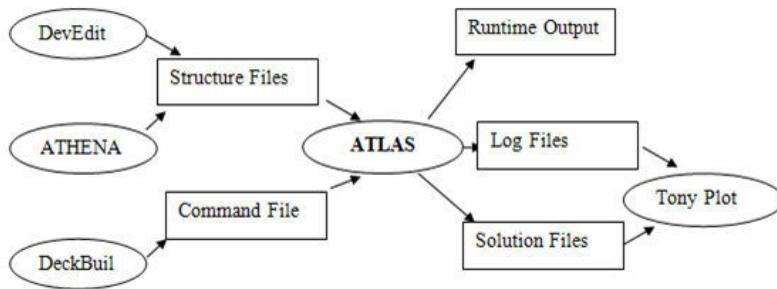


FIGURE 4.9 – *L'environnement ATLAS*

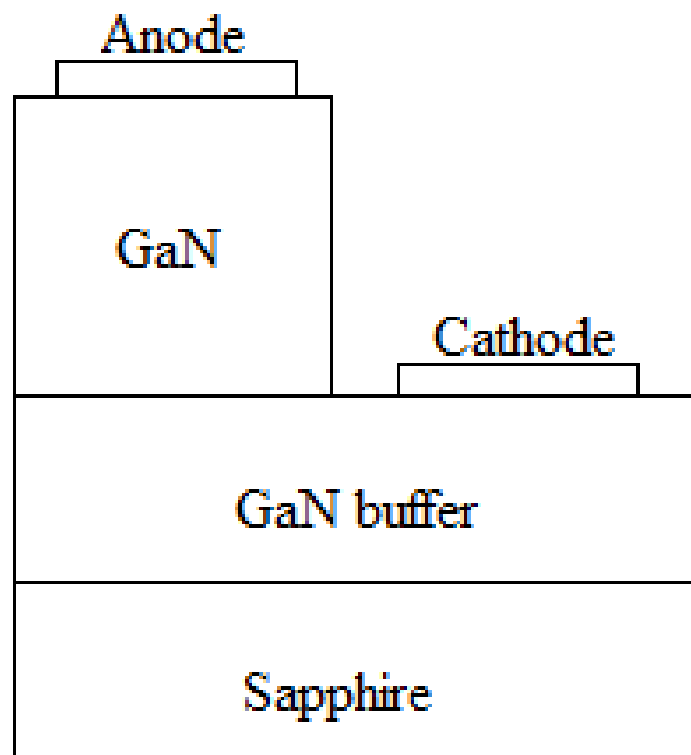


FIGURE 4.10 – La structure de la diode simulée.

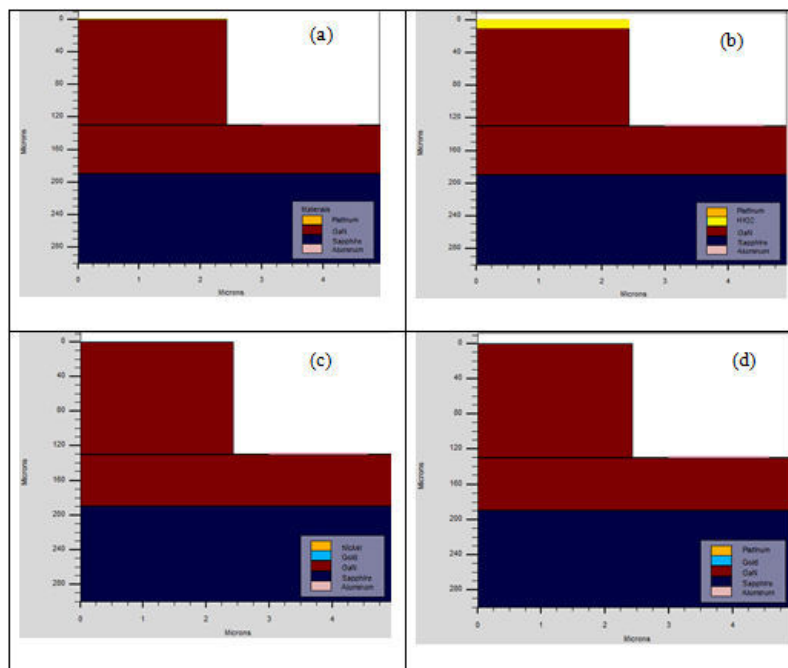


FIGURE 4.11 – La structure de la diode simulée par silvaco.

Résumé

Durant cette dernière décennie, Les nitrures d'éléments III tels que le GaN, l'InN, l'AlN et BN, sont entrain de connaitre un essor considérable. L'intérêt croissant pour la construction des dispositifs électroniques à Semi-conducteur pour les applications dans les domaines de la micro, de la nano et de l'optoélectronique. Ce travail se rapporte sur l'étude des structures diode Schottky à base de nitrures de galium, le structure Au/Ni/GaN simulées par Atlas-Silvaco-Tcad , pour déterminer des paramètres électriques en utilisant les différentes méthodes (V-I , Cheung ,Norde, Bohlin) calculées pour différentes températures comprises entre 120K et 400K.

Mots clés : Semi-conducteurs ; GaN ; diodes Schottky ; V-I, SILVACO

Abstract

During the last decade, the nitrides of elements III such as GaN, InN, AlN and BN, are experiencing a considerable boom. The growing interest in the construction of semiconductor electronic devices for applications in the fields of micro, nano and optoelectronics. This work relates to the study of Schottky diode structure based on gallium nitrides, the Au/Ni/GaN structure simulated by Atlas-Silvaco-Tcad, to determine electrical parameters using the different methods (VI, Cheung, Norde, Bohlin) calculated for different temperatures between 120K and 400K.

Keywords : semiconductors ; GaN ; Schottky diode ; VI, SILVACO .