

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Mohamed Khider – Biskra
Faculté des Sciences et de la technologie
Département : Génie Electrique.
Ref :.....



جامعة محمد خيضر بسكرة
كلية العلوم و التكنولوجيا
قسم: الهندسة الكهربائية
المرجع:.....

Thèse présentée en vue de l'obtention
du diplôme de

Doctorat en sciences en Electronique

Intitulé

**Etude et simulation des cellules solaires
multi-jonctions à base
de matériaux semi-conducteurs III-V.**

Sous la direction du :
Pr DEHIMI Lakhdar

Présentée par :
Yacine MAROUF

Soutenue publiquement le: 29/09/2019.

Devant le jury composé de :

Président	Afak MEFTAH	Professeur	Université de Biskra
Rapporteur	Lakhdar DEHIMI	Professeur	Université de Batna1
Examineur	Lakhdar NACERDINE	M.C.A	Université d'El Oued
Examineur	Khaled BEKHOUCHE	M.C.A	Université de Biskra

Table des matières

Table des matières

Résumé	VI
Summary	VI
ملخص.....	VII
Remerciements	VIII
Liste des figures	X
Liste des tableaux	XV
Liste des symboles	XVI
Introduction générale	1
Chapitre I : Bases du photovoltaïque	4
I.1 Introduction.....	5
I.2 Le rayonnement solaire.....	5
I.3 Spectre solaire et air masse	6
I.4 Les semi-conducteurs	7
I.4.1 Fonction de Fermi-Dirac	9
I.4.2 Gap direct et indirect	10
I.4.3 Les différents types de semi-conducteurs.....	11
I.4.3.1 Les semi-conducteurs intrinsèques	11
I.4.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques.....	12
a) Les semi-conducteurs extrinsèques dopés N.....	12
b) Les semi-conducteurs extrinsèques dopés P	13
I.4.3.3 Semi-conducteur dégénéré.....	14
I.4.4 La jonction PN.....	14
I.4.5 Polarisation de la jonction PN	17
I.4.5.1 Polarisation en sens direct.....	17
I.4.5.2 Polarisation en sens inverse	18
I.5 La Jonction Tunnel	19
I.5.1 Caractéristique J-V	19
I.5.2 Mécanisme d'effet tunnel 20I.5.2.1 Jonction tunnel à l'équilibre thermodynamique : $V_{app} = 0$	20
I.5.2.2 Jonction tunnel en polarisation inverse : $V_{app} < 0$	21
I.5.2.3 Jonction tunnel en "régime tunnel" : $0 < V_{app} < V_v$	21
I.5.2.4 Jonction tunnel en "régime jonction PN" : $V_{app} > V_v$	22
I.6 Cellules solaires photovoltaïques	23
I.6.1 Effet photovoltaïque	23

I.6.2	Structure et principe de fonctionnement d'une cellule Photovoltaïque.....	23
I.6.3	Caractéristiques (I-V) et paramètres d'une cellule photovoltaïque.....	24
I.6.3.1	Caractéristique (I-V) dans le cas idéal.....	25
I.6.3.2	Caractéristique (I-V) dans le cas réel.....	26
I.6.3.3	Les grandeurs caractéristiques d'une cellule photovoltaïque.....	28
a)	Le courant de court circuit, I_{cc}	28
b)	La tension en circuit ouvert, V_{co}	29
c)	Le point du fonctionnement $P_m V_m$, I_m	29
d)	Le facteur de forme, FF.....	29
e)	Le rendement de conversion, η	29
f)	Réponse spectrale d'une cellule solaire.....	30
g)	Rendement quantique externe EQE.....	30
h)	Rendement quantique interne IQE.....	31
I.6.4	Groupement des cellules solaires.....	31
I.6.4.1	Groupement en série.....	31
I.6.4.2	Groupement en parallèle.....	32
I.6.4.3	Groupement mixte.....	32
I.6.5	Architecture d'une cellule photovoltaïque.....	33
I.6.5.1	Contacts face avant et arrière.....	34
I.6.5.2	Couche anti-reflet (CAR).....	34
I.6.5.3	Texturation de surface.....	35
I.6.5.4	Champ électrique dans la face arrière BSF.....	36
I.6.6	Les filières des cellules photovoltaïques.....	36
I.6.7	Les cellules solaires à multi-jonctions (MJSCs).....	38
I.6.7.1	Les défis de la fabrication et de la conception des MJSCs.....	40
I.6.7.2	Les alliages $In_xGa_{1-x}N$ en tant que matériaux photovoltaïques.....	41
I.7	Conclusion.....	42
Chapitre II : Le Nitrure de gallium Indium.....		43
II.1	Introduction.....	44
II.2	Les semi-conducteurs III-V.....	44
II.3	Les composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V.....	45
II.3.1	Les composés binaires.....	45
II.3.2	Les composés ternaires et quaternaires.....	46
II.4	L'intérêt des nitrures d'éléments III en optoélectronique.....	47
II.5	Description du nitrure d'Indium-Gallium.....	47
II.6	Les propriétés structurales.....	48

II.6.1 Structure cristalline	48
II.6.2 Polarisation interne et piézoélectricité	50
II.6.2.1 Polarisation interne	50
II.6.2.2 Polarisation piézoélectrique.....	50
II.7 Propriétés électriques.....	51
II.7.1 Gap d'énergie interdite.....	51
II.7.1.1 Evolution du gap d'énergie dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	52
II.7.1.2 Evolution du gap d'énergie interdite en fonction de la température	53
II.7.2 Densités d'états dans les bandes de conduction et de valence	54
II.7.3 Caractère intrinsèque de type N dans les nitrures	55
II.7.4 Mobilité des porteurs dans les nitrures.....	57
II.7.5 Longueur de diffusion	58
II.7.6 Génération-recombinaison	59
II.7.6.1 recombinaison radiatives	60
II.7.6.2 Recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH).....	61
II.7.6.3 Recombinaisons Auger.....	62
II.8 Propriétés optiques	62
II.8.1 Indice de réfraction	63
II.8.2 Coefficient de réflexion et de transmission.....	64
II.8.3 Permittivité relative	65
II.8.4 Coefficients d'atténuation et d'absorption	66
II.9 Cellules solaires à base d'InGaN.....	67
II.9.1 Cellules solaires mono-jonction	67
II.9.2 Cellules solaires multi-jonctions	72
II.10 Conclusion	78
Chapitre III : Logiciel de simulation et modèles physiques	79
III.1 Introduction	80
III.2 Logiciel de simulation SILVACO	80
III.2.1 Outils de cœur	81
III.2.2 Outils interactifs.....	81
III.2.3 L'outil de simulation Atlas	81
III.2.4 Le mode de fonctionnement.....	82
III.2.5 L'ordre de commande d'Atlas	83

III.2.5.1 Définition de la structure	83
III.2.5.2 Spécification des modèles et des matériaux	83
III.2.5.3 Sélection de la méthode numérique	84
III.2.5.4 Spécification des solutions	84
III.2.5.5 Analyses des résultats.....	84
III.3 Equations fondamentales dans les semi-conducteurs	84
III.3.1 Equation de Poisson.....	85
III.3.2 Equations de continuité.....	85
III.3.3 Equations de transport	86
III.3.3.1 Courant de dérive (drift).....	86
III.3.3.2 Courant de diffusion.....	87
III.4 Modèles physiques utilisés.....	88
III.4.1 Le modèle de mobilité	88
III.4.2 Génération optique.....	89
III.4.3 Modèles de recombinaisons.....	90
III.4.3.1 Recombinaisons SRH.....	90
III.4.3.2 Recombinaisons Auger et radiatives	91
III.4.4 Modèles optiques	91
III.4.4.1 Le Coefficient d'absorption	91
III.4.4.2 L'indice de réfraction	93
III.4.5 Modèle de tunnel	93
III.5 Conclusion.....	95
Chapitre IV : Résultats et discussions.....	96
IV.1 Introduction.....	97
IV.2 Paramètres des matériaux	97
IV.3 Résultats de simulations et discussions	98
IV.3.1 Cellule solaire PN mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	98
IV.3.1.1 Description de la structure	98
IV.3.1.2 Performance de la cellule solaire mono-jonction.....	99
a) Effet de la composition en Indium x	99
b) Effet de l'émetteur.....	100
c) Effet de la base	102
d) Effet de la couche BSF.....	103
e) Effet de la couche Window	105
IV.3.1.3 Caractéristiques J-V et P-V.....	107
IV.3.2 Cellules solaires multi-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	109

IV.3.2.1 Cellule solaire double jonctions $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$	111
a) Description de la structure	111
b) Diagramme de bande d'énergies et champs électrique	112
c) Effet de la concentration du dopage sur l'accord en courant	113
d) Effet de l'épaisseur de la base sur l'accord en courant	115
e) Rendements quantiques externes (EQE)	117
f) Caractéristiques J – V et P – V	117
IV.3.2.2 Cellule solaire triple jonction $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$	119
a) Description de la structure	119
b) Diagramme de bande d'énergies et champs électriques	120
c) Effet de la concentration du dopage sur l'accord en courant	121
d) Effet de l'épaisseur de la base sur l'accord en courant	122
e) Rendements quantiques externes (EQE)	124
f) Caractéristiques J – V et P – V	125
IV.4 Conclusion	128
Conclusion générale	129
Bibliographie	133

Résumé

Les nitrures d'éléments III (Ga,B,In,Al)N et leurs alliages ternaires et quaternaires sont devenus au cours des dernières années des semi-conducteurs phare de l'optoélectronique. En particulier, le nitrure d'indium et gallium qui présente un grand intérêt pour le domaine du photovoltaïque depuis une dizaine d'années puisque cet alliage possède un gap d'énergie modulable qui balaye le spectre visible en entier, du proche infrarouge (gap de l'InN = 0,7 eV) à l'ultraviolet (gap du GaN = 3,4 eV) et se pose donc comme un très bon candidat pour la réalisation de cellules photovoltaïques à très haut rendement, notamment les multi-jonction.

Dans ce contexte, ce travail est axé sur l'utilisation de l'alliage InGaN pour la modélisation des cellules solaires mono, double et triple jonction et la détermination de leurs performances électriques en prenant en compte les paramètres qui impactent ces dernières. Ces cellules sont donc soumises à de nombreuses simulations numériques à deux dimensions sous illuminations avec le spectre AM1.5G du standard ASTM G173 en utilisant le logiciel SILVACO/ATLAS qui permet de prédire le comportement électrique des dispositifs électroniques afin d'obtenir les meilleures performances. La condition d'adaptation du courant a été également étudiée et c'est ainsi que plusieurs paramètres physico-géométriques ont été retenus tels que: le dopage et le dimensionnement des différentes couches de nos structures de cellules solaires.

Mots clés : InGaN, cellules solaires, mono-jonction, double jonction, triple jonction, Atlas/Silvaco, accord en courant.

Summary

The nitrides of elements III (Ga, B, In, Al) N and their ternary and quaternary alloys have become in recent years semiconductors flagship of optoelectronics. In particular, indium and gallium nitride, which has been of great interest for the photovoltaic field for about ten years, since this alloy has a modularly energy gap that sweeps the entire visible spectrum, from the near infrared (gap of the InN = 0,7 eV) to the ultraviolet (gap of the GaN = 3,4 eV) and arises thus like a very good candidate for the realization of photovoltaic cells with very high efficiency, in particular the multi-junction.

In this context, this work focuses on using the InGaN alloy for modeling single, double and triple junction solar cells and determining their electrical performance by taking into account the parameters

that impact the latter. These cells are therefore subjected to numerous numerical simulations in two dimensions under illumination with the AM1.5G spectrum of the standard ASTM G173 by using the software SILVACO / ATLAS which predicts the electrical behavior of the electronic devices in order to obtain best performance. The current matching condition has been, also studied and thus several physico-geometric parameters have been retained such as: the doping and the dimensioning of the different layers of our solar cell structures

Keywords : InGaN, solar cells, multi junction, tunnel junction, Atlas / Silvaco, current matching, Numerical simulation.

ملخص

أصبحت نيترات العناصر (Ga, B, In, Al) N III وسبائكها الثلاثية والرابعة أشباه موصلات رئيسية في الإلكترونيات الضوئية في السنوات الأخيرة. على وجه الخصوص ، نيترات الأنديوم والغالسيوم ، الذي يتسم بأهمية بالغة في ميدان التطبيقات الإلكترونية الضوئية وهذا منذ عشر سنوات تقريباً ، لأن هذه السبائك بها فجوة طاقة قابلة للتعديل تسمح بمسح الطيف المرئي بأكمله، من الأشعة تحت الحمراء القريبة (بفجوة طاقة 0,7 eV بالنسبة لـ InN) إلى الأشعة فوق البنفسجية (بفجوة طاقة 3,4 eV بالنسبة لـ GaN) وبالتالي فقد فرض نفسه كمرشح جيد لصناعة خلايا شمسية ذات مردود عالي للغاية ، ولا سيما عند استخدامه في الخلايا المتعددة الوصلات.

في هذا السياق ، يركز هذا العمل على استخدام سبيكة InGaN لنمذجة الخلايا الشمسية أحادية ، ثنائية وثلاثية الوصلات وتحديد أدائها الكهربائي من خلال مراعاة ال عوامل التي تؤثر عليها. لذلك قمنا بالعديد من عمليات المحاكاة العددية ذات بعدين تحت إضاءة بواسطة الطيف AM1.5G من النظام ASTM G173 باستخدام برنامج SILVACO / ATLAS الذي يسمح بالتنبؤ بالسلوك الكهربائي للعناصر الإلكترونية وهذا بغرض الحصول على كفاءة أداء عالية . كما قمنا أيضاً بدراسة تكييف التيار بين مختلف طبقات الخلية متعددة الوصلات ، و عليه تم تحديد العديد من ال خصائص الفيزيائية والهندسية مثل: تركيز التهجين وأبعاد الطبقات المختلفة للخلايا الشمسية المدروسة.

الكلمات المفتاحية: الخلايا الشمسية ، الوصلات المتعددة ، وصلة النفق ، أطلس/سيلفاكو، تكييف التيار ، المحاكاة العددية.

Remerciements

Remerciements

Louange à Dieu le tout puissant qui m'a donné la foi, la santé, le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Il me paraît difficile de remercier en seulement quelques lignes et comme je le voudrais toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Je voudrais en premier lieu, rendre hommage à l'âme de mes parents, et de mes oncles Tahar, A/Rahmane et Mohamed, je pris Dieu tout-puissant de les bénir tous, de leurs accorder sa miséricorde et un repos éternel dans ses vastes paradis.

Mes premiers remerciements vont tout naturellement et comme il se doit à mon directeur de thèse: DEHIMI Lakhdar professeur à l'université HADJ Lakhdar-Batna1, qui m'a accordé sa confiance pour ce travail de doctorat. Il a su me laisser mon autonomie pour que je cherche les solutions par moi-même et me reconcentrer sur les choses importantes quand je m'éloignais. Je lui exprime toute ma gratitude et ma reconnaissance profonde d'avoir été très disponible tout au long de la réalisation de ce travail, pour le temps qu'il a bien voulu me consacrer, pour sa patience et les nombreux conseils qu'il m'a prodigués. Sans lui cette thèse n'aurait jamais vu le jour.

Je voudrais également remercier monsieur le directeur Achour SAADOUNE pour m'avoir accueillie dans son équipe au sein du laboratoire des matériaux métalliques et semi-conducteurs (LMSM) de l'université Mohamed KHIDER de BISKRA et des meilleures conditions qu'il nous a réservé pour accomplir ce travail..

Il m'est agréable d'exprimer mon respect et mes sincères remerciements à madame Afak MEFTAH professeur à l'université Mohamed Khider de Biskra qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Je souhaite exprimer mes vifs remerciements aux honorables membres du jury, messieurs : Lakhdar NACERDINE M.C.A à l'université HAMMA Lakhdar d'El Oued et Khaled BEKHOUCHE M.C.A à l'université Mohamed Khider de Biskra qui ont examiné

mon travail. Je les remercie pour le temps et l'attention qu'ils ont consacré à la lecture de mon manuscrit et pour les nombreuses améliorations qu'ils ont apporté.

Je souhaite adresser également mes remerciements à messieurs F. BOUZID de l'unité de Sétif pour le Développement des Couches minces et ses Applications (Centre de Recherche dans les Technologie Industrielles de Cheraga), F.G. Della Corte et F. Pezzimzenti de l'Université of Reggio Calabria, Italie pour le temps qu'ils ont consacré à la relecture de mes articles, pour les nombreuses améliorations qu'ils ont du apportés et pour leurs contributions si précieuses à la publication de mes articles.

D'autre part, je tiens à remercier messieurs: A. DHIB professeur et doyen de la faculté des sciences et sciences appliquées, J. SAKRI, A. ALIBI, H. GHDIRI chefs des départements de génie électrique et science et technologie, L. REMACHE, S. MOUATSI, Mme BENKARA et Mme BATAT enseignants à l'université Laârbi BEN M'HIDI d'Oum el bouaghi avec qui j'ai enseigné durant ces cinq années, je les remercié pour leurs confiances, leurs soutiens et leurs encouragements.

Evidemment, je ne peux clore ces lignes sans une pensée pour mes proches, ma famille et mes amis. Une attention toute particulière va à ma femme et mes trois enfants, qui représentent le support de ma vie , ma femme qui a été toujours patiente avec moi et m'a toujours soutenue et sans elle l'aboutissement de ce travail n'aurait pas été possible. Je remercie également mes collègues de la direction du commerce d'Oum El Bouaghi, pour leurs soutiens et leurs encouragements.

Et pour finir, J'adresse mes remerciements à tous les gens que je n'ai pas cité, tout le monde sans exception, à l'université ou ailleurs, surtout la famille: mes frères et sœurs, ma belle mère, mon beau père, mes belles sœurs et mes beaux frères, ainsi qu'à leurs fils et filles. A tout le monde qui m'a aidé, par un sourire, par un encouragement, par une information, à tout le monde qui avait confiance en moi et ceci m'a donné de l'énergie pour m'assumer et aboutir.

Liste des figures

Figure I.1 Spectre électromagnétique [4].	6
Figure I.2 Spectres solaires AM0 (standard ASTM E490) pour les applications spatiales et AM1.5G, AM1.5D (standard ASTM G173) pour les applications terrestres [6,7].	7
Figure I.3 Représentation des bandes d'énergie pour les trois groupes de matériaux:	8
Figure I.4 La Fonction de Fermi-Dirac [9].	9
Figure I.5 Diagramme de bandes $E(k)$ du Silicium Si qui présente un gap direct et de l'Arséniure de Gallium GaAs [10].	10
Figure I.6 Phénomènes de génération/ recombinaison a) Création d'une paire électron trou b) Disparition d'une paire électron-trou [11].	11
Figure I.7 Diagramme faisant apparaître la densité des électrons n et des trous p .	12
Figure I.8 a) Electron libre dans un semi-conducteur de type N, ion positif de l'atome donneur b) Trou mobile dans un semi conducteur de type P, ion négatif de l'atome accepteur [11].	13
Figure I.9 Distribution des porteurs de charge	14
Figure I. 10 Structure schématique d'une jonction PN	15
Figure I. 11 Jonction PN à l'équilibre [12].	16
Figure I. 12 a) Densité de charge, b) Champs électrique c) potentiel interne en fonction de la position x pour une jonction PN [14].	17
Figure I. 13 a) Polarisation directe. b) Polarisation inverse. [12].	18
Figure I. 14 Diagramme de bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique. V_p et V_n Sont les dégénérescences dans les zones p et n , respectivement.	19
Figure I.15 caractéristique $J-V$ d'une diode tunnel typique . [17].	20
Figure I.16 a) Diagramme de bande à l'équilibre thermodynamique (300K) de la JT GaAs .b) Sa caractéristique $J-V$ [17].	21
Figure I.17 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en polarité inverse $V_{app} = -0.05$ V. b) Point de fonctionnement correspondant à $V < 0$ sur la caractéristique $J-V$ [17].	21
Figure I.18 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en régime tunnel à $V_{app} = 0.1$ V. b) Point de fonctionnement correspondant à $0 < V_{app} < V_{vallée}$ sur la caractéristique $J-V$ [17].	22
Figure I.19 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en régime "jonction PN". b) Point de fonctionnement correspondant à $V > V_v$ sur la caractéristique $J-V$ [17].	22
Figure I.20 Schéma de la structure et diagramme de bande d'une cellule photovoltaïque en silicium de type p [19].	24

Figure I.21 a) Caractéristique $I(V)$ d'une cellule solaire à l'obscurité et sous illumination [15]. b) Représentation conventionnelle des courbes $I(V)$ et $P(V)$ présentant le point de fonctionnement optimal $M_p (V_m, I_m)$ correspondant à une puissance maximale P_m	25
Figure I.22 Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale [23].	26
Figure I.23 Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque prenant en compte les différentes pertes basé sur le modèle à deux diodes [23].....	27
Figure I.24 Schéma équivalent d'une cellule solaire à une diode avec pertes et un coefficient d'idéalité [23].	27
Figure I.25 a) Association en série de n_s cellules solaires b) Caractéristique $I(V)$ [22].	32
Figure I.26 a) Association en parallèle de n_p cellules solaires b) Caractéristique $I(V)$	32
Figure I.27 a) Association mixte de n_p branches et de n_s modules composés de cellules solaires identiques. b) Caractéristique $I(V)$ [22].....	33
Figure I.28 Composition d'une cellule photovoltaïque [20].....	34
Figure I.29 Evolution des rendements des cellules solaires de laboratoires pour les différentes filières photovoltaïques.	37
Figure I.30 a) Architecture d'une MJSCs tandem en configuration 2 terminaux (connexion en série des sous-cellules). b) Exploitation correspondante du spectre solaire par chaque sous-cellule de la MJSC en prenant comme référence le spectre solaire AM1.5G.	39
Figure II.1 Tableau périodique partiel [33].	45
Figure II.2 Bande interdite de divers composés semi-conducteurs en fonction de leur paramètre de maille [39].	47
Figure II.3 Couverture spectrale de l'alliage InGaN [40].	48
Figure II.4 Structure cristalline du GaN a) Structure Hexagonale (wurtzite) b) Structure cubique (zinc-blende).....	49
Figure II.5 a) Diagramme de la bande du GaN. b) Diagramme de bande de l'InN. [49]. ...	52
Figure II.6 Evolution du gap d'énergie interdite de l' $In_{1-x}Ga_xN$ en fonction de la concentration du Ga.....	53
Figure II.7 a) Evolution du gap d'énergie de GaN en fonction de la température[56]. b) Evolution du gap d'énergie pour InN en fonction de la température [57].....	54
Figure II.8 Densité d'électrons et mobilité dans InN en fonction de l'épaisseur de la couche. Les symboles pleins correspondent à des couches d'InN déposées sur une couche de GaN tampon. Les symboles vides, identifient les couches déposées sur une couche tampon d'AIN [61].	56
Figure II.9 Concentration d'électrons en fonction de la température dans $In_{1-x}Ga_xN$ avec différentes concentrations d'indium [60].	57
Figure II.10 Mobilité des porteurs libres dans $In_{1-x}Ga_xN$ en fonction de la température [60].	58
Figure II.11 Longueur de diffusion des trous dans GaN en fonction de la concentration d'électrons [67].	59

Figure II.12 Mécanisme de recombinaison radiative [68].	60
Figure II.13 Mécanisme de recombinaison Schokley-Read-Hall (SRH) [68].	61
Figure II.14 Mécanisme de recombinaison Auger [68].	62
Figure II.15 Indice de réfraction du GaN entre 0.35 et 10 μm [71].	63
Figure II.16 Estimation de la variation de l'indice de réfraction dans l'InGaN, le GaAlN et l'InAlN [65].	64
Figure II.17 Schéma des chemins optiques au niveau d'un dioptre plan. Le rayon incident arrive sur le dioptre avec un angle θ_1 par rapport à la normale. Une partie du rayon est réfléchié avec le même angle, appelé θ_1' , l'autre partie du rayon est transmise avec un angle θ_2 par rapport à la normale. Dans cet exemple, on a pris $n_1 < n_2$, donc $\theta_1 > \theta_2$.	65
Figure II.18 a) Courbe de transmission (noire) et de réflexion (rouge) du GaN b) Courbe d'absorption du GaN [31].	67
Figure II.19 a) Structure de la cellule en InGaN b) Caractéristique $J - V$ de la cellule solaire $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ avec son rendement optimal calculé.	68
Figure II.20 Structures: mono-jonction a) double jonction b) Triple jonction c) Rendement η , densité du courant de court-circuit J_{sc} , tension en circuit ouvert V_{co} et le facteur de forme FF des cellules solaires en InGaN. Carré: mono-jonction, cercle: double jonction, triangle: triple jonction d).	69
Figure II.21 a) Structure de la cellule solaire $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{N}$ b) Caractéristique J-V de la cellule solaire optimale $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{N}$.	70
Figure II.22 a) Structure de l' $\text{In}_{0.64}\text{Ga}_{0.36}\text{N}$ b) Caractéristiques densité de courant-tension des trois cellules mono ($\text{In}_{0.64}\text{Ga}_{0.36}\text{N}$), double ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.43}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$) et triple ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.43}\text{N} / \text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$).	70
Figure II.23 a) Structure de la cellule solaire mono-jonction $\text{In}_{0.622}\text{Ga}_{0.378}\text{N}$ b) Caractéristiques $J(V)$ et $P(V)$ pour la configuration optimale de cellule solaire $\text{In}_{0.622}\text{Ga}_{0.378}\text{N}$.	71
Figure II.24 Cellule solaire PN à base d'InGaN.	72
Figure II.25 Représentation schématique de la cellule à deux jonctions en InGaN.	73
Figure II.26 Caractéristiques $I(V)$ simulées a) Pour une structure à double jonction b) Pour une structure à double jonction	73
Figure II.27 Structure tandem a) double jonction $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ reliées par une jonction tunnel ($\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$) b) Triple jonction $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N} / \text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ séparées, respectivement, par deux jonctions tunnel ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N} / \text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N}$) et ($\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N} / \text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$)	74
Figure II.28 a) structure double jonction $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{N} / \text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ b) Caractéristiques $J(V)$ et $P(V)$ de la structure $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{N} / \text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ optimisée.	74
Figure II.29 a) Cellule solaire double jonction à base d'InGaN. x_1, x_2 et x_3 Représentent respectivement les compositions d'Indium de la sous cellule 1, la sous cellule 2 et de la jonction tunnel. b) Caractéristique courant-tension et puissance tension de la cellule double-jonction obtenus avec les paramètres optimaux.	75

Figure III.1 Différents outils de Silvaco TCAD.	81
Figure III.2 Fichiers d'entrée et de sortie d'Atlas [83].....	82
Figure III.3 Ordre des commandes dans un programme Atlas [83].....	83
Figure III.4 Coefficient d'absorption de l'InGaN en fonction de λ pour différentes valeurs de x	92
Figure IV.1 Structure de la cellule solaire mono-jonction PN à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	98
Figure IV.2 Rendement de conversion de la cellule solaire PN mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la composition en Indium x	99
Figure IV.3 Densité de courant de court-circuit J_{sc} , tension de circuit ouvert V_{oc} et rendement de conversion en fonction de la concentration de l'accepteur N_a avec différentes épaisseurs d'émetteur d_E	100
Figure IV.4 Rendement quantique externe (EQE) de la cellule solaire BSJ $\text{In}_{0,56}\text{Ga}_{0,44}\text{N}$ BSJ avec différentes épaisseurs d'émetteur d_E	101
Figure IV.5 Le rendement de conversion η en fonction de l'épaisseur de la base d_B avec différentes concentrations du dopage N_d	103
Figure IV.6 Le rendement η en fonction de l'épaisseur d_{BSF} et de la concentration du dopage N_{BSF} de la couche BSF.....	104
Figure IV.7 Champ électrique développé dans la jonction n-n +.	104
Figure IV.8 Densité de courant de court-circuit J_{sc} et tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction du d_{BSF} avec différentes concentrations de dopage N_{BSF} pour $x_{BSF} = 0,56$	105
Figure IV.9 Le rendement η en fonction de l'épaisseur de la fenêtre d_{Win} et de la concentration de dopage N_{Win} avec diverses teneurs en indium x_{Win}	106
Figure IV.10 Densité de courant de court-circuit J_{sc} et la tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction de l'épaisseur de la fenêtre d_{Win} et de la concentration de dopage N_{Win} pour $x_{Win} = 30\%$	106
Figure IV.11 Rendement quantique externe (EQE) avec diverses teneurs en indium x_{Win} de la couche de fenêtre.....	107
Figure IV.12 Champ électrique développé à travers la jonction p^+-p	107
Figure IV.13 La caractéristique J-V de la cellule optimisée.....	108
Figure IV.14 La courbe de densité de puissance de la cellule optimisée.	108
Figure IV.15 Densité de courant de court-circuit J_{sc} , tension de circuit ouvert V_{oc} et le rendement de conversion η des quatre cellules mono-jonction. Un rapport de concentration de dopage $N_a / N_d = 103$ a été imposé pendant les simulations et $d_B = 1 \mu\text{m}$	110
Figure IV.16 Rendement de conversion des quatre cellules mono-jonction en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la concentration de dopage du donneur. $N_a / N_d = 10^3$ et $d_E = 0,01 \mu\text{m}$	111
Figure IV.17 Structure à double jonctions $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{N}/\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$	112
Figure IV.18 a) Diagramme de bandes d'énergies. b) Profil du champ électrique.....	113

Figure IV.19	La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule supérieure Na_{Top} pour différentes valeurs de Na_{Bot} de la sous-cellule inférieure.....	114
Figure IV.20	La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule inférieure Na_{Bot} pour différentes valeurs de Na_{Top} de la sous-cellule supérieure.....	115
Figure IV.21	La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule supérieure d_B^{Top} pour différentes valeurs de d_B^{Bot} de la sous-cellule inférieure.....	116
Figure IV.22	Rendement quantique externe des sous cellules (supérieure, inférieure) et de la cellule double jonction.	117
Figure IV.23	Caractéristiques a) $J - V$ et b) $P - V$	118
Figure IV.24	Structure à triple jonction $In_{0.39}Ga_{0.61}N / In_{0.57}Ga_{0.43}N / In_{0.74}Ga_{0.26}N$	119
Figure IV.25	a) Diagramme de bandes d'énergies. b) Profil du champ électrique.	120
Figure IV.26	La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule supérieure N_a^{Top} pour différentes valeurs de N_a^{Mid} de la sous-cellule du milieu.....	121
Figure IV.27	La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule du milieu N_a^{Mid} pour différentes valeurs de N_a^{Top} de la sous-cellule supérieure.....	122
Figure IV.28	La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule supérieure d_B^{Top} pour différentes valeurs de d_B^{Mid} de la sous-cellule du milieu.....	123
Figure IV.29	La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule du milieu d_B^{Mid} pour différentes valeurs de d_B^{Top} de la sous-cellule supérieure.....	124
Figure IV.30	Rendement quantique externe des sous cellules (supérieure, médiane et inférieure) et de la cellule triple jonction.....	125
Figure IV.31	Caractéristiques a) $J - V$ et b) $P - V$	126

Liste des tableaux

Tableau II.1	<i>Paramètres des principaux composés binaires III-V [35].</i>	46
Tableau II.2	<i>Paramètres structuraux a, c et u pour le GaN et l'InN [43,44].</i>	50
Tableau II.3	<i>Les valeurs de la polarisation spontanée du GaN et InN [45].</i>	50
Tableau II.4	<i>Constantes piézoélectriques pour le GaN et l'InN [47][48].</i>	51
Tableau II.5	<i>Paramètres de Varshni et gap d'énergie à 0 K et 300 K du GaN et de l'InN.</i>	54
Tableau II.6	<i>Résumé des propriétés électriques du GaN et de l'InN à 300 K.</i>	59
Tableau II.7	<i>Ensembles des paramètres optimaux de la cellule solaire double-jonction à base d'InGaN. dp et dn représentent respectivement les épaisseurs de la couche P et N. Na et Nd sont respectivement les dopages de la couche P et N. x représente la composition d'indium</i>	75
Tableau II.8	<i>Performances de la cellule solaire double-jonction à base d'InGaN.</i>	76
Tableau II.9	<i>Etat de l'art de Cellule solaire mono-jonction.</i>	76
Tableau II.10	<i>Etat de l'art de Cellule solaire multi-jonction.</i>	77
Tableau III.1	<i>Paramètres de mobilité des porteurs pour le GaN et l'InN.</i>	89
Tableau III.2	<i>Paramètres utilisés pour calculer le coefficient d'absorption $In_xGa_{1-x}N$.</i>	92
Tableau IV.1	<i>Paramètres des matériaux InN, GaN, $In_xGa_{1-x}N$.</i>	98
Tableau IV.2	<i>Paramètres photovoltaïques de la structure mono-jonction $In_{0,56}Ga_{0,44}N$.</i>	108
Tableau IV.3	<i>Résultats de simulation des quatre sous-cellules solaires $In_{0,39}Ga_{0,61}N$, $In_{0,48}Ga_{0,52}N$, $In_{0,57}Ga_{0,43}N$ et $In_{0,74}Ga_{0,26}N$.</i>	111
Tableau IV.4	<i>Paramètres photovoltaïques des différentes structures.</i>	118
Tableau IV.5	<i>Paramètres photovoltaïques des différentes structures.</i>	126
Tableau IV.6	<i>Résultats de simulation des différentes cellules mono-jonction, double jonction, triple jonction.</i>	129

Liste des symboles

Symbole		Valeur	Unité
E	Energie		eV
h	Constante de Planck	6.62×10^{-34}	$J.s$
V	vitesse de la lumière dans le matériau		$m.s^{-1}$
C	Vitesse de la lumière dans le vide	299 792 458	$m.s^{-1}$
λ	Longueur d'onde d'un photon		nm
AM	Masse d'air (Air Mass)	0, 1, 1.5, 2	
$ASTM$	American Society for Testing and Materials		
ρ	Résistivité d'un matériau		$\Omega.m$
σ	Conductivité d'un matériau		$S.m$
E_C	Energie du bas de la bande de conduction (BC)		eV
E_V	Energie du haut de la bande de valence (BV)		eV
\hbar	Constante de Planck réduite	$h/2\pi$	$J.s$
m_c	Masse effective de densité d'états dans la BC		kg
m_v	Masse effective de densité d'états dans la BV		kg
N_c	Densité d'états dans la bande de conduction (BC)		cm^{-3}
N_v	Densité d'états dans la bande de valence (BV)		cm^{-3}
$f(E)$	Probabilité d'occupation d'un état énergétique E par un électron à une température T		
T	Température absolue		K
E_F	Niveau de Fermi		eV
k	Constante de Boltzmann	$1.38 \times 10^{-23} /$ 8.62×10^{-5}	$J.K^{-1} /$ $eV.K^{-1}$
n	Densité d'électrons		cm^{-3}
p	Densité des trous		cm^{-3}
N_C	Densité d'états équivalents dans la BC		cm^{-3}
N_V	Densité d'états équivalents dans la BV		cm^{-3}

$E(k)$	Structure de bandes d'énergie	
ΔE_n	Ecart entre E_C et E_F	eV
ΔE_p	Ecart entre E_F et E_V	eV
E_g	Band interdite (Energie de gap)	$E_g = E_C - E_V$ eV
n_i	Concentration intrinsèque	cm^{-3}
N_a	Concentration d'accepteurs	cm^{-3}
N_d	Concentration des donneurs	cm^{-3}
E_{Fn}	Quasi niveau de Fermi dans un semi-conducteur de type N	eV
E_{Fp}	Quasi niveau de Fermi dans un semi-conducteur de type P	eV
n_n	Densité d'électrons majoritaires dans un semi-conducteur de type N	cm^{-3}
p_n	Densité de trous minoritaires dans un semi-conducteur de type N	cm^{-3}
n_p	Densité d'électrons minoritaires dans un semi-conducteur de type P	cm^{-3}
p_p	Densité de trous majoritaires dans un semi-conducteur de type P	cm^{-3}
V_ϕ	Potentiel interne de la jonction PN	V
\vec{E}_0	Champ électrique interne	$V.cm^{-1}$
W_0	Région de déplétion ou zone de charge d'espace (ZCE) à l'équilibre thermodynamique	μm
W	Région de déplétion ou zone de charge d'espace (ZCE) hors thermodynamique	μm
e	Charge élémentaire d'un électron	1.6×10^{-19} C
U_T	Tension thermique	kT/e
I_{diff}	Courant de diffusion des porteurs majoritaires	
I_{inv}	Courant de saturation inverse (ou courant de fuite)	
I_0		
ρ	Densité de charges	$C.cm^{-3}$
ϵ	Permittivité du matériau	$F.cm^{-1}$
V_{direct}	Tension appliquée en polarisation directe	V
V_{inv}	Tension appliquée en polarisation inverse	V
\vec{E}_{direct}	Champ électrique directe	$V.cm^{-1}$
$\vec{E}_{inverse}$	Champ électrique inverse	$V.cm^{-1}$
$J - V$	Caractéristique courant-tension	
V_{app}	Tension appliquée	V
V_p	Tension pic d'une diode tunnel	V
V_v	Tension vallée d'une diode tunnel	V

J_p	Densité de courant de pic d'une diode tunnel	mA/cm^2
J_v	Densité de courant de vallée d'une diode tunnel	mA/cm^2
I_{obsc}	Courant d'obscurité d'une cellule solaire	A
I_{ph}	Photo-courant d'une cellule solaire	A
I_s	Courant de saturation	A
n_1, n_2 et n_{id}	n_1 et n_2 Facteur d'idéalité des diodes D_1 et D_2	1.1 – 1.5
R_s	Résistance série	Ω
R_p	Résistance en parallèle	Ω
I_{cc}	Courant de court circuit d'une cellule solaire	A
V_{co}	Tension en circuit ouvert	V
I_m	Courant correspondant à la puissance maximale de la cellule solaire	A
V_m	Tension correspondant à la puissance maximale de la cellule solaire	V
P_m	Puissance maximale de la cellule solaire	W/m^2
FF	Facteur de forme (Fill Factor)	%
η	Le rendement de conversion η	%
RS	Réponse spectrale de la cellule solaire	(A/W)
EQE	Rendement quantique externe	
IQE	Rendement quantique interne	
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion pour la longueur d'onde λ	
n_s	Nombre de cellule en série	
I_{scc}	Courant de court circuit de n_s cellules en série	
V_{sco}	Tension en circuit ouvert de n_s cellules en série	
n_p	Nombre de cellule en parallèle	
I_{pcc}	Courant de court circuit de n_p cellules en parallèle	
V_{pco}	Tension en circuit ouvert de n_p cellules en parallèle	
P_T	Puissance totale disponible d'un branchement mixte de n_p branches et de n_s modules	
R_{opt}	Résistance optimale du module	
CAR ou ARC	Couche anti reflet (Anti-Reflective Coating)	
BSF	Champ en face arrière (Back Surface Field)	
a	Paramètre de maille d'un cristal dans le plan	Å
c	Paramètre de maille d'un cristal selon l'axe c	Å
e_{33} et e_{31}	Coefficients piézoélectriques	$C.m^{-2}$
ϵ_1, ϵ_2	Déformation dans le plan	

ϵ_3	Déformation selon l'axe c		
P_{piezo}	Polarisation piézoélectrique		$C.m^{-2}$
P_{sp}	Polarisation interne (ou spontanée)		$C.m^{-2}$
u	Paramètre interne		Å
x	Composition en indium de l'alliage InGaN		
b	Paramètre de courbure	1.43	eV
E_g^{InGaN}	Gap d'énergie de l'InGaN		eV
E_g^{GaN}	Gap d'énergie du GaN		eV
E_g^{InN}	Gap d'énergie de InN		eV
α	Constante empirique		$eV.K^{-1}$
β	Constante associée à la température de Debye		K
L	Longueur de diffusion		µm
D	Coefficient de diffusion des porteurs		$cm^{-2}.s^{-1}$
μ	Mobilité des porteurs		$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$
m_e	Masse effective des électrons		
m_h	Masse effective des trous		
G	Taux de génération des porteurs		$cm^{-3}s^{-1}$
G_{th}	Taux de génération thermique		$cm^{-3}s^{-1}$
G_L	Taux de génération résultant de la lumière		$cm^{-3}s^{-1}$
R	Taux de recombinaison propre au matériau		$cm^{-3}s^{-1}$
R	Bilan entre les recombinaisons et les générations thermiques		$cm^{-3}s^{-1}$
R_{Rad}	Recombinaison radiative		$cm^{-3}s^{-1}$
R_{SRH}	Recombinaison Schocley-Read-Hall		$cm^{-3}s^{-1}$
R_{Auger}	Recombinaison Auger		$cm^{-3}s^{-1}$
E_R	Niveau d'énergie des centres de recombinaison dans le gap		eV
τ_{n0}, τ_{p0}	Durées de vie des porteurs minoritaires		s
n	Indice de réfraction		
R	Coefficient de réflexion		
T	Coefficient de transmission		
I_i	Intensité du rayonnement incident		
I_r	Intensité du rayonnement réfléchi		
I_t	Intensité du rayonnement transmis		
ϵ_r	Permittivité relative (constante diélectrique) d'un matériau		
ϵ_0	Permittivité du vide	8.85×10^{-12}	$F.m^{-1}$
χ	Susceptibilité du matériau		
\tilde{n}	Indice de réfraction complexe		
k	Coefficient d'atténuation, ou d'extinction		
α	Le coefficient d'absorption		
TCO	Transparent and conducting oxide		

d_p, d_n	Epaisseurs des couches P et N	μm
ψ	Potentiel électrostatique	
G_n et G_p	Taux de génération des électrons et des trous.	$cm^{-3}s^{-1}$
R_n et R_p	Taux de recombinaisons des électrons et des trous	$cm^{-3}s^{-1}$
J_n et J_p	Densités de courant d'électrons et de trous	$mA.cm^{-2}$
\vec{v}_n et \vec{v}_p	Vitesse des électrons et des trous	$cm.s^{-1}$
μ_n et μ_p	Mobilité des électrons et des trous	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$
$\vec{J}_{n.drift}$ et $\vec{J}_{p.drift}$	Densité de courant de dérive (drift) des électrons et des trous	$mA.cm^{-2}$
\vec{F}	Flux de particules	
$\vec{\nabla}C$	Gradient de concentration des particules	cm^{-3}
$\vec{J}_{n.diff}$ et $\vec{J}_{p.diff}$	Densité de courant de diffusion des électrons et des trous	$mA.cm^{-2}$
\vec{F}_n et \vec{F}_p	Flux des électrons et des trous	
D_n et D_p	Coefficient de diffusion des électrons et des trous	$cm^{-2}.s^{-1}$
∇n et ∇p	Gradient de concentration des électrons et de trous	cm^{-3}
$\alpha_{n,p} ; \beta_{n,p} ; \gamma_{n,p} ; \delta_{n,p}$	Coefficients d'ajustement du modèle de mobilité de Caughey et Thomas	
$N_{n,p}^{crit}$	Mobilité à mi-chemin entre μ_1 et μ_2	
E_{trap}	Différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau intrinsèque de Fermi	eV
τ_n et τ_p	Durées de vie des porteurs minoritaires.	s
C_{Augn} et C_{Augp}	Coefficients de recombinaison Auger	cm^6/s
C_{opt}	Coefficient de recombinaison radiative	cm^3/s
E_{ph}	Energie du photon	eV
ΔE	Petit incrément énergétique	eV
$T(E)$	Probabilité de l'effet tunnel	
$E_{fl}^{e,h}$	Quasi-Fermi pour les électrons et les trous	eV
$(P - V)$	Caractéristique densité de puissance-tension	
d_E	Epaisseur de l'émetteur	μm
d_B	Epaisseur de la base	μm
d_{BSF}	Epaisseur de la couche BSF	μm
N_{BSF}	Concentration du dopage de la couche BSF	cm^{-3}
x_{BSF}	Composition en Indium de la couche BSF	
d_{Win}	Epaisseur de la couche Window	μm

N_{Win}	Concentration du dopage de la couche Window	cm^{-3}
x_{Win}	Composition en Indium de la couche Window	
N_a^{Top}	Concentration du dopage de l'accepteur de la cellule supérieure	cm^{-3}
N_a^{Mid}	Concentration du dopage de l'accepteur de la cellule médiane	cm^{-3}
N_a^{Bot}	Concentration du dopage de l'accepteur de la cellule inférieure	cm^{-3}
d_B^{Top}	Epaisseur de la base de la cellule supérieure	μm
d_B^{Mid}	Epaisseur de la base de la cellule médiane	μm
d_B^{Bot}	Epaisseur de la base de la cellule inférieure	μm
J_{sc}^{Top}	Densité du courant de la cellule supérieure	$mA.cm^{-2}$
J_{sc}^{Mid}	Densité du courant de la cellule médiane	$mA.cm^{-2}$
d_B^{Bot}	Densité du courant de la cellule inférieure	$mA.cm^{-2}$
J_{sc}^{Single}	Densité du courant de la cellule mono jonction	$mA.cm^{-2}$
J_{sc}^{Dual}	Densité du courant de la cellule double jonction	$mA.cm^{-2}$
J_{sc}^{triple}	Densité du courant de la cellule triple jonction	$mA.cm^{-2}$

Introduction générale

L'agence internationale de l'énergie (AIE) prévoit l'augmentation de la demande en énergie primaire, qui passe de 13000 MTEP en 2011 à 17400 MTEP en 2035 pour satisfaire les besoins du monde en matière d'énergie. Une grande partie de cette énergie consommée dans la planète provient des gisements de combustibles fossiles : pétrole, gaz, charbon et uranium. Ils représentent plus des trois quart de la consommation mondiale d'énergie primaire dans les transports, l'industrie et l'habitat. Ils sont également majoritaires (plus des deux tiers) dans la production d'électricité. Ces sources d'énergie posent de nombreux problèmes: elles contribuent massivement aux émissions de CO₂ dans l'atmosphère provoquant le réchauffement de la terre, elles présentent des risques de catastrophes (marées noires, fuites radioactives, ...), d'une part. D'autre part, leurs réserves même si elles sont encore vaste, sont géographiquement limitées et épuisables.

A l'opposé, se trouvent les énergies renouvelables, dont la nature renouvelle en permanence les sources. Elles sont très diverses mais elles proviennent toutes de deux sources naturelles principales : Le soleil et la terre. Parmi les énergies renouvelables les plus connues et déjà exploités sont le solaire, l'éolien, la biomasse, l'hydraulique et la géothermie. Portées par le défi de préserver la planète contre le réchauffement climatique et les risques de radioactivité et d'assurer une transition énergétique, ces énergies inépuisables, se développent intensément partout dans le monde, mais ne sont pas toutes au même stade de maturité. Si l'on excepte l'énergie hydraulique, intervenant pour plus de 16%, les énergies renouvelables représentent une très faible part (~8%) du mix électrique mondial

L'énergie fournie par le soleil est plus de 11 000 fois supérieure à la demande énergétique de toute la population mondiale. Autrement dit, le soleil fournit en seulement une heure, l'énergie consommée en une année par les activités humaines sur la planète [1,2]. L'énergie solaire peut être convertie directement en électricité par effet photovoltaïque à l'aide de panneaux photovoltaïques formés à leur tour par un groupement de cellules solaires.

Une cellule solaire fait appel à des matériaux semi-conducteurs qui possèdent des propriétés adéquats: le silicium (Si) en fait partie. Bien qu'il détienne près de 94% du marché photovoltaïque, son rendement maximal (25,6% en laboratoire) est très proche de la limite théorique maximale de rendement pour une jonction simple [3]. Dans un souci d'augmenter les rendements énergétiques et de réduire les coûts dans la filière photovoltaïque, les travaux de recherche sont orientés vers l'utilisation de matériaux alternatifs permettant d'exploiter toute la gamme de longueurs d'ondes du spectre solaire. Ils se sont concentrés particulièrement sur les technologies en couches minces. Parmi ces technologies, on trouve notamment, celle à base de matériaux III-V, très prometteuse en terme d'efficacité.

Dans de ce contexte, nous avons choisi d'utiliser le Nitrure d'Indium Gallium (InGaN), un matériau de la famille III-V à cause de ses propriétés attractives pour les applications en optoélectroniques et plus particulièrement en photovoltaïque. Ces propriétés sont, sans conteste, son gap modulable en fonction de la composition d'Indium permettant de former des alliages dont l'énergie de bande interdite couvre quasiment tout le spectre (de 0.7eV à 3.42eV).

Ce travail de recherche vise à utiliser l'alliage InGaN pour concevoir, par voie de simulations numériques à l'aide du logiciel Silvaco Atlas, des structures de cellules solaires mono-jonction, double-jonction et triple-jonction et d'en déterminer les performances conduisant à un rendement optimal.

Cette thèse est répartie en 4 chapitres principaux, comme suit :

Afin de comprendre les phénomènes physiques mise en jeu dans les cellules solaires, nous aborderons dans le premier chapitre, en premier lieu quelques notions sur la source d'énergie que représente le soleil et son application dans le domaine photovoltaïque. Nous allons ensuite introduire les principes fondamentaux des semi-conducteurs de manière la plus simple possible. Ce qui nous permettra, à la fin de ce chapitre, d'acquérir des connaissances basiques sur deux applications des semi-conducteurs qui sont les cellules solaires et la jonction tunnel et la physique qui leurs est associées.

Dans le deuxième chapitre, nous avons abordé dans un premier temps le potentiel de l'alliage InGaN pour le photovoltaïque. Par la suite, nous avons présenté une étude des propriétés structurales, électriques et optiques de l'InN, du GaN et de leur composé ternaire InGaN. Dans un dernier temps, nous avons dressé un état de l'art des cellules solaires à base d'InGaN.

Le troisième chapitre est consacré, dans sa première partie, à la présentation de l'outil de simulation Silvaco Atlas utilisé pour mener nos simulations. Dans sa deuxième partie, on explique les équations de base des semi-conducteurs et les modèles physiques utilisés pour la modélisation des structures de cellules solaires à base d'InGaN.

Le quatrième et dernier chapitre est dédié à l'étude des structures de cellules solaires mono-jonction, double-jonction et triple-jonction à base d'InGaN. Les différentes architectures de structures proposées sont présentées et leurs performances sont ensuite optimisées en fonction des différents paramètres physico-géométriques susceptibles d'influencer le rendement de ces structures.

Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion générale qui résume le travail réalisé dans le cadre de cette thèse.

Chapitre I : Bases du photovoltaïque

I.1 Introduction.....	5
I.2 Le rayonnement solaire.....	5
I.3 Spectre solaire et air masse.....	6
I.4 Les semi-conducteurs	7
I.4.1 Fonction de Fermi-Dirac	9
I.4.2 Gap direct et indirect	10
I.4.3 Les différents types de semi-conducteurs.....	11
I.4.4 La jonction PN.....	14
I.4.5 Polarisation de la jonction PN	17
I.5 La Jonction Tunnel.....	19
I.5.1 Caractéristique J-V	19
I.5.2 Mécanisme d'effet tunnel	20
I.6 Cellules solaires photovoltaïques.....	23
I.6.1 Effet photovoltaïque	23
I.6.2 Structure et principe de fonctionnement d'une cellule Photovoltaïque.....	23
I.6.3 Caractéristiques (I-V) et paramètres d'une cellule photovoltaïque	24
I.6.4 Groupement des cellules solaires	31
I.6.5 Architecture d'une cellule photovoltaïque	33
I.6.6 Les filières des cellules photovoltaïques	36
I.6.7 Les cellules solaires à multi-jonctions (MJSCs)	38
I.7 Conclusion	42

I.1 Introduction

La compréhension du fonctionnement des dispositifs électroniques et optoélectroniques implique l'acquisition de certaines connaissances liées principalement à l'interaction lumière-matière, au rayonnement électromagnétique du soleil, aux structures de bande, aux semi-conducteurs,

Ce chapitre, a pour objet, de fournir au lecteur un aperçu sur les semi-conducteurs qui permet d'expliquer le comportement des dispositifs les utilisant, tels que les diodes, les transistors et en particulier les cellules solaires. Parallèlement, nous aborderons ainsi quelques notions sur le rayonnement solaire et son application dans le domaine photovoltaïque. Par la suite, nous allons introduire les cellules solaires photovoltaïques, nous décrirons leurs principe de fonctionnement, leurs schémas électriques équivalents, leurs caractéristiques principales, leurs architectures, les pertes physiques et technologiques, les différentes filières et nous terminerons par les cellules solaires multi-jonction

I.2 Le rayonnement solaire

Le soleil est un réacteur à fusion nucléaire qui fonctionne depuis 5 milliards d'années. Par un processus de transformation d'hydrogène en hélium, il émet ainsi d'énormes quantités d'énergie dans l'espace (sa puissance est estimée à 63 500 kW/m²). Ces radiations s'échappent dans toutes les directions et voyagent à travers l'espace à la vitesse constante de 300 000 km à la seconde, dénommée vitesse de la lumière. Après avoir parcouru une distance d'environ 150 millions de kilomètres, l'irradiation solaire arrive à l'extérieur de l'atmosphère de la terre avec une puissance d'environ 1 367 W/m².

Les théories actuelles présentent le rayonnement solaire comme une émission de particules. Ce flux de particules, appelées photons, atteint la terre avec différentes longueurs d'ondes à laquelle correspond une énergie spécifique décrite par la relation :

$$E = h \nu = \frac{h c}{\lambda} \quad (\text{I. 1})$$

Avec :

- h : constante de Planck.
- ν : fréquence [Hz].
- $c = 300\,000$ km/s vitesse de la lumière.
- λ : longueur d'onde [μm].

Avec sa température d'émission de $5\,800^{\circ}\text{C}$, le soleil rayonne la plus grande partie de son énergie dans les hautes fréquences (courtes longueurs d'onde). La répartition énergétique des différentes longueurs d'ondes du rayonnement électromagnétique du soleil est appelé spectre solaire (Figure I.1).

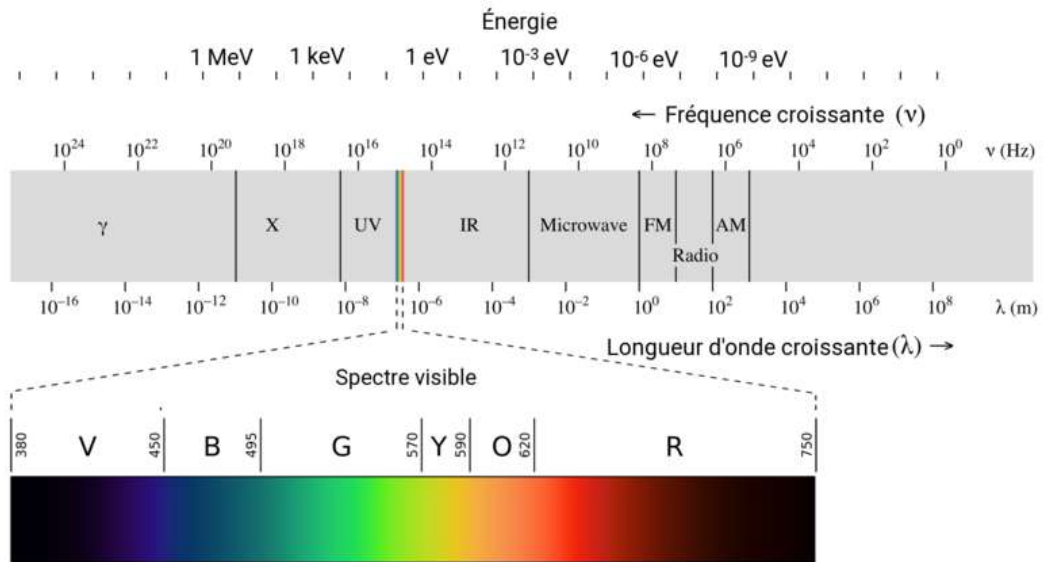


Figure I.1 Spectre électromagnétique [4].

I.3 Spectre solaire et air masse

Outre la composition de l'atmosphère, le facteur le plus important pour évaluer la quantité du rayonnement solaire qui atteint la surface de la terre est l'épaisseur d'atmosphère que le rayonnement doit traverser, il est défini par le paramètre AM (Air Mass). En dehors de l'atmosphère, on a le spectre AM0 (masse d'air nulle) d'une intensité du rayonnement qui vaut 1367 W/m^2 . Au niveau de l'équateur, le rayonnement traverse une épaisseur d'atmosphère, on a le spectre AM1. Lorsque le rayonnement fait un angle de 60° par rapport à l'équateur, on a le spectre AM2. On définit le spectre AM1.5 pour un rayonnement faisant un angle de $41,8^{\circ}$ par rapport à l'équateur correspondant à un rayonnement traversant 1,5 fois l'épaisseur de la couche atmosphérique [5]. Dans ces conditions, l'intensité du rayonnement est normalement inférieure à 1000 W/m^2 (environ 827 W/m^2), un facteur de normalisation est donc appliqué afin de faire passer l'intensité du spectre à 1000 W/m^2 . Les spectres AM0 et AM1.5, présentés sur la figure I.2, servent aujourd'hui de norme pour les tests standardisés des cellules solaires pour les applications spatiales et terrestres.

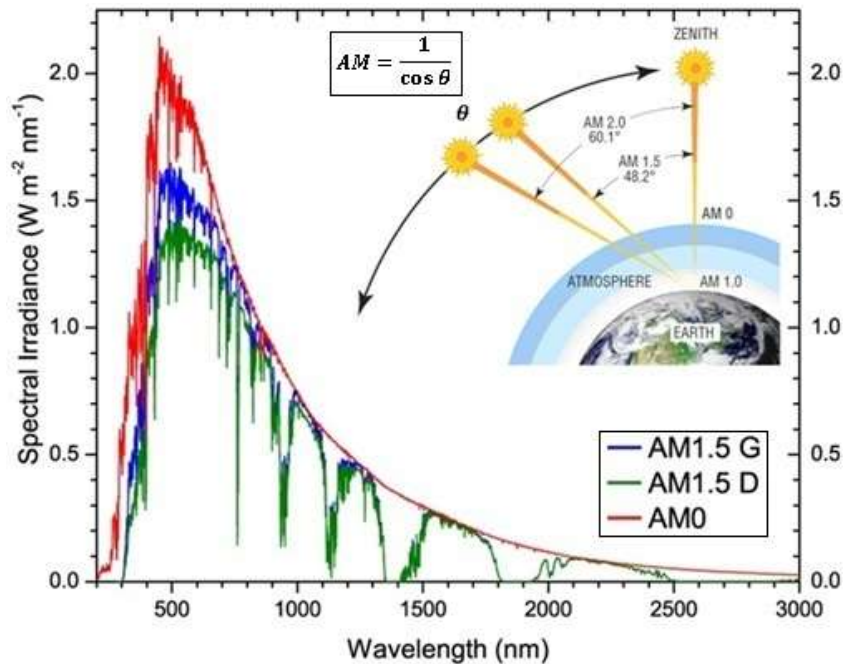


Figure I.2 Spectres solaires AM0 (standard ASTM¹ E490) pour les applications spatiales et AM1.5G, AM1.5D (standard ASTM G173) pour les applications terrestres [6,7], θ est l'angle que fait le soleil avec son zénith. Les lettres G et D désignent le faisceau lumineux global et le faisceau lumineux direct, respectivement. Le faisceau global prend en compte les faisceaux lumineux réfléchis par le sol ou diffusés par les nuages ou autres particules dans l'air, alors que le faisceau direct est celui qui arrive directement au travers l'atmosphère. AM1.5D est utilisé pour les tests des cellules solaires sous concentration.

I.4 Les semi-conducteurs

Un semi-conducteur est un matériau qui a les caractéristiques électriques d'un isolant, mais pour lequel la probabilité qu'un électron puisse contribuer à un courant électrique, quoique faible, est suffisamment importante. En d'autres termes, la conductivité électrique d'un semi-conducteur est intermédiaire entre celle des métaux et des isolants à proprement parler. Le comportement électrique des semi-conducteurs, comme celui des métaux et des isolants est généralement modélisé à l'aide de la théorie des bandes d'énergie (Figure I.3).

¹ American Society for Testing and Materials

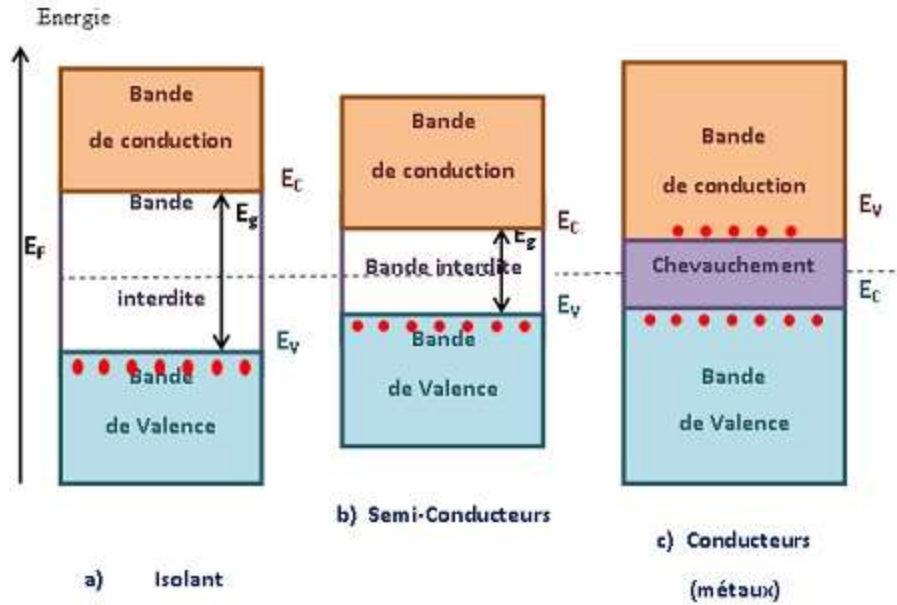


Figure I.3 Représentation des bandes d'énergie pour les trois groupes de matériaux:
a) BV totalement saturée, BC totalement vide (ils sont caractérisés par $E_g \sim 9\text{eV}$, une conductivité: $\sigma < 10^{-6} \text{ S/m}$ et une résistivité: $\rho > 10^{10} \Omega\text{m}$), **b)** BV totalement saturée, BC totalement vide à 0° K : Le SC se comporte comme un isolant, lorsque la température augmente le SC se comporte peu à peu comme un conducteur (leurs conductivité: $10^{-6} \text{ S/m} < \sigma < 10^5 \text{ S/m}$ et leurs résistivité: $10^{-6} \Omega\text{m} < \rho < 10^{10} \Omega\text{m}$), **c)** BV et BC se chevauchent (leurs conductivité: $\sigma > 10^5 \text{ S/m}$ et leurs résistivité: $\rho < 10^{-6} \Omega\text{m}$) [8].

Ce modèle stipule qu'un électron dans un solide ne peut prendre que des valeurs d'énergie comprises dans certains intervalles, appelés « bandes ». Il existe deux bandes permises : l'une de basse énergie est appelée bande de valence (BV) et l'autre de plus haute énergie est appelée bande de conduction (BC) (les électrons qui atteignent cette dernière peuvent contribuer au courant). Chacune de ces deux bandes est caractérisée par une grandeur dépendante de l'énergie E appelée densité d'états N_c et N_v , elles correspondent à la place disponible pour les électrons (dans la BC) et les trous (dans la BV), leurs expressions sont données par:

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (I.2)$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (I.3)$$

- E Energie [eV].
- E_c, E_v Energie du bas de la BC et du haut de la BV [eV].
- \hbar Constante de Planck réduite ($\hbar = h/2\pi$) avec $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ [J.s]}$.
- $m_{c,v}$ Masse effective de densité d'états dans les bandes de conduction et de valence [kg].

La zone comprise entre le minimum de la BC et le maximum de la BV représente la bande interdite (Gap) et sa largeur E_g est une caractéristique du matériau. Le matériau semi-conducteur possède une BV totalement saturée, une BC totalement vide et une bande interdite beaucoup plus petite que celle des isolants de sorte qu'un champ électrique suffisant ou une température suffisante peuvent faire passer un électron de la BV à la BC et ainsi le transformer en conducteur.

I.4.1 Fonction de Fermi-Dirac

La probabilité d'occupation d'un état énergétique E par un électron, à la température T obéit à la statistique de Fermi-Dirac, elle est donnée par la fonction de distribution:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (I.4)$$

Où

- E_F Niveau de Fermi [eV], il correspond à une probabilité d'occupation égale à 1/2 quelle que soit la température T .
- k Constante de Boltzmann [$1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$].
- T Température absolue [K].

Il en résulte que la probabilité pour que cette état ne soit pas occupé par un électron est $1 - f(E)$ (le complément de 1 de $f(E)$), cette fonction représente par conséquent la fonction de distribution des trous dans le semi conducteur.

$$f(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + e^{-(E-E_F)/kT}} \quad (I.5)$$

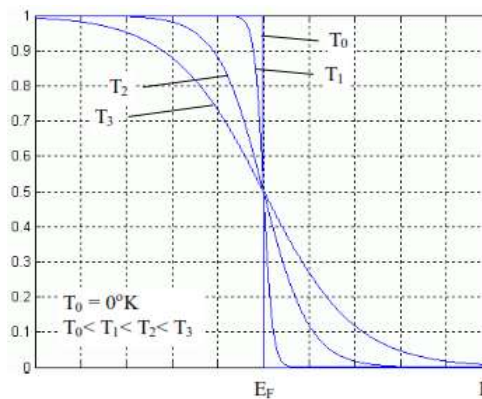


Figure I.4 La Fonction de Fermi-Dirac [9].

La densité d'électrons n [cm^{-3}] dans la bande de conduction est obtenue en sommant sur toute la plage d'énergie couverte par cette bande, la densité d'états (Eq I.2) des électrons

pondérée par la fonction de distribution à l'énergie (Eq I.4). Il en est de même pour la densité des trous p [cm^{-3}], mais cette fois-ci avec les expressions des équations (Eq I.3) et (Eq I.5).

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad (I.6)$$

$$p = N_v e^{(E_v - E_F)/kT} \quad (I.7)$$

Avec N_c et N_v sont les densités d'états équivalents dans les bandes de conduction et de valence, elles sont données par :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (I.8)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (I.9)$$

I.4.2 Gap direct et indirect

Les structures de bandes (diagramme $E(k)$) représentées sur la figure I.5 font apparaître deux types fondamentaux de semi-conducteur.

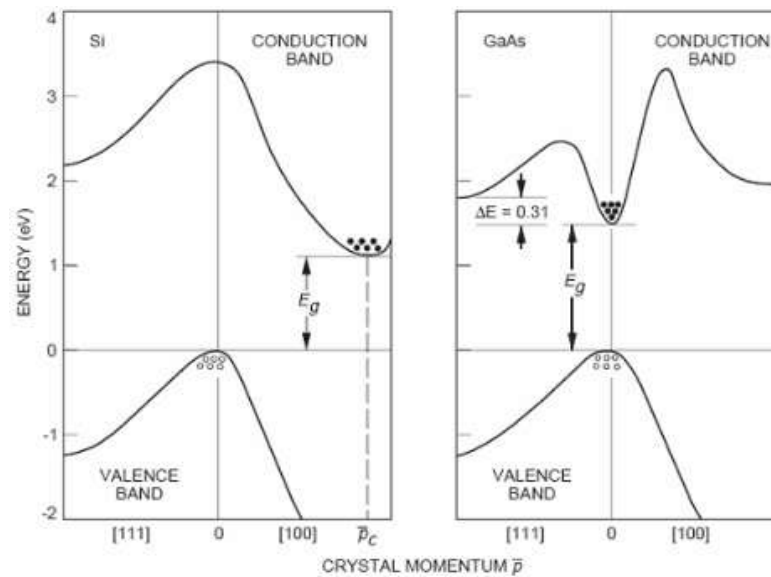


Figure I.5 Diagramme de bandes $E(k)$ du Silicium Si qui présente un gap indirect et de l'Arséniure de Gallium GaAs avec un gap direct [10].

Les semi-conducteurs dans lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en des valeurs distinctes du vecteur d'ondes k sont dits à gap indirect (Si, Ge, GaP), et les semi-conducteurs pour lesquels ces extrema sont situés à valeur voisine du vecteur d'onde k sont dits à gap direct (GaAs).

I.4.3 Les différents types de semi-conducteurs

I.4.3.1 Les semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsqu'il est pur, il ne comporte aucune impureté (volontaire ou non) et son comportement électrique ne dépend que de la structure du matériau (cas d'un semi-conducteur parfait). En réalité, un semi-conducteur n'est jamais parfaitement intrinsèque mais peut parfois en être proche. Il se comporte comme des isolants à 0 K et sa conductivité augmente avec la température.

A une température ambiante se produit le mécanisme de création de paire électron-trou, l'énergie thermique communiquée à la structure cristalline permet "d'arracher" des électrons et de rompre certaines liaisons. Ces électrons deviennent libres dans la BC et peuvent donc se déplacer très facilement, ils laissent des trous dans la BV eux aussi libres de se déplacer.

Parallèlement à la création de paire électron-trou se produit le mécanisme de recombinaison: la "rencontre" d'un électron libre et d'un trou. Cela provoque la disparition de ces deux charges mobiles, l'atome concerné redevient électriquement neutre. Ce mécanisme est d'autant plus fréquent que la concentration des charges est élevée. Une fois atteint un état stable du matériau les deux phénomènes se compensent, la concentration des charges reste constante (figure I.6).

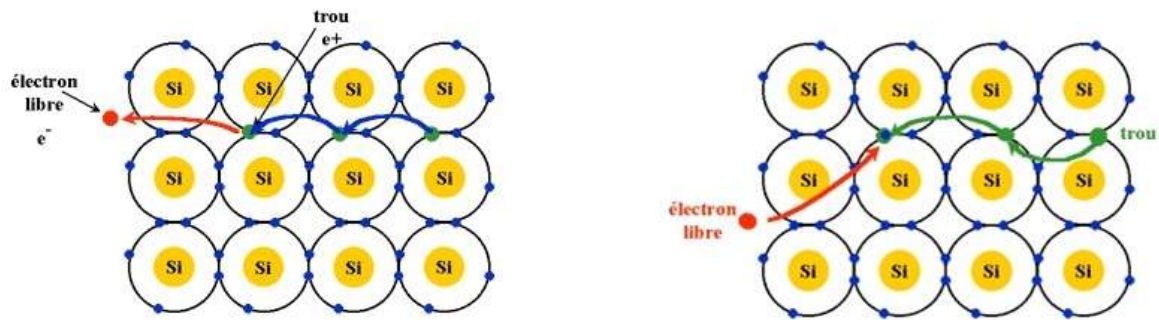


Figure I.6 Phénomènes de génération/ recombinaison **a)** Création d'une paire électron trou
b) Disparition d'une paire électron-trou [11].

La figure I.7 présente un bilan électronique des semi-conducteurs intrinsèques du point de vu structure de bandes et distributions des porteurs de charges libres.

L'implantation de certaines impuretés spécifiques, que l'on appelle impuretés dopantes ou tout simplement dopants, dans un semi-conducteur intrinsèque permet d'y modifier

Considérablement la concentration de porteurs de charge libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité. On obtient alors un semi-conducteur extrinsèque ou dopé.

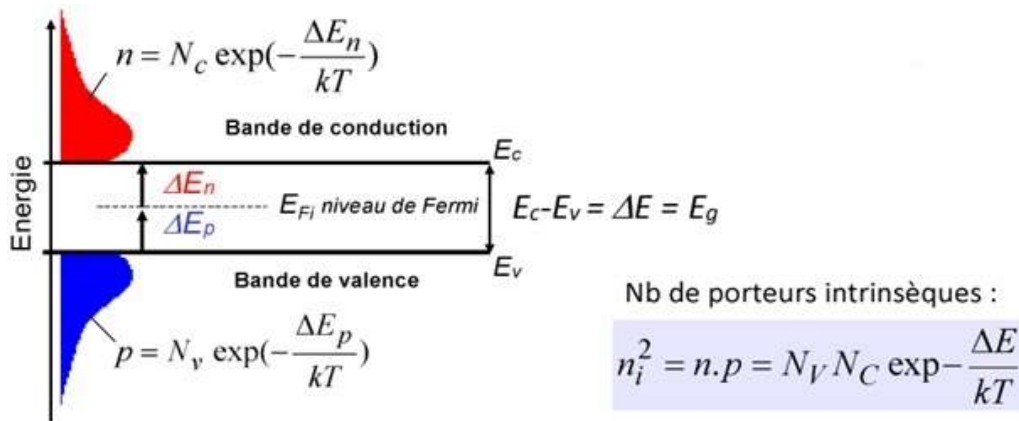


Figure I.7 Diagramme faisant apparaître la densité des électrons n et des trous p . Les électrons de la BC ne peuvent résulter que de l'excitation thermique ou optique d'électrons de la BV, il en résulte que $p = n = n_i$ la loi d'action de masse s'écrit $p \times n = n_i^2$ et le niveau de Fermi est toujours très voisin du milieu du gap : $E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$ [12].

I.4.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques

La technique du dopage augmente, selon la nature des atomes introduits, la densité des porteurs de charge à l'intérieur du matériau semi-conducteur. Si elle augmente la densité d'électrons, il s'agit d'un dopage de type N. Si elle augmente celle des trous, il s'agit d'un dopage de type P. Nous allons expliquer le phénomène de dopage et ses conséquences sur le nombre d'électrons et de trous ainsi que sur la position du niveau de Fermi dans le semi-conducteur.

a) Les semi-conducteurs extrinsèques dopés N

En introduisant des atomes pentavalents tels que le phosphore P, l'arsenic As dans un cristal (figure I.8.a), certaines liaisons se cassent laissant place à ces extra atomes qui ont cinq électrons de valence, ce qui comble les liaisons en laissant un électron libre dans le cristal peu lié au noyau ($E \approx 0.01\text{eV}$) et passe aisément dans la bande de conduction.

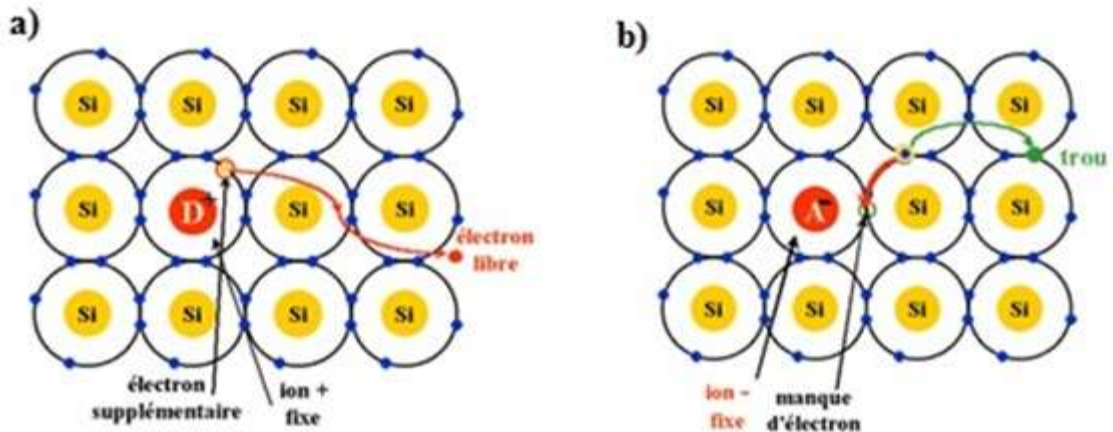


Figure I.8 a) *Electron libre dans un semi-conducteur de type N, ion positif de l'atome donneur*
 b) *Trou mobile dans un semi conducteur de type P, ion négatif de l'atome accepteur [11].*

Les atomes pentavalents (donneurs) deviennent des ions positifs après le passage des électrons excédentaires dans la bande de conduction [13]. Ce qui augmente considérablement la conductivité du matériau dopé. Les charges négatives (électrons) sont dits majoritaires.

Dans un semi-conducteur dopé N, les charges mobiles négatives (les électrons libres) sont majoritaires, les charges mobiles positives (les trous) sont minoritaires.

b) Les semi-conducteurs extrinsèques dopés P

Dans ce cas on introduit des atomes trivalents tels que gallium Ga, l'indium In, le bore B, l'aluminium Al (figure I.8.b). Il manque, alors, à l'impureté un électron de valence pour assurer les 4 liaisons avec les atomes de silicium voisins. Un faible apport d'énergie (0.05eV) suffit, pour qu'un électron d'un silicium voisin soit capté par l'impureté : il y a formation d'un trou peu lié et donc mobile. Les atomes trivalents (accepteurs) deviennent des ions négatifs par capture d'un électron. Compte tenu des taux de dopage, ces trous sont beaucoup plus nombreux que les porteurs intrinsèques du cristal pur.

Dans un semi-conducteur dopé P, les charges mobiles positives (les trous) sont majoritaires, les charges mobiles négatives, les électrons libres, sont minoritaires. Les ions négatifs (accepteurs) sont fixes dans le cristal. La figure I.9 présente le bilan des charges électriques dans les semi-conducteurs extrinsèques type N et P ainsi que les structures de bandes associées.

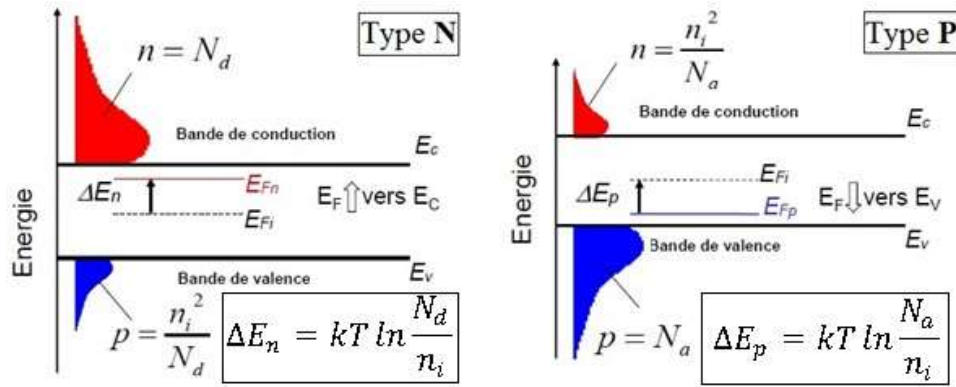


Figure I.9 Distribution des porteurs de charge : dans un semi-conducteur type N les électrons n sont majoritaires et les trous p sont minoritaires par contre dans un semi-conducteur type P les électrons n sont minoritaires et les trous p sont majoritaires avec $n = N_c e^{-(E_c - E_{Fn})/kT}$ et $p = N_v e^{(E_v - E_{Fp})/kT}$. Le niveau de Fermi se rapproche d'autant plus de la bande de porteurs majoritaires que le dopage est important (BC pour le semi-conducteur type N et BV pour celui du type P) [12].

I.4.3.3 Semi-conducteur dégénéré

Un semi-conducteur est dégénéré lorsque son niveau de Fermi est situé dans une bande permise. En fait, les équations (I.12) et (I.13) montrent que dans chaque type de semi-conducteur, le niveau de Fermi se rapproche d'autant plus de la bande de porteurs majoritaires que le dopage est important. En particulier, $E_{Fn} = E_c$ pour $N_d > N_c$ et $E_{Fp} = E_v$ pour $N_a > N_v$. En d'autres termes le semi-conducteur devient dégénéré de type N quand la densité de donneurs excédentaire devient égale à la densité équivalente d'états de la bande de conduction. Il en est de même pour le semi-conducteur de type P.

Les équations I.6 et I.7 nous permet d'écrire :

$$N_d = N_c e^{-(E_c - E_{Fn})/k_B T} \quad (\text{I.10}) \quad \text{D'où :} \quad E_{Fn} = E_c - k_B T \ln(N_c/N_d) \quad (\text{I.12})$$

$$N_a = N_v e^{(E_v - E_{Fp})/k_B T} \quad (\text{I.11}) \quad E_{Fp} = E_v - k_B T \ln(N_v/N_a) \quad (\text{I.13})$$

I.4.4 La jonction PN

Une jonction PN est formée par la juxtaposition d'un semi-conducteur dopé type P (appelé anode) et d'un semi-conducteur dopé type N (appelé cathode) dans le même cristal semi-conducteur figure I.10.a, S'ils sont du même matériau, on a une homo-jonction. S'ils sont composés de matériaux différents, on parle alors d'hétérojonction. Lorsque ces deux types de semi-conducteurs sont mis en contact, un régime électrique transitoire s'établit de part et d'autre de la jonction, suivi d'un régime permanent. Une jonction simple forme une diode.

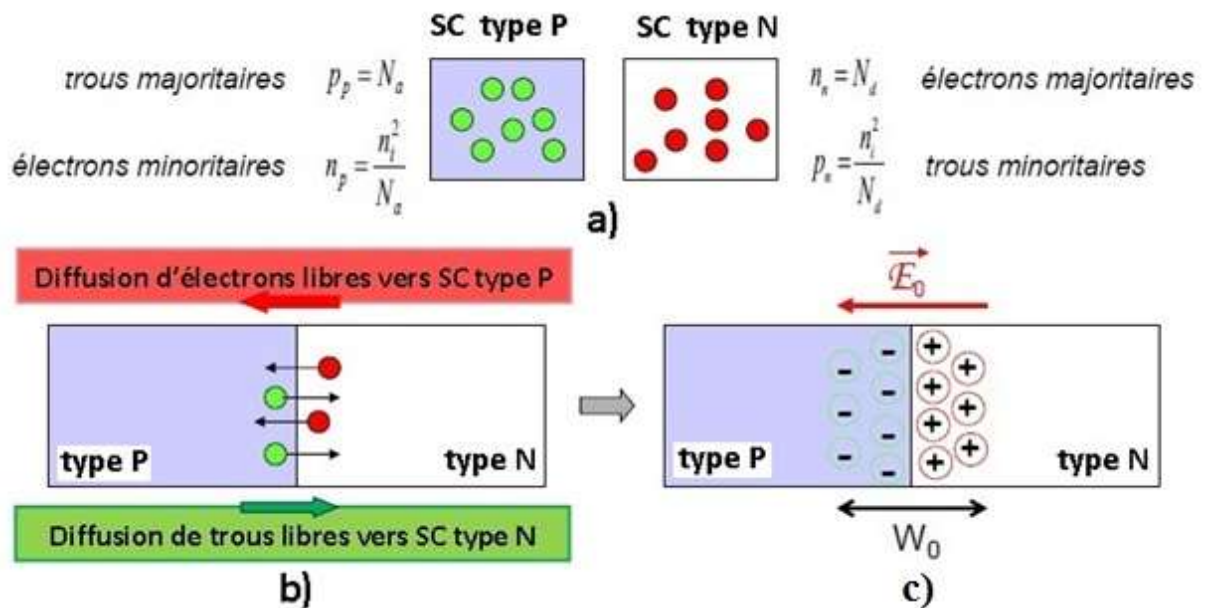


Figure I.10 Structure schématique d'une jonction PN **a)** Les deux semi-conducteurs avant la mise en contact. **b)** Mouvement des charges au niveau de la jonction. Les électrons majoritaires en zone n diffusent vers la zone p ou ils sont minoritaires. Les trous de la zone P diffusent vers la zone N. **c)** Les dopants sont ionisés positivement dans la région N et négativement dans la région P. Ces ions, immobiles de part et d'autre de la jonction, ne sont plus compensés électriquement par les porteurs libres. Ils créent une zone de charge d'espace [12].

A proximité de la jonction se produit un phénomène de diffusion et recombinaison des porteurs depuis les zones où ils sont majoritaires vers les zones où ils sont minoritaires, c'est-à-dire les électrons excédentaires de la région N diffusent vers la région P pour se recombinaison avec des trous et réciproquement pour les trous de la région P. Tout en laissant derrière eux des ions fixes de part et d'autre de la jonction (positives du côté N et négatives du côté P), comme représenté sur la figure I.10.c. Ces charges créent, au voisinage direct de la jonction, deux régions spatialement chargées et simultanément un champ électrique E_0 orienté depuis la région N vers la région P. Ces deux dernières forment une zone pauvre en porteurs libres, elle s'appelle zone de charge d'espace de la jonction ou région de déplétion W_0 , elle dépend principalement de la concentration des impuretés dopante et de la température.

A la fin de ce processus de diffusion des porteurs de charges, s'établit un équilibre permanent (équilibre thermodynamique), comme on peut le voir sur la figure I.11, caractérisé par l'alignement du niveau de Fermi et l'apparition d'un potentiel interne V_ϕ de la jonction

entre les deux niveaux de Fermi intrinsèques E_{Fi} (appelée barrière de potentiel ou potentiel de diffusion).

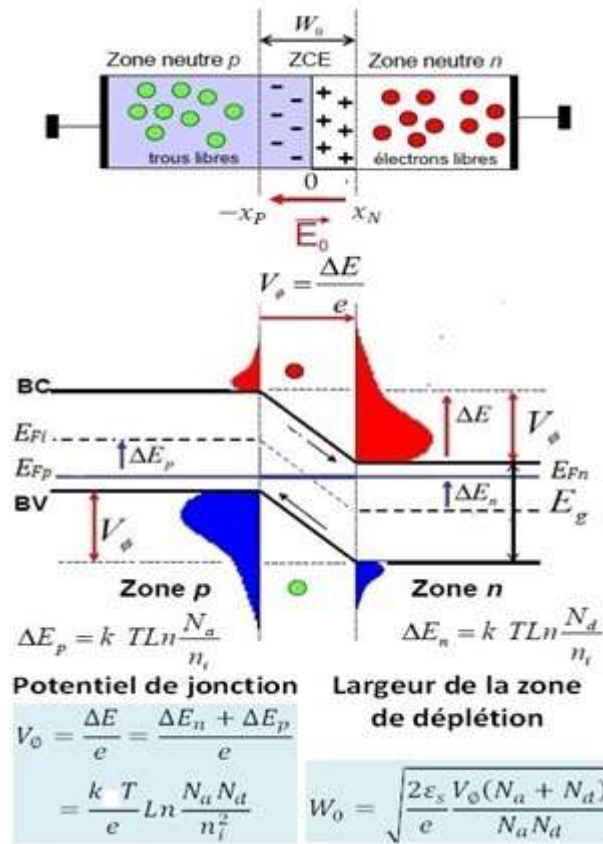


Figure I. 11 Jonction PN à l'équilibre : Alignement des niveaux de fermi (E_{FP} et E_{FN}), apparition d'une région de déplétion ZCE de largeur W_0 (comprise entre $-x_p$ et x_n), dépendante du potentiel interne V_ϕ résultant du champ électrique interne \vec{E}_0 . $I_{diff} = -I_{inv} = I_s = I_0 e^{\left(\frac{V_\phi}{U_T}\right)}$ avec $U_T = \frac{kT}{e}$ (tension thermique) [12].

A l'équilibre, le courant de diffusion I_{diff} des porteurs majoritaires au travers de la jonction (des électrons de N vers P et des trous de P vers N) est contrebalancé par le courant de saturation inverse (ou courant de fuite) I_{inv} résultant de l'entraînement des porteurs minoritaires générés thermiquement (trous de la région N et électrons de la région P) par le champ électrique de la région de déplétion vers les région P et N, respectivement. A cet effet, le courant total $I = I_{diff} + I_{inv} = 0$ dans la jonction est nul.

La figure I.12 présente les formes de la densité de charge $\rho(x)$, du champs électrique $E(x)$ et du potentiel $V(x)$ pour une jonction PN à l'équilibre.

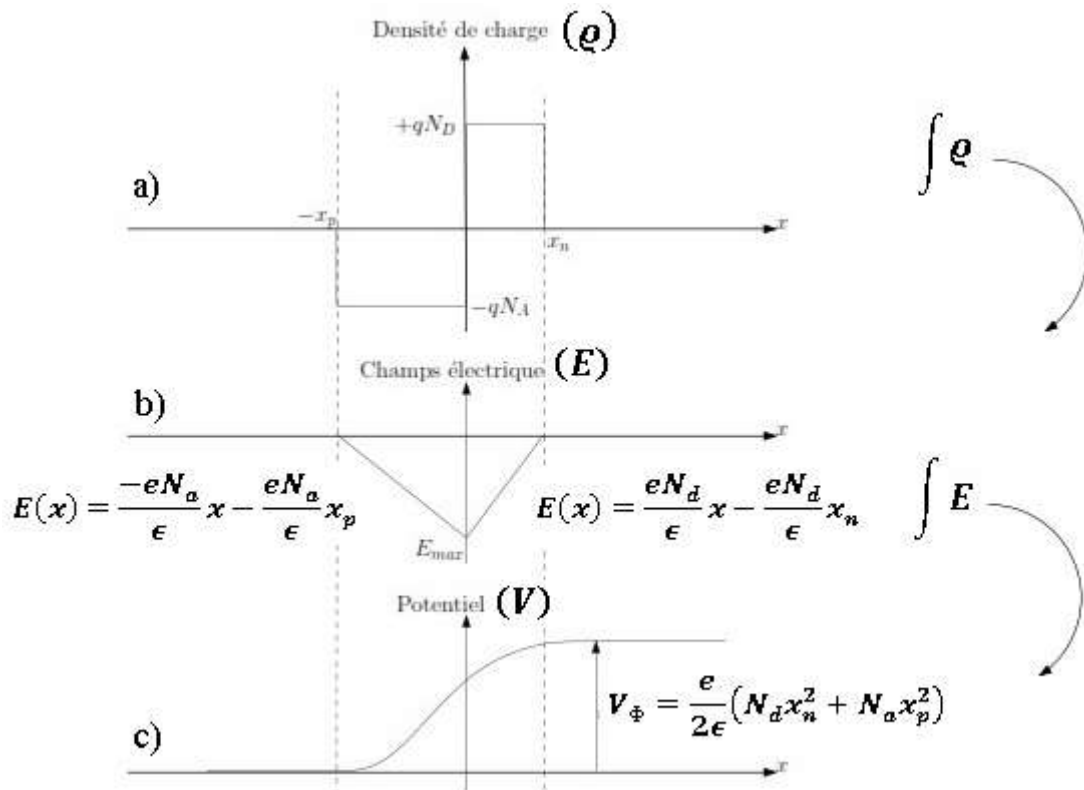


Figure I.12 a) Densité de charge, b) Champs électrique
c) potentiel interne en fonction de la position x pour une jonction PN [14].

I.4.5 Polarisation de la jonction PN

I.4.5.1 Polarisation en sens direct

L'équilibre entre les courants de diffusion et d'entraînement est rompu lorsqu'une tension extérieure V_{direct} est appliquée entre les deux bornes de la jonction PN. Si le potentiel de l'anode est rendu supérieur au potentiel de la cathode, la jonction est polarisée en sens direct (figure I.13.a). La tension appliquée V_{direct} entraîne une diminution de la barrière de potentiel qui devient $(V_p - V_n = V_\phi - V_{direct})$. Par conséquent, l'intensité du champ électrique interne décroît $\vec{E}_{direct} < \vec{E}_0$, la largeur de la région de déplétion est plus faible qu'à l'équilibre $W < W_0$ et c'est ainsi qu'un plus grand nombre de porteurs majoritaires peut de nouveau la franchir, entraînant le passage d'un courant I_d dans le sens direct.

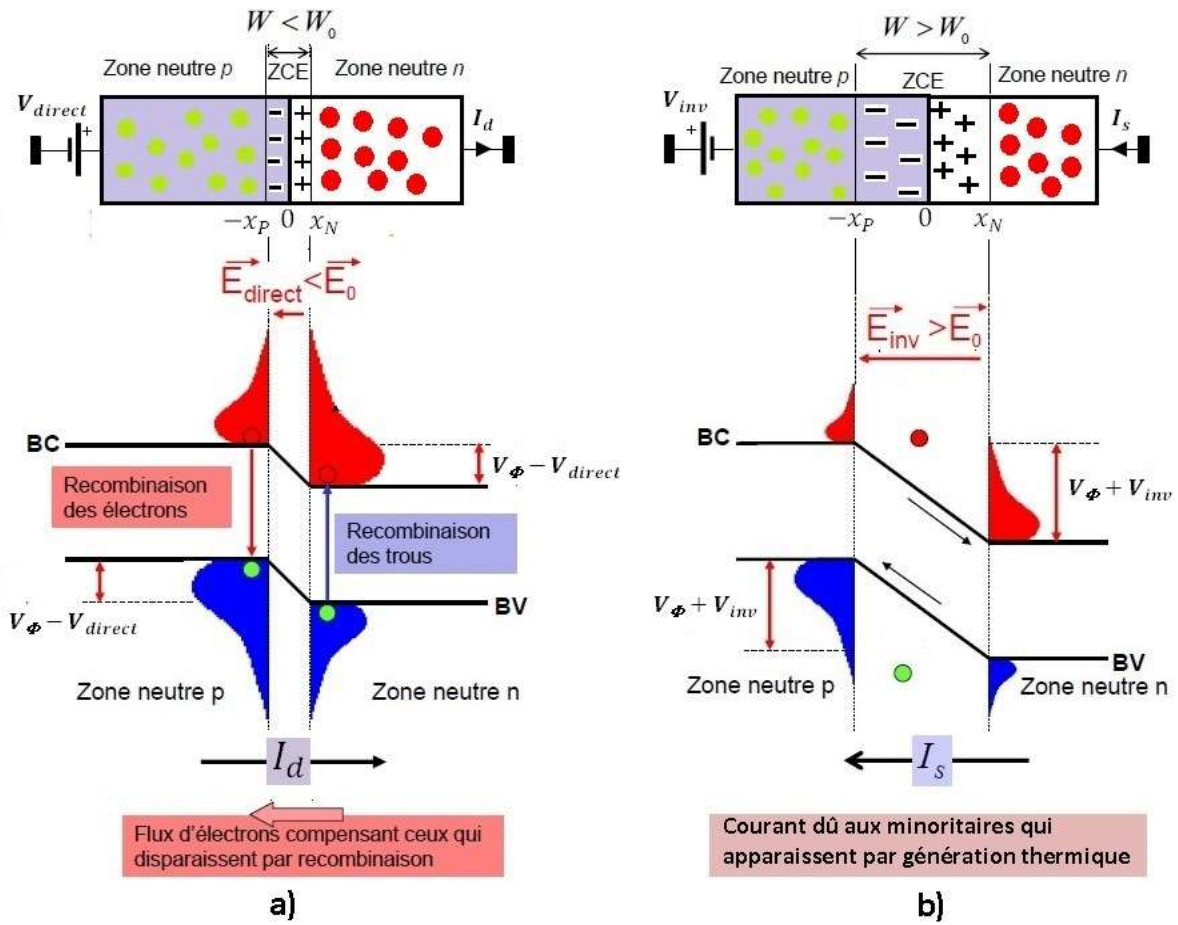


Figure I. 13 a) Polarisation directe : diminution de la région de déplétion W et circulation du courant direct I_d : $W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) (V_\phi - V_{direct})}$ $I_d = I_s [e^{(V_{direct}/U_T)} - 1]$ avec $U_T = \frac{kT}{e}$: tension thermique. b) Polarisation inverse: Augmentation de la région de déplétion : $W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) (V_\phi + V_{inv})}$, la jonction est traversée par le très faible courant inverse de saturation I_s , issu du phénomène d'ionisation thermique, il dépend de la température $I_s = AT^3 e^{(-E_G/kT)}$ avec A est une constante du matériau [12].

I.4.5.2 Polarisation en sens inverse

Les polarités de la tension extérieure sont cette fois-ci inversées (le potentiel de la cathode est supérieur au potentiel de l'anode). La tension appliquée V_{inv} provoque l'augmentation de la barrière de potentiel ($V_p - V_N = V_\phi + V_{inv}$) ce qui produit un champ électrique qui renforce le champ électrique interne $\vec{E}_{inverse} > \vec{E}_0$ de la région de déplétion qui aura une largeur plus importante que celle à l'équilibre et par conséquent le courant de diffusion est réduit. Cette situation est illustrée à la figure I.13.b.

I.5 La Jonction Tunnel

La jonction tunnel (JT) est un dispositif constitué d'une simple jonction PN formée par deux semi-conducteurs P et N dégénérés (fortement dopés). La figure I.14 montre le diagramme de bandes d'énergie d'une telle jonction à l'équilibre thermodynamique. Le niveau de Fermi est localisé dans les bandes permises à cause du dopage fort. La largeur de région de déplétion est considérablement étroite on la comparant avec celle de la jonction PN conventionnelle, elle est de l'ordre de 100\AA ou moins [15].

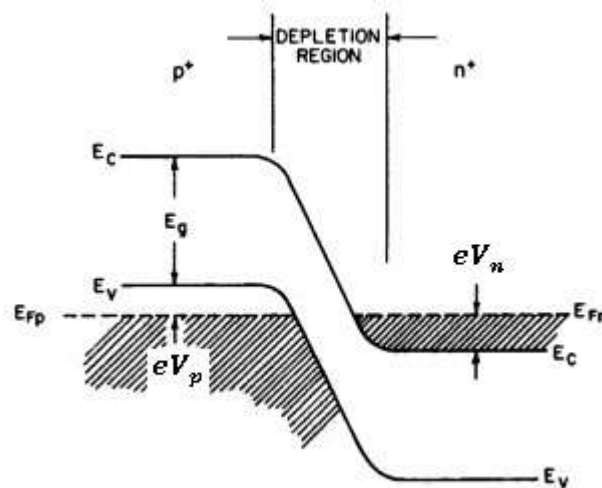


Figure I. 14 Diagramme de bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique. V_p et V_n sont les dégénérescences dans les zones p et n, respectivement.

L'effet tunnel est réalisé pour la première fois, par Leo Ezaki au cours de ses études menées sur une jonction PN en Germanium dégénérée [16]. Il a découvert une anomalie dans la caractéristique courant-tension en polarisation directe, une résistance négative est observée dans la caractéristique directe où la densité du courant diminue quand la tension augmente.

I.5.1 Caractéristique J-V

La figure I.15 illustre une caractéristique $J-V$ typique d'une jonction (diode) tunnel. En polarisation inverse la densité du courant augmente de façon monotone. En polarisation directe la densité du courant croît jusqu'à une valeur maximum J_p (connu sous le nom de densité de courant pic) pour une tension V_p , puis elle décroît jusqu'à une valeur minimum J_v (connu sous le nom de densité courant de vallée) pour une tension V_v . Au-delà de cette tension le courant croît de nouveau exponentiellement avec le courant et la caractéristique est

comparable à celle d'une diode conventionnelle.

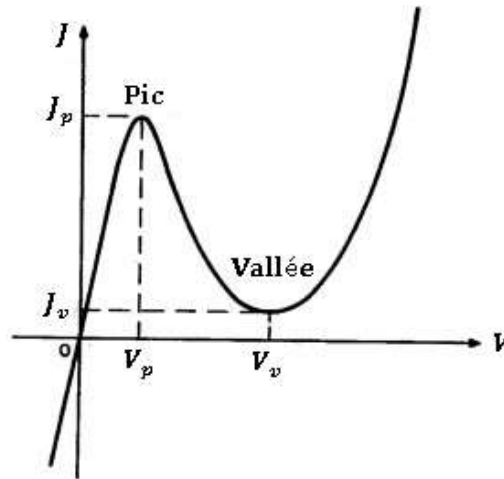


Figure I.15 caractéristique $J - V$ d'une diode tunnel typique . J_p, V_p sont la densité de courant et la tension de pic, respectivement. J_v, V_v sont la densité de courant et la tension de vallée, respectivement [17].

I.5.2 Mécanisme d'effet tunnel

Le principe de fonctionnement d'une jonction tunnel est fondé sur le mécanisme d'effet tunnel interbande. La caractéristique $J - V$ se comprend aisément en analysant l'évolution des diagrammes de bande lorsqu'un potentiel V_{app} est appliqué aux bornes du composant, comme présenté dans les Figures I.16 à I.19. Le composant pris ici comme exemple est une JT GaAs $p^{++} 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} / n^{++} 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ici, les quasi-niveaux de Fermi sont notés $E_{Fn} = F_n$ et $E_{Fp} = F_p$.

I.5.2.1 Jonction tunnel à l'équilibre thermodynamique : $V_{app} = 0$

La probabilité d'effet tunnel n'est pas négligeable, mais autant d'électrons vont traverser la bande interdite par effet tunnel de la BV vers la BC que d'électrons de la BC vers la BV. Le courant global est donc nul.

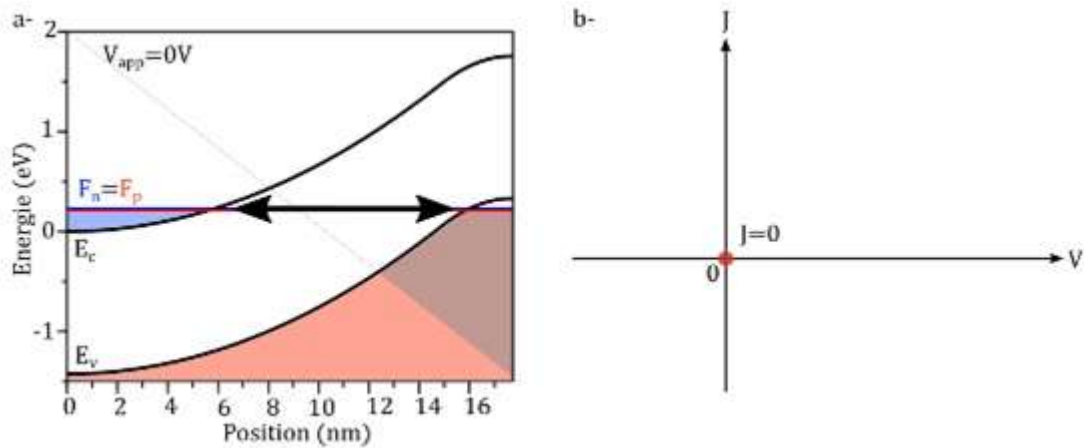


Figure I.16 a) Diagramme de bande à l'équilibre thermodynamique (300K) de la JT GaAs décrite dans le texte . b) Point de fonctionnement correspondant à $V=0$ sur la caractéristique $J - V$ [17].

I.5.2.2 Jonction tunnel en polarisation inverse : $V_{app} < 0$

La barrière de potentiel devient plus fine, donc la probabilité d'effet tunnel augmente. Une densité de courant $J < 0$ importante va donc traverser la JT à partir des états occupés de la région P vers les états libres de la région N.

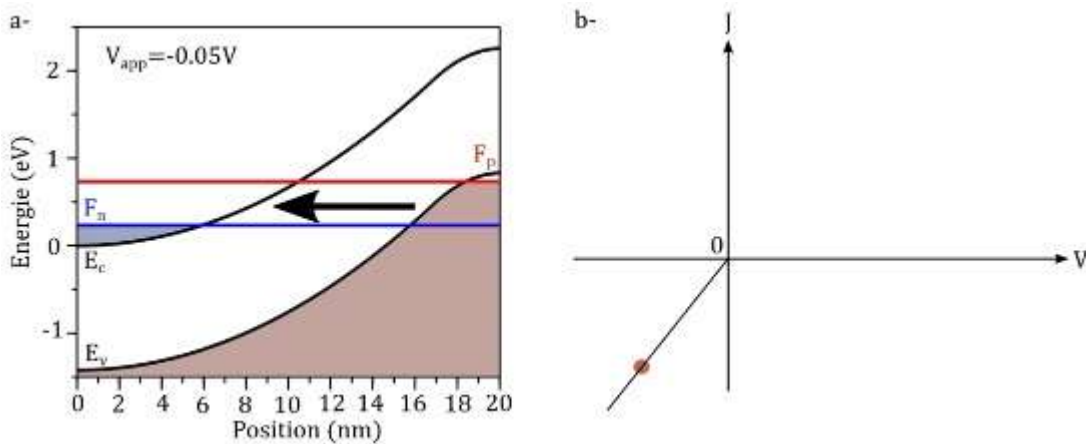


Figure I.17 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en polarité inverse $V_{app} = -0.05$ V. b) Point de fonctionnement correspondant à $V < 0$ sur la caractéristique $J-V$ [17].

I.5.2.3 Jonction tunnel en "régime tunnel" : $0 < V_{app} < V_v$

Des électrons des états occupés de la région N peuvent traverser la bande interdite vers des états libres de la région P, il en résulte donc une densité de courant $J > 0$. Dans une première région (la **région I** sur le graphique) à faible tension, celle-ci peut être très forte: c'est donc une zone de très faible résistivité. Quand la tension augmente (dans la **région II** du graphique), la barrière de potentiel devient de plus en plus large et donc la probabilité d'effet

tunnel diminue. La densité de courant atteint alors un maximum J_p pour une tension V_p . Pour de plus hautes tensions, la probabilité d'effet tunnel et donc la densité de courant diminue (c'est la zone de résistance négative) ensuite de manière importante jusqu'à devenir nulle pour $V=V_v$, le minimum de tension dans cette région de la JT. En pratique, le courant n'est pas tout à fait nul dans cette région grâce à des niveaux localisés dans la bande interdite qui permettent un effet tunnel "inélastique" assisté par les défauts.

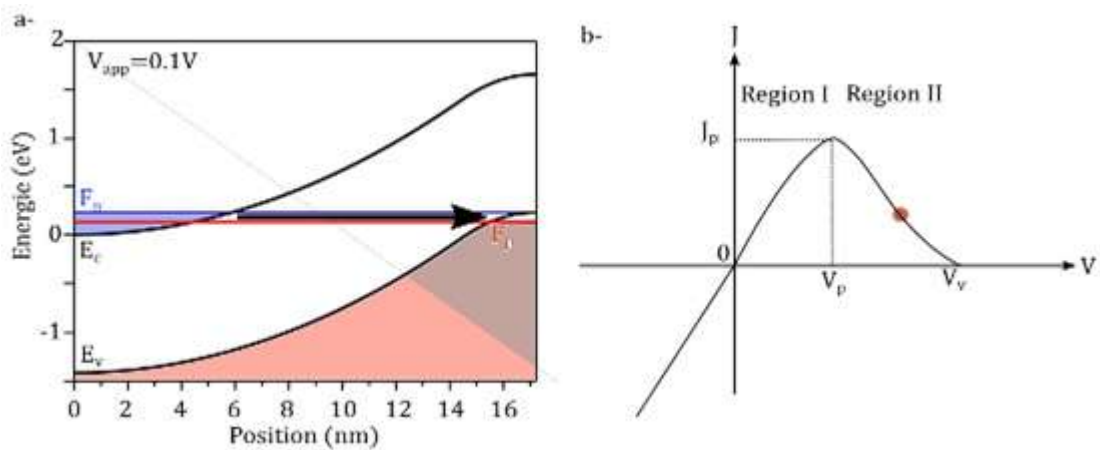


Figure I.18 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en régime tunnel à $V_{app} = 0.1 V$. b) Point de fonctionnement correspondant à $0 < V_{app} < V_{vallée}$ sur la caractéristique J-V [17].

I.5.2.4 Jonction tunnel en "régime jonction PN" : $V_{app} > V_v$

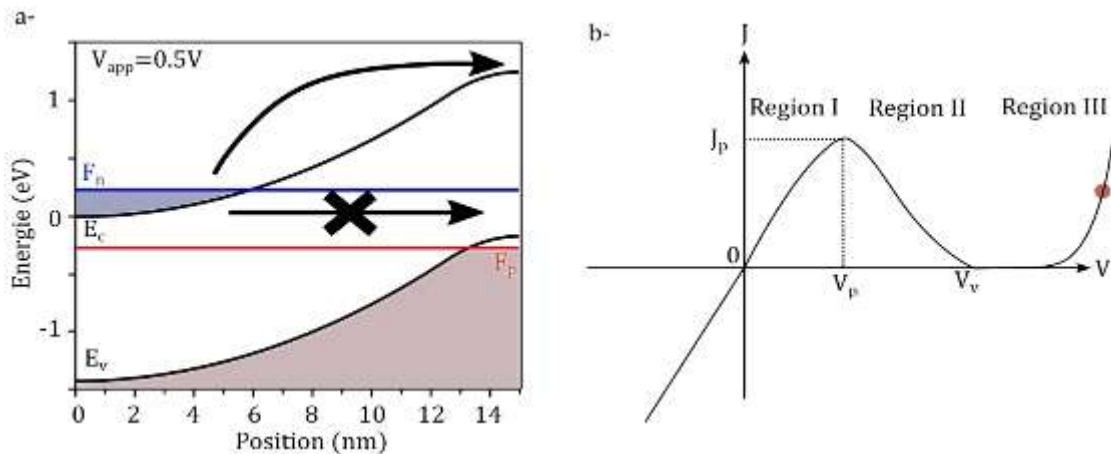


Figure I.19 a) Diagramme de bande de la JT GaAs en régime "jonction PN". b) Point de fonctionnement correspondant à $V > V_v$ sur la caractéristique J-V [17].

Pour des tensions plus importantes $V_{app} > V_v$, on retrouve un comportement de jonction PN classique, où les électrons passent la barrière de potentiel par diffusion [17].

I.6 Cellules solaires photovoltaïques

I.6.1 Effet photovoltaïque

Le scientifique français, Edmond Becquerel, fut le premier à découvrir en 1839 l'effet photovoltaïque (le mot photovoltaïque vient du grec **Photo** qui signifie « lumière », et de **Volta** du nom du physicien italien Alessandro VOLTA). Il a trouvé que certains matériaux pouvaient produire une petite quantité de courant sous l'effet de la lumière. Par la suite, Albert Einstein à découvert, en travaillant sur l'effet photovoltaïque, que la lumière n'avait pas qu'un caractère ondulatoire, mais que son énergie était portée par des particules, les photons d'énergie définie par la relation (I.1) [18]:

L'effet photovoltaïque se définit simplement par la transformation directe de l'énergie des photons en énergie électrique continue directement utilisable grâce au processus d'absorption de la lumière par la matière. Lorsque des photons d'énergie égale ou supérieure à la largeur de la bande interdite sont absorbés par le matériau, ils passent une partie de leur énergie par collision à des électrons créant ainsi des paires électron-trou par le passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Si ces paires électron-trou ne sont pas séparées, leur recombinaison se fait très rapidement en libérant un phonon, selon l'énergie absorbée, et un photon [15].

I.6.2 Structure et principe de fonctionnement d'une cellule Photovoltaïque

Le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque est basé sur les propriétés des matériaux semi-conducteurs, elle permet la conversion directe de l'énergie lumineuse (rayonnement solaire) en énergie électrique. Son principe de fonctionnement repose sur l'effet photovoltaïque et est basé sur trois mécanismes :

- l'absorption des photons par le matériau constituant la cellule.
- la conversion en énergie électrique, c'est-à-dire la création de paires électron/trou dans le matériau.
- la collecte des porteurs générés dans un circuit électrique extérieur.

En fait, la création de paires électrons/trous dans le matériau se fait par l'absorption des photons du spectre solaire d'énergie supérieure ou égale au gap du matériau. Le rôle de la cellule solaire est de séparer et d'extraire le maximum de ces porteurs de charges libres de sa région absorbante (et donc de limiter les recombinaisons électron/trou) vers un circuit

extérieur. La dissociation des paires électron/trou photo-générées nécessite la présence d'un champ électrique permanent. Cette tâche est assurée par la jonction PN (décrite dans le paragraphe I.4.4), le constituant de base d'une cellule solaire, comme l'illustre la Figure I.20.

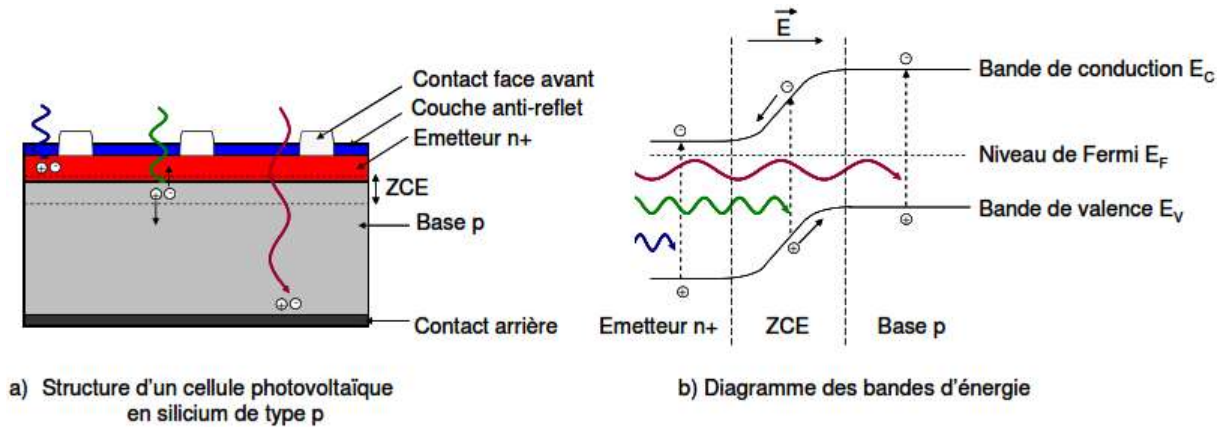


Figure I.20 Schéma de la structure et diagramme de bande d'une cellule photovoltaïque en silicium de type p [19].

Dans les zones électriquement neutres P et N, les photo-porteurs minoritaires diffusent. Ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photo-courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons trous créés par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type n et le trou vers la région de type P. Les porteurs donnent naissance à un photo-courant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant J_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode [20].

I.6.3 Caractéristiques (I-V) et paramètres d'une cellule photovoltaïque

Les performances de la cellule solaire sont représentées à travers la caractéristique courant-tension $I(V)$. Cette dernière apporte une lecture claire des paramètres caractérisant la cellule solaire, comme le rendement de la cellule, les différents types des résistances parasites et le facteur de forme. Aussi on peut utiliser cette caractéristique pour contrôler et commander les paramètres physiques de la cellule tels que le dopage et l'épaisseur des couches. Le courant est mesuré en fonction de la tension appliquée sous obscurité et sous ensoleillement, la lumière permet de décaler la courbe I-V vers le bas dans le quatrième quadrant, car le courant photoélectrique provoque la production de l'énergie [21].

I.6.3.1 Caractéristique (I-V) dans le cas idéal

La caractéristique I-V d'une cellule photovoltaïque idéale, représentée sur la figure I.21, est régie par l'équation I.14. Ce modèle s'appelle modèle à simple exponentielle (on n'utilise qu'une seule diode dans la représentation).

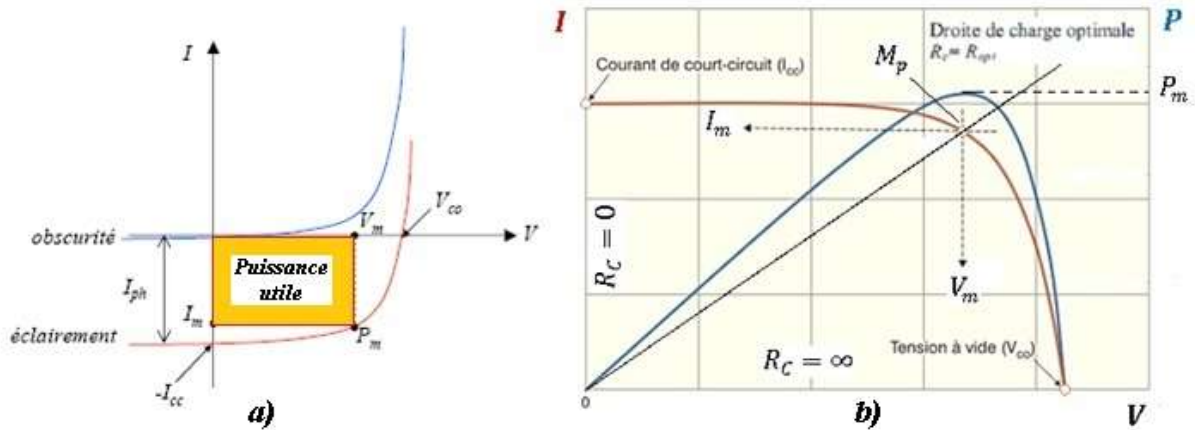


Figure I.21 a) Caractéristique $I(V)$ d'une cellule solaire à l'obscurité et sous illumination [15]. b) Représentation conventionnelle des courbes $I(V)$ et $P(V)$ présentant le point de fonctionnement optimal $M_p (V_m, I_m)$ correspondant à une puissance maximale P_m .

Sous obscurité, la caractéristique I-V de la cellule est celle d'une diode. Sous éclairage, le courant photo-généré I_{ph} s'ajoute à ce courant d'obscurité I_{obsc} de la cellule.

$$I(V) = I_{ph} - I_{obsc}(V) = I_{ph} - I_s \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (\text{I.14})$$

Avec

- I_{ph} Courant photo-généré [A]
- I_{obsc} Courant de la diode à l'obscurité [A]
- V Tension au borne de la diode en [V]
- $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ Charge élémentaire d'un électron
- $k = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ Constante de Boltzmann
- T Température en Kelvin
- $I_s = \left(\frac{D_p n_i^2}{L_p N_d} + \frac{D_n n_i^2}{L_n N_a} \right)$ Courant de saturation de la diode en A
- D_n, D_p Coefficients de diffusion des porteurs minoritaires dans les matériaux N et P, respectivement
- L_n, L_p Longueurs de diffusion des porteurs minoritaires dans les matériaux N et P, respectivement.

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire idéale à jonction PN, décrite précédemment, peut être représenté par une diode (pour modéliser la jonction PN) et un

générateur de courant continu, I_{ph} (pour modéliser le courant photo-généré), comme le montre la Figure I.22.

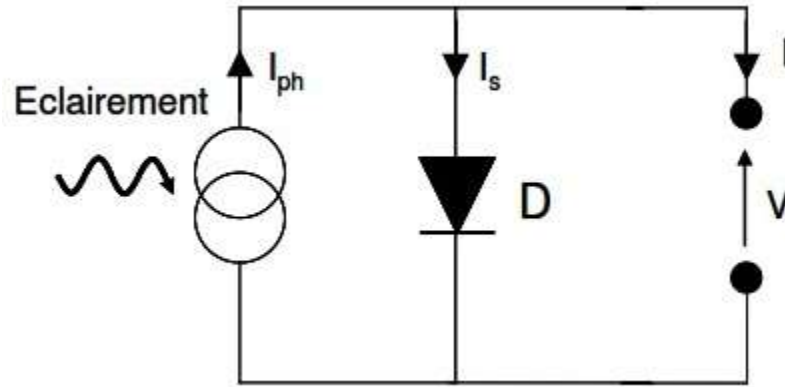


Figure I.22 Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale [23].

I.6.3.2 Caractéristique (I-V) dans le cas réel

En réalité, le modèle simple à une diode décrit par l'équation I-14 diffère du cas réel puisqu'il ne prend en compte ni l'influence des résistances série et parallèle dues aux contacts électriques sur chaque matériau collectant les charges qui ne sont pas parfaitement ohmiques, ni celle des recombinaisons électrons-trous qui peuvent exister dans la zone de charge d'espace ZCE à cause d'états localisés dans le gap d'énergie des matériaux réduisant le courant, ce phénomène peut se représenter par une deuxième diode en parallèle. Compte tenu des facteurs suscités, il est possible d'écrire l'équation I.15. Cette dernière découle d'un modèle à deux diodes et correspond davantage à l'expression du courant d'une cellule réelle. Le schéma électrique équivalent à la cellule dans ce cas est représenté sur la Figure I.23.

$$I(V) = I_{ph} - I_{s1} \left(\exp\left(\frac{e(V + IR_s)}{n_1 kT}\right) - 1 \right) - I_{s2} \left(\exp\left(\frac{e(V + IR_s)}{n_2 kT}\right) - 1 \right) - \frac{V + IR_s}{R_p} \quad (\text{I. 15})$$

Avec

- I_{s1} et I_{s2} Courant de saturation de la diode D_1 et D_2 [A]
- n_1 et n_2 Facteur d'idéalité des diodes D_1 et D_2
- R_s Résistance série [Ω]
- R_p résistance en parallèle [Ω]

Sur la Figure I.23, le générateur de courant correspond au courant photo-généré I_{ph} . L'ensemble des pertes résistives de la cellule est matérialisé par la résistance série R_s et la résistance parallèle R_p . La diode D_1 correspond au courant produit par l'émetteur n et la base p de la cellule. La seconde diode D_2 , connectée également en parallèle, modélise le courant de génération/recombinaison dans la zone de charge d'espace.

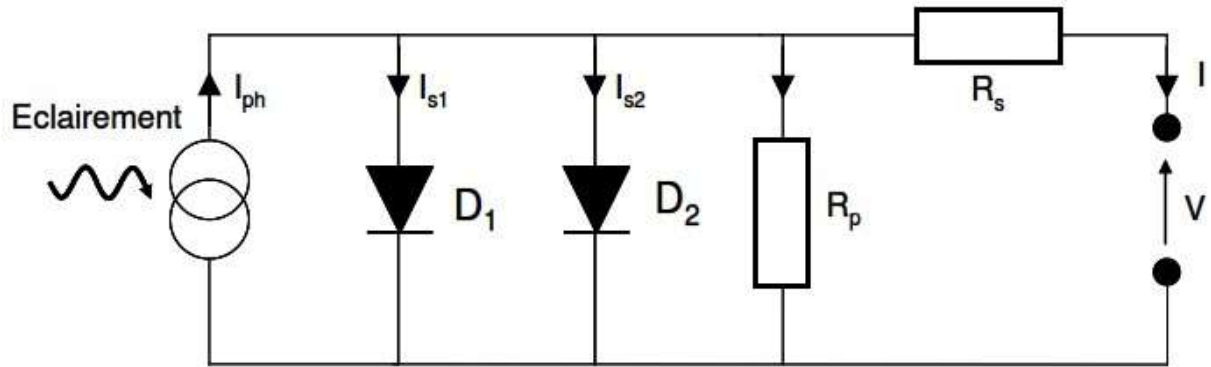


Figure I.23 Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque prenant en compte les différentes pertes basé sur le modèle à deux diodes [23].

Il est possible de simplifier ce schéma en supprimant la deuxième diode liée aux recombinaisons dans la ZCE et en introduisant un coefficient d'idéalité n_{id} , comme il est représenté schématiquement sur la figure I.24 :

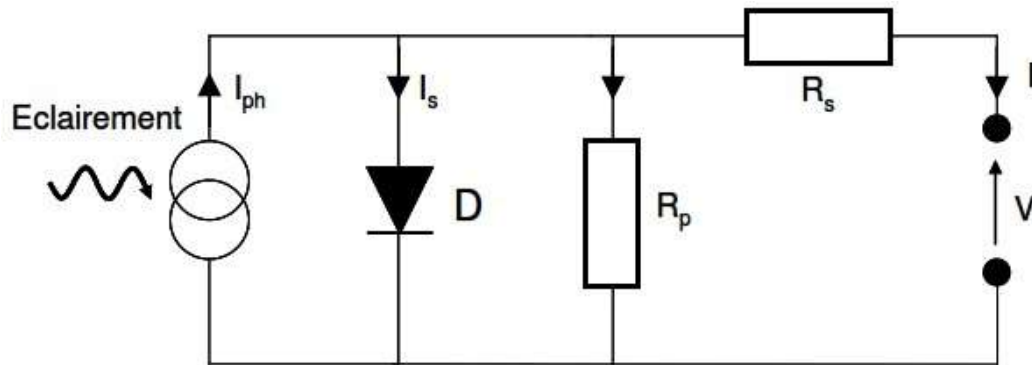


Figure I.24 Schéma équivalent d'une cellule solaire à une diode avec pertes et un coefficient d'idéalité [23].

On peut alors exprimer le courant I en fonction de la tension V , de manière générale avec l'expression I.16:

$$I(V) = I_{ph} - I_s \left(\exp\left(\frac{e(V + IR_s)}{n_{id} kT}\right) - 1 \right) - \frac{V + IR_s}{R_p} \quad (\text{I.16})$$

Avec

- I_s Courant de saturation [A]
- R_s Résistance série [Ω]
- R_p Résistance en parallèle [Ω]
- n_{id} Coefficient d'idéalité de la diode, typiquement $n_{id} = 1.1 - 1.5$
- I_{ph} Courant photo-généré [A]

I.6.3.3 Les grandeurs caractéristiques d'une cellule photovoltaïque

À partir de la caractéristique $I - V$ sous éclairement illustrée au dessus dans la figure (I.21) représentant l'ensemble des configurations électriques que peut prendre la cellule, on constate que le comportement d'une cellule solaire peut être étudié à travers quatre grandeurs physiques principales [24]; I_{cc} , V_{co} , I_m et V_m :

a) Le courant de court circuit, I_{cc}

Le courant de court-circuit exprimé en mA (ou densité de courant de court-circuit mA/cm^2), est le courant généré par la cellule sous éclairement et en court-circuitant les bornes de la cellule (raccordée à elle-même tension nulle à ses bornes $V = 0$). Il croît linéairement avec l'intensité d'illumination de la cellule et il dépend de la surface éclairée, de la longueur d'onde du rayonnement, de la mobilité des porteurs de charges et de la température.

D'où, en annulant la tension V dans l'équation (I.16), on obtient :

$$I_{cc} = I_{ph} - I_s \left(\exp \left(\frac{I_{cc} R_s}{n_{id} U_T} \right) - 1 \right) - \frac{I_{cc} R_s}{R_p} \quad (I.17)$$

Pour la plus part des cellules solaires (dont la résistance série est très faible), on peut négliger le terme $I_s \left(\exp \left(\frac{I_{cc} R_s}{n_{id} U_T} \right) - 1 \right)$ devant I_{ph} . L'expression approchée du courant de court-circuit est alors :

$$I_{cc} \approx \frac{I_{ph}}{1 + \frac{R_s}{R_p}} \quad (I.18)$$

Dans le cas idéal ($R_s \rightarrow 0$ et $R_p \rightarrow \infty$) ou dans le cas approximatif suivant :

$$R_p \gg R_s \Rightarrow \frac{R_s}{R_p} \ll 1 \Rightarrow 1 + \frac{R_s}{R_p} \approx 1 \quad (I.19)$$

Le courant de court-circuit I_{cc} se confond avec le photo-courant I_{ph} :

$$I_{cc} = I_{ph} \quad (I.20)$$

b) La tension en circuit ouvert, V_{co}

C'est la tension mesurée aux bornes de la cellule et pour laquelle le courant débité par la cellule solaire est nulle (tension générée par une cellule éclairée non raccordée), elle est donnée par la relation :

$$V_{co} = n_{id} U_{th} \ln \left(1 + \frac{I_{ph}}{I_s} \right) \quad (I.21)$$

c) Le point du fonctionnement $P_m(V_m, I_m)$

La puissance maximale d'une cellule photovoltaïque éclairée est la grandeur essentielle pour évaluer sa performance; elle est donnée par la relation :

$$P_m = I_m \times V_m \quad (I.22)$$

Elle traduit sur la caractéristique $I - V$ le point du fonctionnement $P_m(V_m, I_m)$ qui est situé au coude de la caractéristique $I - V$ et dit point de puissance maximale où les valeurs de tension V_m et du courant I_m appelées également tension et courant maximums respectivement.

d) Le facteur de forme, FF

Le facteur de forme (FF) « en anglais : Fill Factor » est défini comme le rapport entre la puissance maximale et le produit ($I_{cc} \times V_{co}$) [25]; d'où il est donné par la relation :

$$FF = \frac{P_m}{I_{cc} \times V_{co}} = \frac{I_m \times V_m}{I_{cc} \times V_{co}} \quad (I.23)$$

Ce paramètre compris entre 0 et 1, on l'exprime en % qualifie la forme plus ou moins rectangulaire de la caractéristique $I - V$ de la cellule solaire.

Si celle-ci était carrée le facteur de forme serait égale à 1, la puissance P_m sera égale à ($I_{cc} \times V_{co}$). Mais, généralement le facteur de forme prend des valeurs entre 0.6 et 0.85.

e) Le rendement de conversion, η

Les quatre grandeurs caractéristiques précitées sont sommables dans un seul paramètre exprimé en pourcentage, on l'appelle le rendement η . Il est défini [24] comme étant le

rapport entre la puissance maximale produite par la cellule et la puissance du rayonnement solaire incidente P_{in} .

$$\eta = \frac{P_m}{P_{in}} \quad (I.24)$$

Si S est la surface de la cellule (en m^2) et E est l'éclairement « irradiance » (en W/m^2) le rendement énergétique s'écrit :

$$\eta = \frac{FF \times V_{co} \times I_{cc}}{S \times E} \quad (I.25)$$

Le rendement peut être amélioré en augmentant le facteur de forme, le courant de court-circuit et la tension à circuit ouvert.

A température et éclairage constants, le rendement d'une cellule solaire dépend de la charge dans le circuit électrique. En circuit ouvert ($P_m = \infty$, $I = 0$, $V = V_{co}$) ou en court-circuit ($R_c = 0$, $I = I_{cc}$, $V = 0$), aucune énergie n'est transmise à l'extérieur. Entre ces deux extrêmes, il existe une valeur optimale R_{opt} de la résistance de charge R_c pour laquelle la puissance fournie par la cellule solaire à la résistance de charge est maximale notée P_m (voir figure I.21).

f) Réponse spectrale d'une cellule solaire

La réponse spectrale RS d'une cellule photovoltaïque est le rapport entre le courant de court-circuit généré par la cellule et la puissance lumineuse incidente, en fonction des différentes longueurs d'onde formant le rayonnement incident. La réponse spectrale RS est donnée par la relation suivante [26]:

$$RS = \frac{I_{cc}(\lambda)}{P_{in}(\lambda)} (A/W) \quad (I.26)$$

g) Rendement quantique externe EQE

Le rendement quantique externe EQE de la cellule est le rapport du nombre de porteurs générés sur le nombre de photons incidents pour chaque longueur d'onde, il est relié à la réponse spectrale par :

$$EQE(\lambda) = RS(\lambda) \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot e} \quad (I.27)$$

h) Rendement quantique interne IQE

Le rendement quantique interne IQE de la cellule est le rapport du nombre de porteurs générés sur le nombre de photons pénétrant dans le matériau, il est relié au rendement quantique externe EQE par l'équation :

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)} \quad (I.28)$$

Où $R(\lambda)$ représente le coefficient de réflexion pour la longueur d'onde λ .

I.6.4 Groupement des cellules solaires

Une cellule solaire constitue un générateur de très faible puissance, insuffisant pour les applications électriques courantes. Les modules sont donc réalisés par association, en série et/ou en parallèle, de cellules élémentaires. La connexion en série augmente la tension pour un même courant alors que la connexion en parallèle augmente le courant pour une tension identique.

Pour que l'électricité générée soit utilisable pour nos applications électriques, il est donc nécessaire d'associer entre elles un grand nombre de cellules, en fonction de la charge variable ou fixe à alimenter. La forme générale de la caractéristique $I(V)$ d'un module solaire ou photovoltaïque est identique à celle d'une cellule solaire élémentaire.

I.6.4.1 Groupement en série

Par association en série, les cellules sont traversées par le même courant et la tension résultante correspond à la somme des tensions générées par chacune des cellules (figure I.25).

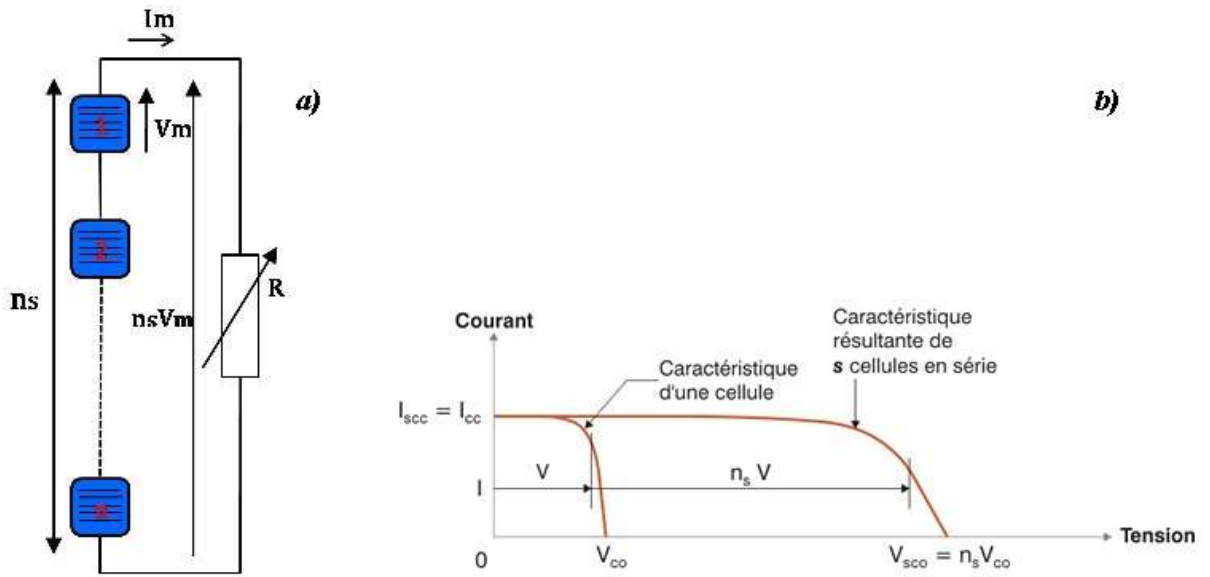


Figure I.25 a) Association en série de n_s cellules solaires b) Caractéristique $I(V)$ [22].

I.6.4.2 Groupement en parallèle

Par association en parallèle, les cellules sont soumises à la même tension et le courant résultant correspond à la somme des courants générés par chacune des cellules (figure I.26).

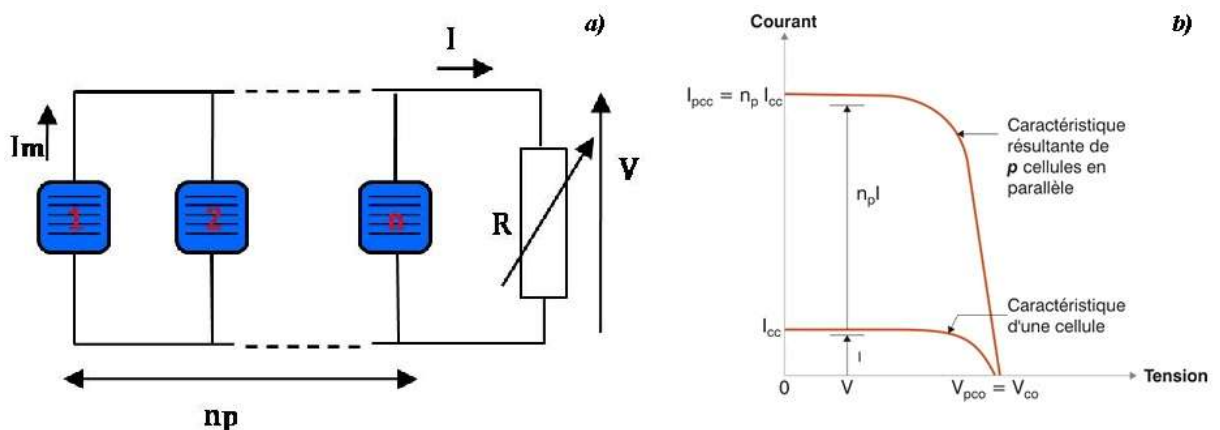


Figure I.26 a) Association en parallèle de n_p cellules solaires b) Caractéristique $I(V)$

I.6.4.3 Groupement mixte

Si pour une application donnée il est nécessaire de faire augmenter le courant et la tension délivrée par les cellules solaires, on réalise un groupement mixte ou groupement série-parallèle. On parlera dans ce cas de module et de panneaux solaires. Un panneau solaire est par définition un ensemble de modules regroupés selon un montage

mixte, le module étant à son tour composé d'un ensemble de cellules montées généralement en série.

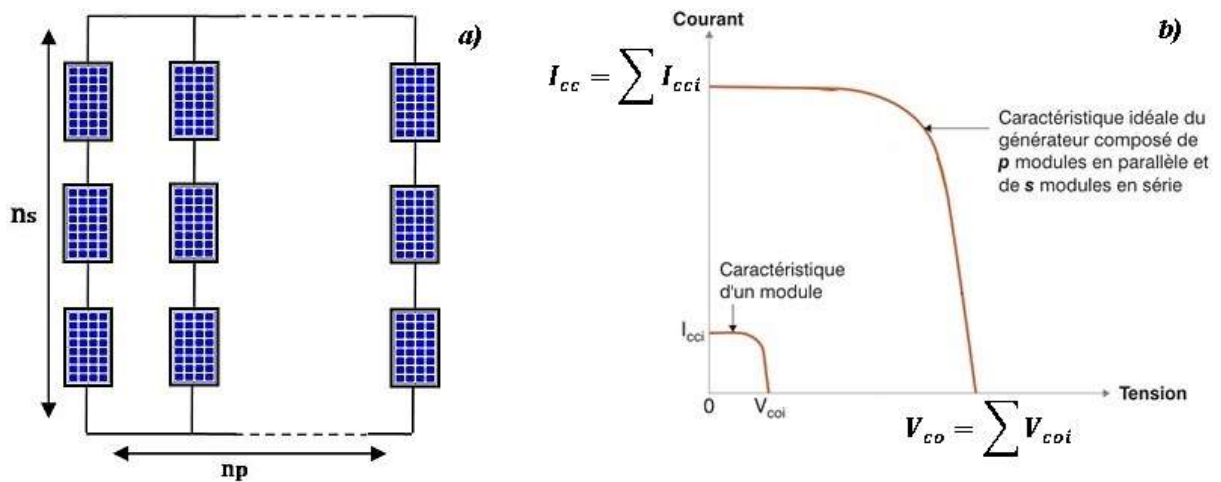


Figure I.27 a) Association mixte de n_p branches et de n_s modules composés de cellules solaires identiques. b) Caractéristique $I(V)$ [22].

Il est possible d'utiliser un montage de cellules identiques en série sur un module et n_p nombre de branche (placées en parallèle) avec n_s nombre de modules par branche (figure I.27 ci-dessus). La puissance totale disponible P_T , dans ces conditions, est égale à :

$$P_T = n_s \cdot n_p \cdot P_m \quad (I.29)$$

La résistance optimale est donnée par:

$$R_{opt} = (n_s/n_p) \cdot R_{optm} \quad (I.30)$$

Où R_{optm} est la résistance optimale du module.

I.6.5 Architecture d'une cellule photovoltaïque

La cellule photovoltaïque est constituée de plusieurs couches, l'élément de base de ces structures est la jonction PN qui joue le rôle principal dans le dispositif solaire. Elle est le siège de la génération des porteurs et de leurs séparations.

Bien que différentes structures soient envisageables pour l'élaboration des cellules photovoltaïques, des parties similaires sont présentées dans chaque composant. La structure d'une cellule photovoltaïque standard industrielle est présentée sur la figure I.28.

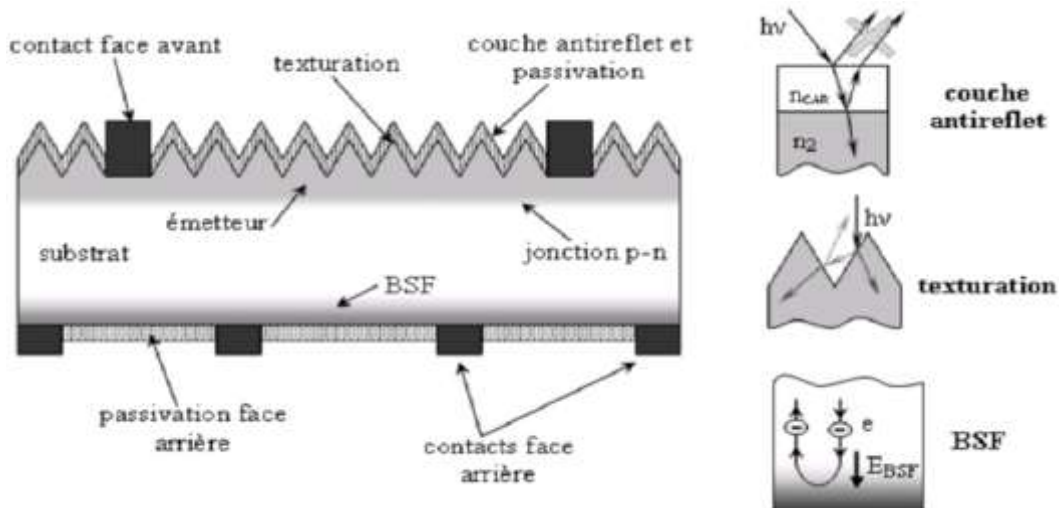


Figure I.28 Composition d'une cellule photovoltaïque [20].

I.6.5.1 Contacts face avant et arrière

Les contacts métalliques de l'émetteur et du substrat servent à collecter le courant des porteurs photogénérés. Les contacts doivent être ohmiques, c'est à dire que la caractéristique $I = f(V)$ du contact doit être linéaire. La résistance des contacts est un paramètre très important. La forte résistance des contacts augmente la résistance série de la cellule et baisse le facteur de forme ainsi que le rendement.

Les contacts sont généralement réalisés par sérigraphie. Les doigts de sérigraphie possèdent une largeur minimale de $100 \mu m$ et une épaisseur de $10 \mu m$ à $30 \mu m$ permettant de conduire une forte densité de courant. Pour les cellules photovoltaïques à haut rendement, la pulvérisation cathodique ou l'évaporation sous vide sont utilisées.

I.6.5.2 Couche anti-reflet (CAR)

La quantité de photons pénétrant la cellule photovoltaïque dépend de la réflectivité de sa surface. La réflectivité caractérise la quantité de photons réfléchi par la surface, soit une perte du rayonnement incident. Pour minimiser la réflexion de la lumière en surface, cette dernière est recouverte d'une couche anti-réfléchissante (Anti-Reflective Coatings CAR). Le rôle de la couche anti-réfléchissante est de réduire la réflectivité de la cellule au niveau de la face avant. Sans couches anti-réfléchissantes, la cellule solaire agit comme un miroir et reflète jusqu'à 33% de la lumière incidente sur la cellule. Cette couche réduit au minimum cette réflexion, en ramenant les pertes de réflexion à moins de 5% de sorte que la lumière du soleil va atteindre la surface de la cellule et diminuer les pertes

optiques. Différentes couches anti réfléchies sont utilisées en photovoltaïque, elles peuvent être isolantes comme le TiO₂, SiO₂, ZnS, MgF₂ et SiN_x ou conductrice comme le ZnO ou l'ITO.

La réflectivité dépend de l'indice de réfraction du matériau de l'épaisseur de la couche déposée, de l'angle d'incidence et de l'état de polarisation du rayon incident. Si l'épaisseur de la couche diélectrique est égale à :

$$d_{CAR} = \frac{(2N + 1) \cdot \lambda}{4n_{CAR}} \quad \text{avec } N = 0,1,2,3, \dots \quad (\text{I.31})$$

On obtiendra l'annulation des faisceaux réfléchis à l'interface air/ CAR et CAR /semi-conducteur. Pour les cellules photovoltaïques à haut rendement, une double CAR est utilisée avec deux diélectriques différents.

I.6.5.3 Texturation de surface

La texturation du silicium est utilisée pour diminuer la réflectivité de la surface de la cellule. Cette opération vise à développer en surface un relief micrométrique, généralement de forme pyramidale.

La figure I.28 présente le principe de réflexions multiples propre à la texturation. Le relief de la surface entraîne une baisse de la réflexion en face avant: un rayon arrivant à incidence normale (par rapport au plan de la cellule) sur une pyramide sera réfléchi sur la face d'une pyramide adjacente, cette double réflexion sur les pyramides diminue le coefficient de réflexion totale, qui ne vaut plus R mais R^2 . D'autre part, un rayon d'incidence normale sera transmis dans la cellule avec un angle de réfraction θ différent de 0° . Le trajet de ce rayon dans le silicium sera donc augmenté d'un facteur $1/\sin\theta$ par rapport au cas d'une surface plane et perpendiculaire à l'éclairement, ce qui aura pour effet d'augmenter la part de photons absorbés par le matériau. Pour finir, la texturation de la surface entraîne un piégeage plus important de la lumière pénétrant dans la cellule. Sur la face arrière de la cellule, il existe un angle d'incidence critique θ_c à partir duquel le rayon est totalement réfléchi et prolonge son trajet dans le semi-conducteur, augmentant là aussi l'absorption des photons. En appliquant la loi de Descartes, on trouve que cet angle vaut 17° dans le cas du silicium dans l'air.

I.6.5.4 Champ électrique dans la face arrière BSF

Un BSF (Back Surface Field) est une couche fortement dopée sur la face arrière de la cellule. Cette zone a le même type de dopage que celui de la base, conduisant à une structure $P - P^+$. Ce dernier consiste à créer une barrière de potentiel sur la face arrière de la cellule pour assurer une passivation. La barrière de potentiel induite par la différence du niveau de dopage entre la base et le BSF tend à confiner les porteurs minoritaires dans la base. Donc le but du champ arrière est de diminuer la vitesse de recombinaison.

I.6.6 Les filières des cellules photovoltaïques

De nombreuses technologies de cellules photovoltaïques existent, regroupées en filières et sont classées usuellement en trois générations. Elles se distinguent par les matériaux utilisés, les procédés de fabrication et le nombre de jonctions utilisées au sein de la cellule :

- La première génération est principalement basée sur la technologie silicium cristallin (avec ses trois familles: monocristallin, multicristallin, et le silicium amorphe), ou du moins à partir de cellules solaires formées d'un seul matériau semi-conducteur et donc d'efficacité maximum de 33.7% (limite de Shockley-Queisser [3] due principalement aux pertes par transmission des photons d'énergie inférieure à l'énergie de gap (E_g), pertes par thermalisation (sous forme de chaleur) des porteurs d'énergie très supérieure à (E_g) et les pertes par recombinaison radiatives).
- La seconde génération correspond aux cellules solaires à base de films (couches) minces (thin film solar cells), on distingue trois catégories : les couches minces inorganiques, fabriquées usuellement à partir de matériaux peu coûteux comme le silicium amorphe, le CdTe et le CIGS (Cuivre, Indium, Gallium et Sélénium) et présentent en contrepartie, des efficacités faibles, et les cellules en couches minces organiques qui sont constituées d'une ou plusieurs couches minces de semi-conducteurs organiques. Ces cellules sont encore au stade du laboratoire, leur développement à grande échelle est aujourd'hui freiné par la faible durée de vie des cellules et les faibles rendements qui les rendent difficilement compétitives avec les autres technologies. La dernière catégorie est les couches minces à base de matériaux III-V fabriquées à partir de semi-conducteurs III-V, tels que l'arséniure de gallium, arséniure d'indium, nitrure de gallium, antimoniure de gallium ou des alliages ternaires tels que $In_xGa_{(1-x)}As$.

- La troisième génération désigne les cellules solaires capables de dépasser la limite de Shockley-Queisser (SQ) et les nouveaux concepts photovoltaïques : par exemple les cellules pérovskites, les cellules à bande intermédiaire et surtout les cellules solaires multi-jonction (MJSCs pour Multi-Jonction Solar Cells) qui détiennent le record du monde d'efficacité.

Les performances de ces dispositifs ont été considérablement augmentées depuis la création en 1954 de la première cellule PV industrielle par les Laboratoires Bells, d'un rendement de 6%. La figure I.29 présente l'évolution des rendements dans les principales filières de 1975 à 2017. On remarque l'apparition de nouvelles filières au cours du temps et l'augmentation progressive des rendements.

Les cellules solaires à simple jonction atteignent des rendements assez proches de la limite de SQ, avec 26.6% en silicium (27.6 % sous concentration) et 28.8% en GaAs (29.3% sous concentration). La limite de SQ est dépendante de la concentration : elle est en effet augmentée de 33% à 41% sous concentration. Les cellules solaires multi-jonction, avec un record du monde de 46.1% détenu par Fraunhofer ISE/CEA/Soitec (sous concentration), sont largement supérieures en termes d'efficacité.

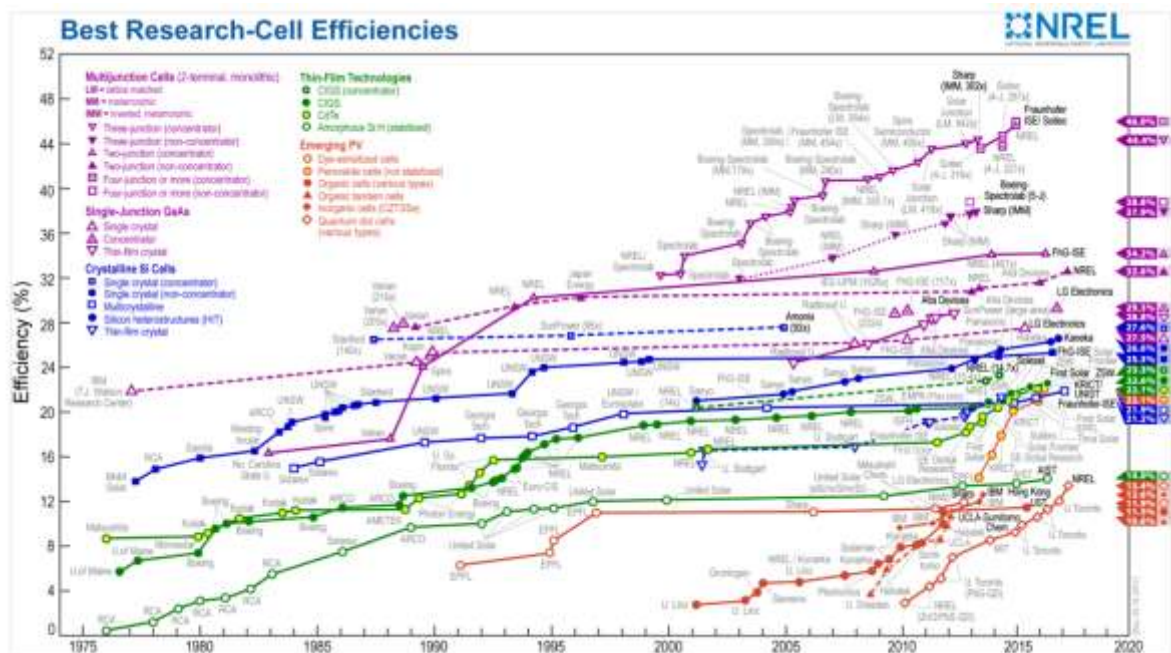


Figure I.29 Evolution des rendements des cellules solaires de laboratoires pour les différentes filières photovoltaïques (figure issue du site web du NREL), les plus hauts rendements sont obtenus avec les cellules III-V multijonction sous concentration, tandis que les plus faibles rendements sont obtenus avec les cellules solaires organiques.

I.6.7 Les cellules solaires à multi-jonctions (MJSCs)

Le principe des cellules à multi-jonction (*MJSCs* pour *Multi-Junction Solar Cells*) est de combiner au sein d'une structure monolithique des matériaux d'énergie de bande interdite différentes. Lorsque ces matériaux sont judicieusement choisis en fonction de leurs propriétés optoélectroniques, le domaine d'absorption du spectre solaire par la cellule est ainsi plus étendu et les pertes par thermalisation sont moins importantes que pour les cellules à simple jonction.

Les rendements théoriques possibles sont alors bien supérieurs à la limite de SQ. En considérant le spectre solaire AM1.5G, les rendements théoriques maximum correspondant à des combinaisons de gap optimales sont [27] [28] [29]:

- Pour une cellule 2-jonctions : 42.1% à 1-soleil (0.94 eV / 1.64 eV) et 59.4% à concentration maximale (0.71 eV / 1.41 eV)
- Pour une cellule 4-jonctions : 54% à 1-soleil (0.71 eV / 1.13 eV / 1.55 eV / 2.13 eV) et 70.7 % à concentration maximale (0.53 eV / 1.13 eV / 1.55 eV / 2.13 eV)
- Pour une infinité de jonctions : 65.4% à 1-soleil et 85 % à concentration maximale.

La cellule solaire à multi-jonction peut donc être assimilée à un empilement de sous-cellules solaires de propriétés optoélectroniques complémentaires, permettant ainsi une meilleure exploitation du spectre solaire. Dans la plupart des cas, les sous-cellules sont connectées en série et le courant est collecté par deux terminaux sur la cellule solaire (un en face avant et un en face arrière).

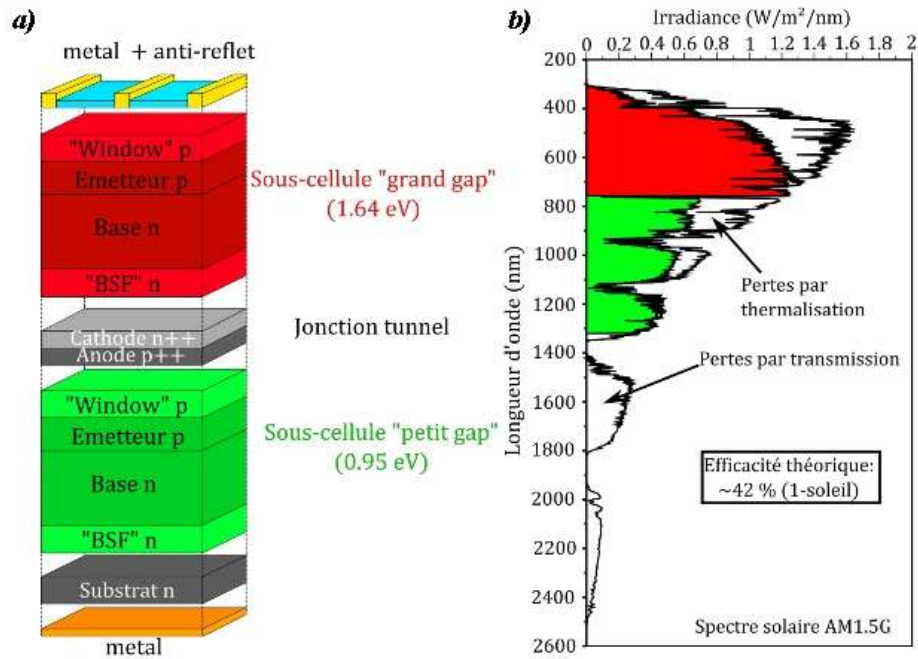


Figure I.30 a) Architecture d'une MJSCs tandem en configuration 2 terminaux (connexion en série des sous-cellules). b) Exploitation correspondante du spectre solaire par chaque sous-cellule de la MJSC en prenant comme référence le spectre solaire AM1.5G.

La connexion en série se fait quasi-exclusivement par des Jonctions Tunnel (JTs) : il s'agit en effet du seul composant compatible avec l'intégration monolithique, permettant l'inversion de polarité N/P nécessaire au passage d'une sous-cellule à l'autre, pouvant posséder une très faible résistivité et donc ne compromettant pas les performances de la MJSC. L'architecture type d'une MJSC 2-jonctions est présentée sur la figure I.30.a, et l'exploitation du spectre solaire selon la limite de SQ est donnée dans la figure I.30.b.

La fabrication des MJSCs se fait quasi-exclusivement avec des matériaux III-V, qui permet une exploitation optimale du spectre solaire par la diversité de leur énergie de bande interdite et par leurs propriétés optoélectroniques. Elles sont élaborées par épitaxie par jets moléculaires (EJM) ou par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). Il s'agit de techniques de fabrication coûteuses, et le prix des MJSCs est de ce fait bien plus élevé que celui des autres cellules solaires.

En conséquence, les applications de cette filière sont principalement des marchés de « niches » (en particulier les applications spatiales). Des applications terrestres « grand marché » sont toutefois développées pour lesquelles les dispositifs fonctionnent sous concentration

(usuellement 100 à 1000 soleils) ce qui permet de diminuer la surface de cellule solaire utilisée.

I.6.7.1 Les défis de la fabrication et de la conception des MJSCs

Les performances d'une MJSC sont fortement dépendantes de la qualité-structurale, optique et électronique des matériaux utilisés. Comme la plupart des dispositifs fabriqués par épitaxie, le paramètre de maille du substrat détermine la nature des matériaux III-V utilisables, ce qui en limite les combinaisons possibles. En effet, s'ils possèdent un désaccord de maille trop important avec le substrat, les contraintes induites seront généralement relaxées plastiquement par génération de défauts cristallins étendus, principalement des dislocations. La qualité des couches épitaxiées en sera fortement dégradée. Dans le cas extrême de désaccords très forts, supérieurs à 2%, la croissance du matériau sous forme 2-D (couches) sera impossible, la relaxation se faisant d'abord élastiquement par «déformation de la surface», excluant les matériaux très désaccordés pour leur utilisation en couche mince. Eviter la mise en œuvre de la relaxation plastique des contraintes est possible si on réduit l'épaisseur de la couche en deçà d'une valeur critique ; il faudra toutefois que cette épaisseur soit suffisante pour que la couche soit un absorbeur efficace. La problématique des matériaux utilisables dans la MJSC est d'autant plus compliquée que celle-ci ne se compose pas seulement d'absorbeurs, mais aussi d'autres couches qui sont souvent formées à partir de matériaux différents de l'absorbeur (les « *window* », les « *BSF* » et les JT).

Un premier défi est donc d'identifier les matériaux III-V qui réalisent le compromis combinaison de gaps / structures cristallines pour constituer des MJSCs de haut rendement sur un substrat donné, et/ou de trouver un moyen pour s'affranchir des problèmes générés par la différence des paramètres de maille du substrat et des matériaux épitaxiés.

La connaissance des propriétés électroniques et optiques de tous les alliages III-V composant une MJSC est aussi un défi majeur pour le développement de ce dispositif PV. Cette dernière est certes un empilement de sous-cellules solaires « indépendantes » fonctionnant dans un domaine spectral donné, mais ces sous-cellules doivent être conçues pour fonctionner ensemble de manière optimale. En particulier, leur interconnexion en série impose d'homogénéiser l'intensité du courant électrique sur l'ensemble de la structure. Cet « accord de courant », extrêmement contraignant du point de vue conception, impose de connaître parfaitement les caractéristiques de chaque sous-cellule, et donc les propriétés des matériaux qui les composent. Le développement de méthodes de caractérisations avancées de

ces matériaux, avec des mesures métrologiques de leurs propriétés électriques, optiques et structurales, est donc indispensable [17].

I.6.7.2 Les alliages $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en tant que matériaux photovoltaïques

En tant que membre du groupe des composés semi-conducteurs III-V, les alliages $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ possèdent de très bonnes propriétés optoélectroniques qui conviennent théoriquement à leur utilisation dans les cellules solaires multi-jonctions à couches minces. Ils ont un gap direct (ce qui signifie que lors de l'absorption de photons, des transitions directes inter bandes peuvent se produire sans pertes d'énergie sous forme de phonons) et variable qui couvre la totalité du spectre solaire. Ils disposent également d'un coefficient d'absorption très élevé de l'ordre de 10^5 cm^{-1} de sorte que quelques centaines de nanomètres d'épaisseur est suffisante pour l'absorption de la majorité de lumière incidente.

Étant donné que seule une couche mince est suffisante pour une absorption efficace, les coûts sont minimisés, et c'est ainsi que les alliages $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ont commencé à émerger comme matériaux prometteurs pour les applications photovoltaïques. Particulièrement pour la conception de cellules solaires multi-jonctions à très haute efficacité énergétique. Il possède également plusieurs autres propriétés qui seront le sujet du deuxième chapitre.

I.7 Conclusion

Ce chapitre est une introduction générale des notions du rayonnement solaire, de semi-conducteurs et des cellules solaires, ce qui nous servira par la suite dans ce travail à utiliser des termes et des équations y afférentes définis dans ce chapitre. D'abord, nous avons pris connaissances sur le spectre électromagnétique et les standards ASTM E490 et ASTM G 173 utilisés pour les tests des cellules solaires pour les applications spatiales et terrestres. Ensuite, nous avons présenté les semi-conducteurs avec leurs différents aspects comme le dopage et la bande interdite, nous avons aussi présenté la jonction PN classique et les calculs nécessaires dans ce contexte comme le champ électrique et le potentiel interne. Puis nous sommes passés à la jonction tunnel, nous avons présenté ses caractéristiques $J-V$ et le mécanisme d'effet tunnel développé à la jonction. Enfin, nous avons présenté les cellules solaires, nous avons parlé de l'interaction lumière-matière et comment s'y produit l'effet photovoltaïque, nous avons décrit ses différents paramètres qui déterminent ses performances comme la densité du courant de court circuit, la tension de circuit ouvert, le rendement de conversion, l'efficacité quantique interne et externe,...etc. Nous avons présenté également les modèles électriques idéal et réel d'une cellule solaire et les différents filières des cellules solaires y compris les cellules multi-jonctions en couches minces.

II

Le Nitrure de Gallium Indium

Chapitre II : Le Nitrure de gallium Indium

II.1 Introduction	44
II.2 Les semi-conducteurs III-V.....	44
II.3 Les composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V.....	45
II.3.1 Les composés binaires.....	45
II.3.2 Les composés ternaires et quaternaires	46
II.4 L'intérêt des nitrures d'éléments III en optoélectronique	47
II.5 Description du nitrure d'Indium-Gallium	47
II.6 Les propriétés structurales.....	48
II.6.1 Structure cristalline	48
II.6.2 Polarisation interne et piézoélectricité	50
II.7 Propriétés électriques	51
II.7.1 Gap d'énergie interdite.....	51
II.7.2 Densités d'états dans les bandes de conduction et de valence	54
II.7.3 Caractère intrinsèque de type N dans les nitrures	55
II.7.4 Mobilité des porteurs dans les nitrures.....	57
II.7.5 Longueur de diffusion	58
II.7.6 Génération-recombinaison	59
II.8 Propriétés optiques.....	62
II.8.1 Indice de réfraction	63
II.8.2 Coefficient de réflexion et de transmission.....	64
II.8.3 Permittivité relative	65
II.8.4 Coefficients d'atténuation et d'absorption	66
II.9 Cellules solaires à base d'InGaN	67
II.9.1 Cellules solaires mono-jonction	67
II.9.2 Cellules solaires multi-jonctions	72
II.10 Conclusion.....	78

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux matériaux III-V, y compris les nitrures d'éléments III (N-III), et en particulier l'InGaN qui est au centre de ce travail de thèse et qui a l'avantage de présenter des propriétés électroniques et optiques différentes selon la fraction des éléments dans l'alliage, les rendant non seulement, bien adapté aux applications d'optoélectronique comme les LED, mais aussi dans le photovoltaïque en plus de leurs utilisations dans le domaine de l'électronique. Il présente: une bande interdite directe (ce qui signifie que lors de l'absorption de photons, des transitions directes inter bandes peuvent se produire sans pertes d'énergie sous forme de phonons), qui s'étale sur une large gamme d'énergies (de 0.7 eV à 3.42 eV), ce qui nous permet de concevoir une cellule multi-jonction avec un même matériau tout en assurant l'accord en courant dans la cellule, un coefficient d'absorption très élevé de l'ordre de 10^5 cm^{-1} ce qui réduit l'épaisseur de la couche absorbante conduisant à une réduction de la quantité de matériau utilisé et c'est ainsi que les coûts de fabrication seront minimisés. En outre, les alliages InGaN se proposent comme de très bons candidats pour les applications spatiales, vu qu'ils ont montré une forte résistance aux radiations hautement énergétiques par rapport aux alliages d'arséniures et phosphures [30].

L'InGaN est un alliage entre le nitrure d'indium (InN) et le nitrure de gallium (GaN). Donc, il convient mieux de décrire les propriétés de ces deux composés binaires, pour ensuite décrire les propriétés de l'alliage ternaire résultant. Dans ce contexte, un recueil regroupant les propriétés fondamentales de l'InN et du GaN a été dressé par [31] et [32], nous allons décrire dans ce chapitre, surtout ceux qui nous serviront dans la suite de ce travail pour mener à bien nos simulations.

II.2 Les semi-conducteurs III-V

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la colonne III et d'un élément de la colonne V du tableau de la classification périodique de Mendeliev (Figure II.1). Ainsi de nombreux composés binaires, ternaires et quaternaires peuvent être réalisés.

	III	IV	V	VI
	5 B Bore	6 C Carbone	7 N Azote	8 O Oxygène
	13 Al Aluminium	14 Si Silicium	15 P Phosphore	16 S Soufre
30 Zn Zinc	31 Ga Gallium	32 Ge Germanium	33 As Arsenic	34 Se Sélénium
48 Cd Cadmium	49 In Indium	50 Sn Étain	51 Sb Antimoine	52 Te Tellure
80 Hg Mercure	81 Tl Thallium	82 Pb Plomb	83 Bi Bismuth	84 Po Polonium

Figure II.1 Tableau périodique partiel [33].

II.3 Les composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V

II.3.1 Les composés binaires

Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont lesquels la bande interdite est large et indirecte, et dans lesquels la masse effective des électrons est élevée. Les composés contenant du bore, de l'aluminium ou de l'azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [34], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [35]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à base de Gallium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes.

Le tableau II.1 résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Tableau II.1 Paramètres des principaux composés binaires III-V [35].

Composé III-V	Eg (ev)	m^*/m_0	μ (cm ² /VS)	a (Å°)
BN	7,5			3,6150
AlP	2,45			5,4510
AlAs	2,16			5,6605
AlSb	1,58	0,12	200	6,1355
BP	2,0			4,5380
GaN	3,36	0,19	380	a=3,189 (b=5,185)
GaP	2,26	0,82	110	5,4512
GaAs	1,42	0,067	8500	5,6533
GaSp	0,72	0,042	5000	6,0959
InP	1,35	0,077	4600	5,8686
InAs	0,36	0,023	33000	6,0584
InSp	0,17	0,0145	80000	6,4794

II.3.2 Les composés ternaires et quaternaires

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante:

- **Ternaires:** S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit: $A_x A'_{(1-x)} B$

Exemple: $Ga_x In_{(1-x)} P$, lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court $GaInP$.

- **Quaternaires 1+3:** S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit :

$$A_x A'_y A''_{(1-x-y)} B.$$

Exemple: $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} As$.

- **Quaternaires 2+2:** S'il y a substitution de 2 atomes sur chacun des deux sous réseaux, soit :

$$A_x A'_{(1-x)} B_y B'_{(1-y)}.$$

Exemple: $Ga_x In_{(1-x)} P_y As_{(1-y)}$.

La plupart des solutions solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution progressive et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution (composition).

II.4 L'intérêt des nitrures d'éléments III en optoélectronique

Les nitrures d'éléments III (GaN, AlN, InN et leurs alliages) sont des semi-conducteurs aux propriétés remarquables. La plus importante est sans conteste le faible gap d'énergie interdite de l'InN qui vaut 0.77 eV [36]. Ce dernier étend la couverture spectrale des nitrures qui couvrent maintenant de l'ultraviolet lointain avec l'AlN (6.2 eV, soit 200 nm) [37], à l'infrarouge moyen avec l'InN (0.7 eV, soit 1770 nm), en passant par l'ultraviolet proche avec le GaN (3.39 eV, soit 365 nm) [38] et le visible avec les alliages InGaN ou AlInN.

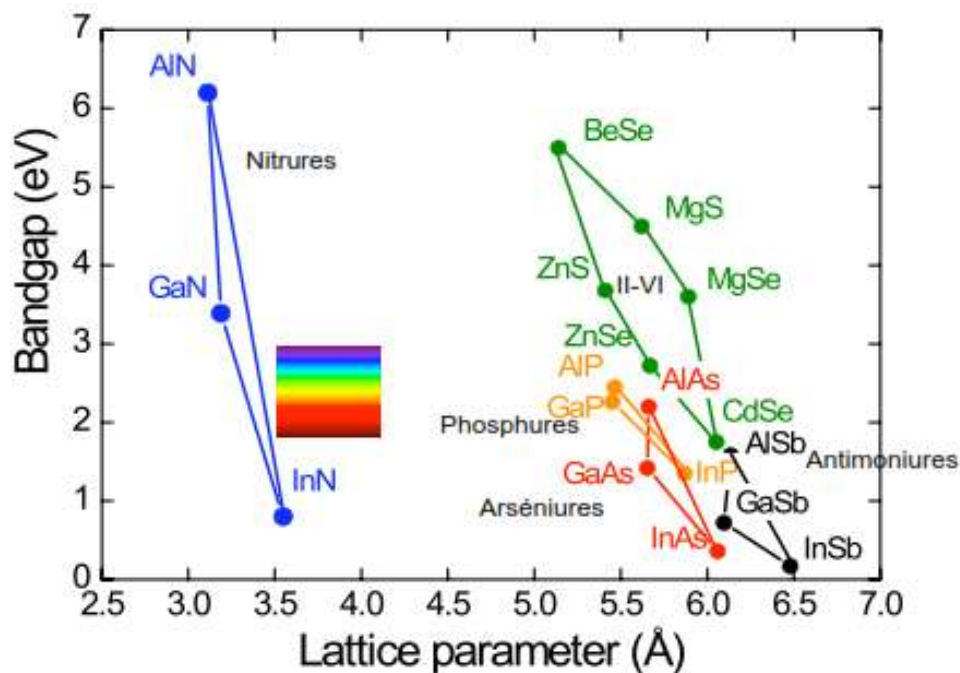


Figure II.2 Bande interdite de divers composés semi-conducteurs en fonction de leur paramètre de maille [39].

II.5 Description du nitrure d'Indium-Gallium

L'InGaN est un semi-conducteur faisant partie des composés III-N, c'est-à-dire, composés d'azote et d'un ou plusieurs éléments de la colonne III (bore, gallium, aluminium, indium, etc.) du tableau périodique de Mendeleïev. C'est un alliage entre le nitrure d'indium (InN) et

le nitrure de gallium (GaN). Il apparaît à l'heure actuelle comme le matériau le plus prometteur pour les applications photovoltaïques. Il est activement étudié parce qu'il représente une nouvelle catégorie de matériaux possédant des propriétés uniques:

Un large gap d'énergie interdite direct, lui permettant une large couverture spectrale (figure II.3), de fortes liaisons interatomiques ou encore une forte conductivité thermique. Son gap est modulable avec le taux de substitution de l'Indium dans l'alliage. Les propriétés du composé ternaire InGaN sont fortement liées à celles de ses composés binaires, il convient donc de décrire les propriétés de ces deux semi-conducteurs binaires, pour ensuite décrire les propriétés de l'alliage ternaire résultant.

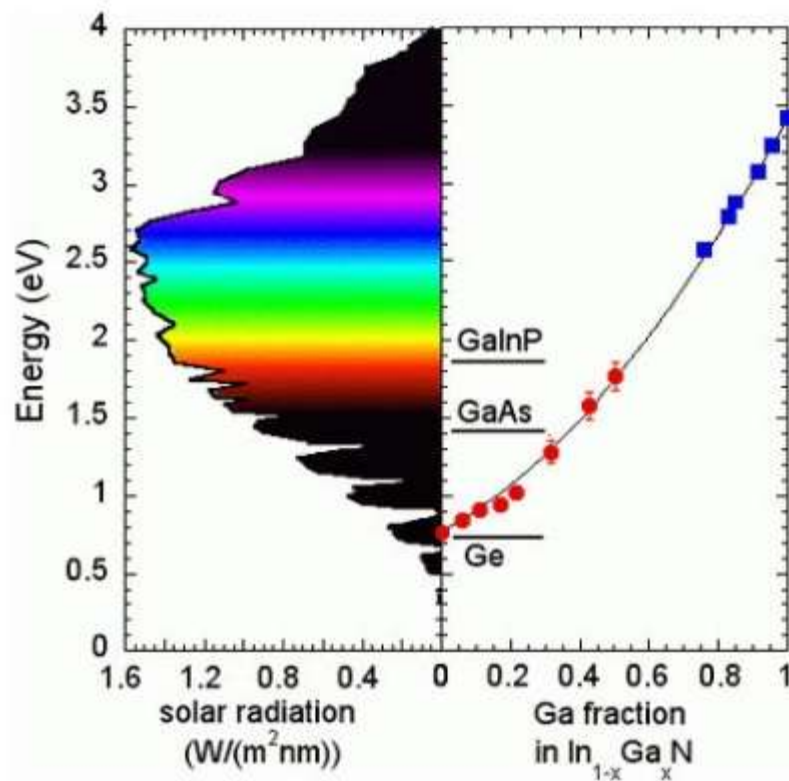


Figure II.3 Couverture spectrale de l'alliage InGaN [40].

II.6 Les propriétés structurales

II.6.1 Structure cristalline

Les nitrures-III cristallisent principalement dans la structure zinc-blende ou wurtzite. La structure zinc-blende est une structure cubique alors que la structure wurtzite est une structure hexagonale [41].

Ces deux types de structure sont constitués de deux sous-réseaux interpénétrés, l'un étant formé par des cations d'éléments III (B^{3+} , Al^{3+} , Ga^{3+} , In^{3+} ...) et l'autre par les anions atomes d'azote (N^{3-}). Les composés binaires InN et GaN se présentent sous ces deux formes cristallines.

Dans les conditions ambiantes, la structure la plus stable thermodynamiquement est la structure hexagonale « wurtzite » (figure II.4.a). Cette structure est définie par trois paramètres, la largeur d'un côté hexagonale a , la hauteur de la maille élémentaire c , et le paramètre interne u décrivant la séparation des sous-réseaux des anions (N^{3-}) et des cations (Ga^{3+}) selon l'axe c [42]. Ce dernier est défini comme étant la longueur de la liaison cation-anion divisée par c . Il est égal à 0,375 pour un cristal wurtzite idéal.

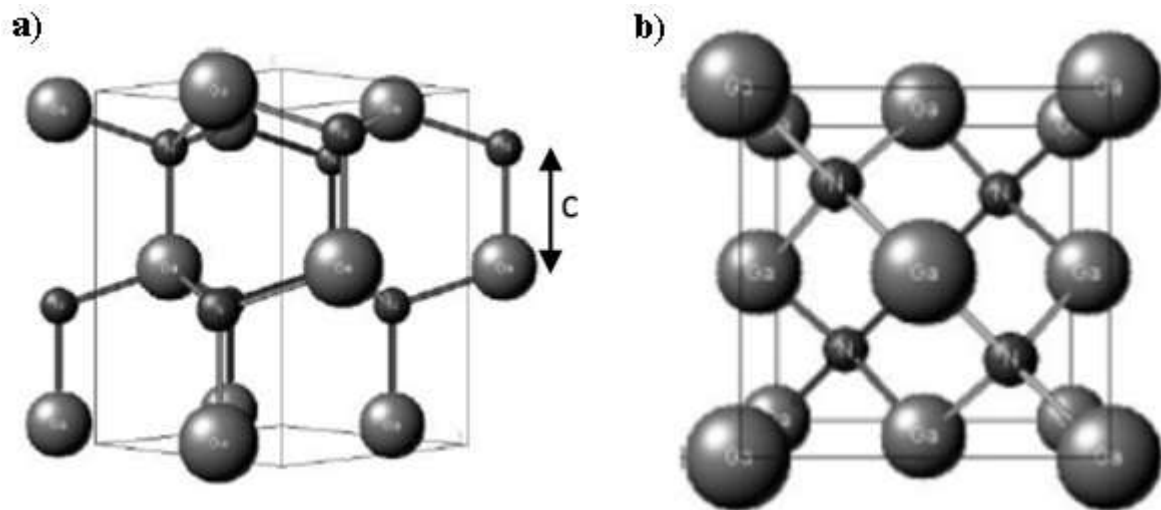


Figure II.4 Structure cristalline du GaN a) Structure Hexagonale (wurtzite) b) Structure cubique (zinc-blende).

La deuxième structure dite « zinc-blende » (figure II.4.b) est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un est constitué d'un élément III et l'autre d'un élément V, les deux sous-réseaux étant décalés du quart de la diagonale principale soit $a \frac{\sqrt{3}}{4}$, « a » étant la longueur du cube. Le tableau II.2 présente les paramètres de maille des nitrures GaN et l'InN pour les deux structures. Cette structure ne peut quant-à elle être obtenue que dans des conditions de croissance bien particulières, elle est thermodynamiquement instable.

Dans les nitrures les liaisons sont de type covalent présentant de propriétés partiellement ioniques, telle que l'une des quatre liaisons reçoit deux électrons de l'élément V.

Tableau II.2 Paramètres structuraux a , c et u pour le GaN et l'InN [43,44].

Composé Binaire	Hexagonale			Cubique
	a (Å)	c (Å)	u (Å)	a (Å)
<i>GaN</i>	3.189	5.185	0.377	4.47
<i>InN</i>	3.54	5.70	0.378	4.96

II.6.2 Polarisation interne et piézoélectricité

II.6.2.1 Polarisation interne

La structure hexagonale peut être représentée par deux sous-réseaux interpénétrés, celui des anions (N^{3-}) et celui des cations (Ga^{3+}), décalés selon l'axe c . Ce décalage peut être décrit par le paramètre u . Cette structure est dite non-centrosymétrique, c'est-à-dire que les barycentres de ces deux sous-réseaux ne se superposent (coïncident) pas, créant ainsi une polarisation interne et un caractère piézoélectrique.

La polarisation interne va séparer spatialement les électrons et les trous, et créer ainsi une accumulation de charge aux extrémités de la couche perpendiculairement à l'axe c . Cette accumulation de charges peut changer les propriétés électriques et la réactivité du matériau.

Tableau II.3 Les valeurs de la polarisation spontanée du GaN et InN [45].

Matériaux	<i>GaN</i>	<i>InN</i>
c/a	1.6259	1.6116
$P_{sp}(C/m^2)$	- 0.029	- 0.032

II.6.2.2 Polarisation piézoélectrique

Outre la polarisation interne, les nitrures-III possèdent également un caractère piézoélectrique. Cet effet est défini comme la création d'un champ électrique suite à une déformation mécanique, et réciproquement comme la création de déformations mécaniques lorsqu'on applique un champ électrique à un matériau. Il est dû au manque de symétrie dans la structure cristalline, à la nature fortement ionique des liaisons chimiques et aux

déformations présentes dans le cristal (dus au désaccord de maille entre le matériau et le substrat, par exemple) [46].

Ainsi en l'absence de polarisation externe, la polarisation des matériaux à structure Hexagonale P , possède deux composantes, la polarisation interne (ou spontanée) P_{sp} et la polarisation piézoélectrique induite par les déformations présentes dans le matériau P_{piezo} [47].

$$P = P_{sp} + P_{piezo} \quad (\text{II. 1})$$

La polarisation piézoélectrique peut s'exprimer sous la forme :

$$P_{piezo} = e_{33}\epsilon_3 + e_{31}(\epsilon_1 + \epsilon_2) \quad (\text{II. 2})$$

Avec

- e_{33} et e_{31} les coefficients piézoélectriques du matériau (C/m^2) (tableau II.4).
- ϵ_1 la déformation dans le plan (supposée isotopique), définie par $\epsilon_1 = \epsilon_2 = (a - a_0)/a_0$ [sans dimension (s. d)].
- ϵ_3 la déformation selon l'axe c, définie par $\epsilon_3 = (c - c_0)/c_0$ [s. d].
 a_0 et c_0 les paramètres de maille à l'équilibre [\AA].

Tableau II.4 Constantes piézoélectriques pour le GaN et l'InN [47][48].

Matériaux	GaN	InN
$e_{31} [C/m^2]$	-0.49 [47] -0.32 [48]	-0.57 [47]
$e_{33} [C/m^2]$	0.73 [47,48]	0.97 [47]

II.7 Propriétés électriques

Les propriétés électriques d'un matériau proviennent de son gap d'énergie interdite E_g , et de sa densité de porteurs. Avant de détailler ces valeurs pour l'InGaN, rappelons que le gap d'énergie interdite est défini comme étant la différence d'énergie entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction.

II.7.1 Gap d'énergie interdite

La caractéristique principale pour laquelle les nitrures sont tant étudiés est leur gap d'énergie interdite direct, y compris à travers leurs alliages. Ceci permet d'avoir de meilleurs rendements de conversion ou d'émission de lumière, pour le photovoltaïque ou pour les

LEDs, par exemple. De plus, leurs alliages permettent de couvrir quasiment tout le spectre solaire, de l'infrarouge (IR) à l'ultraviolet (UV).

Le gap d'énergie interdite est de 3.39 eV (366 nm) pour le GaN et de 0.7 eV (1771 nm) pour l'InN à température ambiante 300 K [38]. Le diagramme de bande du GaN est montré dans la figure II.5.a et celui de l'InN est représenté dans la figure II.5.b. Le GaN et l'InN sont des matériaux à gap direct, le minimum de leur bande de conduction est donc aligné au maximum de leur bande de valence dans l'espace des vecteurs d'onde.

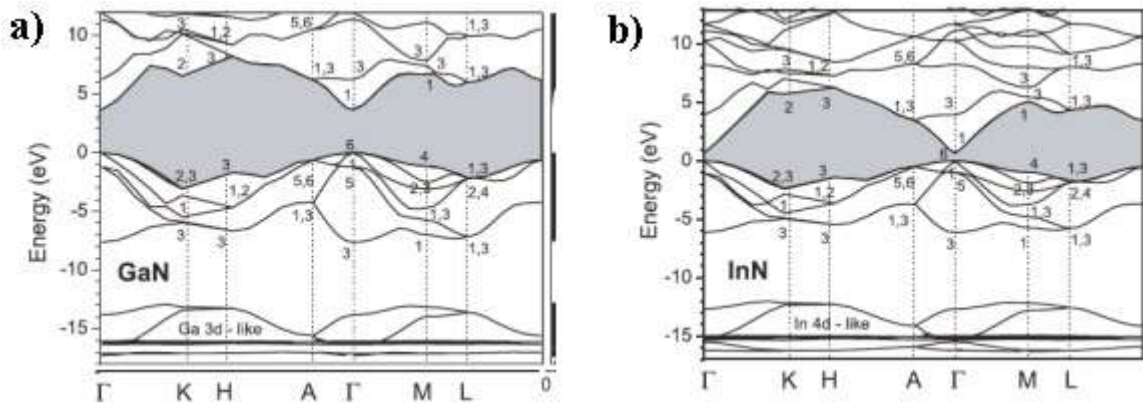


Figure II.5 a) Diagramme de la bande du GaN. Le maximum de la bande de valence est pris comme le 0 des énergies. Le gap d'énergie interdite correspond à la partie grisée. b) Diagramme de bande de l'InN. Le maximum de la bande de valence est pris comme le zéro des énergies. Le gap d'énergie interdite correspond à la partie grisée [49].

II.7.1.1 Evolution du gap d'énergie dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

A partir des gaps d'énergie interdite des composés binaires GaN et InN, il est possible de déterminer le gap d'énergie de l'InGaN en utilisant la loi de Vegard avec un paramètre de courbure, comme le montre la figure II.6. La loi de Vegard est une loi empirique indiquant que les valeurs des propriétés d'un alliage (gap d'énergie, paramètre de maille, constantes élastiques, etc...) peuvent être déterminées par une interpolation linéaire des valeurs des propriétés de ses composants [50,51]. Cependant, les valeurs mesurées peuvent dévier de l'interpolation linéaire à cause de la taille relative des constituants, du volume relatif par électron de valence, les effets de la zone de Brillouin, et des différences électrochimiques entre les éléments [52,53]. On doit alors introduire un paramètre de courbure dans l'expression afin de suivre les données expérimentales. La loi de Vegard avec paramètre de courbure est définie par:

$$E_g^{\text{InGaN}} = (1 - x)E_g^{\text{GaN}} + xE_g^{\text{InN}} - bx(1 - x) \quad (\text{II. 3})$$

Avec

- x la concentration d'Indium dans $l'In_xGa_{1-x}N$ [s. d].
- b le paramètre de courbure [eV].
- E_g^{InGaN} le gap d'énergie de l'InGaN [eV].
- E_g^{GaN} le gap d'énergie du GaN [eV].
- E_g^{InN} le gap d'énergie de l'InN [eV].

La courbe en trait plein de la figure II.7 correspond à l'ajustement des points expérimentaux en utilisant l'expression (II.3) avec $E_g^{GaN} = 3.42eV$, $E_g^{InN} = 0.77eV$, et comme paramètre de courbure $b = 1.43 eV$ [36]. La courbe en pointillés représente l'ajustement des points du côté riche en Ga en utilisant l'ancien gap de l'InN, soit $1.9eV$.

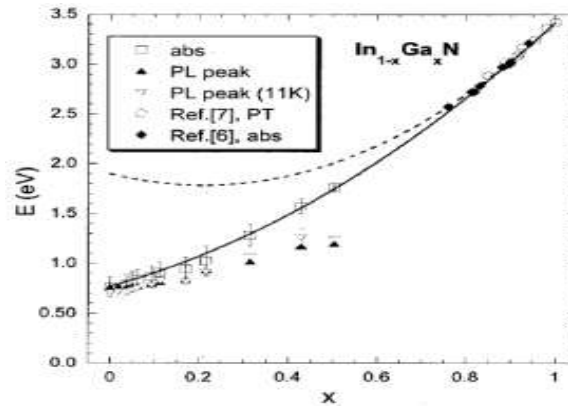


Figure II.6 Evolution du gap d'énergie interdite de $l'In_{1-x}Ga_xN$ en fonction de la concentration du Ga. Pour le coté riche en Ga, La courbe en trait plein correspond à l'ajustement des points en utilisant un paramètre de courbure de $b=1,43 eV$. La courbe en pointillés est l'ajustement des points du coté riche en Ga en prenant en compte $1,9 eV$ pour le gap de l'InN [36].

On voit alors la grande déviation de cette courbe avec les mesures expérimentales à partir d'environ 30% d'indium. Cette valeur de $1.43eV$ pour le paramètre de courbure a également été rapporté par Wu et al. Et est en accord avec la plupart des prédictions théoriques [54,55].

II.7.1.2 Evolution du gap d'énergie interdite en fonction de la température

L'évolution du gap d'énergie interdite en fonction de la température peut généralement être décrite par l'expression de Varshni:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (\text{II. 4})$$

Avec

- $E_g(0)$ le gap d'énergie du matériau à 0K [eV].
- α une constante empirique [$eV \cdot K^{-1}$].
- β une constante associée à la température de Debye [K].

Ces paramètres pour le GaN et l'InN sont rassemblés dans le tableau II.5. L'évolution des gaps d'énergie de GaN et de l'InN en fonction de la température est représentée dans la figure II.7.

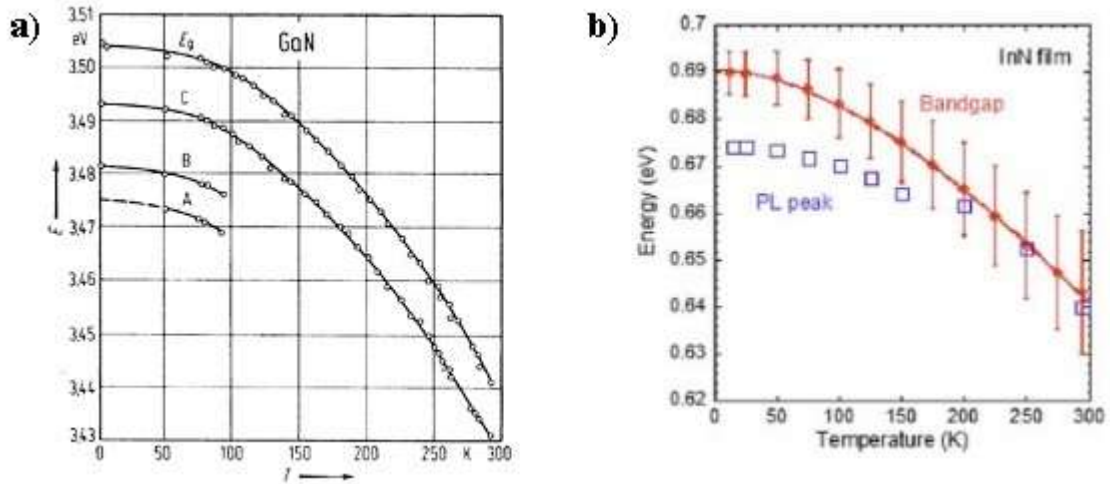


Figure II.7 a) Evolution du gap d'énergie de GaN en fonction de la température. Les courbes A, B et C font référence aux excitons du même nom [56]. b) Evolution du gap d'énergie pour InN en fonction de la température. Les données expérimentales de photoluminescence sont également montrées [57].

Tableau II.5 Paramètres de Varshni et gap d'énergie à 0 K et 300 K du GaN et de l'InN.

Paramètres	GaN			InN	
	Monemar [56]	Bougrov et al. [61]	Vurgaftman Et Meyer [58]	Wu et al. [57]	Vurgaftman et Meyer [58]
α [meV.K ⁻¹]	0.508	0.77	0.909	0.41	0.245
β [K]	996	600	830	454	624
$E_g(0K)$ [eV]	3.50	3.47	3.510	0.69	0.78
$E_g(300K)$ [eV]	3.44	3.39	3.44	0.64	0.75

II.7.2 Densités d'états dans les bandes de conduction et de valence

Comme nous l'avons mentionné dans la section I.4, les bandes de valence et de conduction sont composées de niveaux énergétiques continus (ou états). Le nombre de ces niveaux n'est cependant pas constant à cause des différents niveaux électroniques des atomes.

On parle alors de densité d'état. Ces dernières dépendent des caractéristiques du matériau et de la température.

- Pour le GaN, la densité d'état équivalents aux bords des bandes de conduction et de valence, N_c et N_v respectivement, est donnée par :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \approx 4,82 \cdot 10^{15} \cdot \left(\frac{m_e}{m_0} \right)^{3/2} \cdot T^{3/2} \approx 4,3 \cdot 10^{14} \cdot T^{3/2} \quad (\text{II. 5})$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \approx 8,9 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \quad (\text{II. 6})$$

- La densité d'état équivalents dans les bandes de conduction et de valence pour l'InN est décrite par :

$$N_c \approx 4,82 \cdot 10^{15} \cdot \left(\frac{m_e}{m_0} \right)^{3/2} \cdot T^{3/2} \approx 1,76 \cdot 10^{14} \cdot T^{3/2} \quad (\text{II. 7})$$

$$N_v = 10^{16} \cdot T^{3/2} \quad (\text{II. 8})$$

Avec

- m_e la masse effective des électrons dans la bande de conduction ($m_e = 0,2 m_0$ pour le GaN et $0,12 m_0$ pour l'InN) [$MeV \cdot c^{-2}$].
- m_h la masse effective des trous dans la bande de valence ($m_h = m_0$ pour le GaN et $0,17 m_0$ pour l'InN) [$MeV \cdot c^{-2}$].
- m_0 la masse d'un électron [$9,109 \times 10^{-31} kg$] ou [$0,5101 MeV \cdot c^2$].
- h la constante de Planck [$4,136 \times 10^{-15} eV \cdot s$].

II.7.3 Caractère intrinsèque de type N dans les nitrures

Les mesures électriques sur les nitrures (GaN, InN et InGaN) montrent une forte concentration d'électrons, généralement de l'ordre de $10^{18} cm^{-3}$, leur donnant un caractère intrinsèquement de type N [54,60,61]. Il semble que cette forte densité d'électrons puisse avoir plusieurs origines. Dans un premier temps, les défauts structuraux ont été proposés comme étant à l'origine de la forte concentration d'électrons, avec au premier rang les lacunes d'azote [54,62,63]. En effet, d'après les calculs, ces dernières ont la plus faible énergie de formation dans GaN et InN [64]. Il a été également supposé que des impuretés comme l'oxygène, le carbone, etc. provenant des procédés de croissance participent au caractère de

type N [54,64,65,66]. Schaff et al. [61] ont montré que la concentration d'électrons dans InN est dépendante de l'épaisseur de la couche. En effet, la concentration des électrons suit la densité de défauts dus au désaccord de maille, qui diminue avec l'augmentation de l'épaisseur des couches, voir figure II.8. C'est pourquoi les défauts, et pas les contaminants, sont la principale source d'électrons dans InN [54].

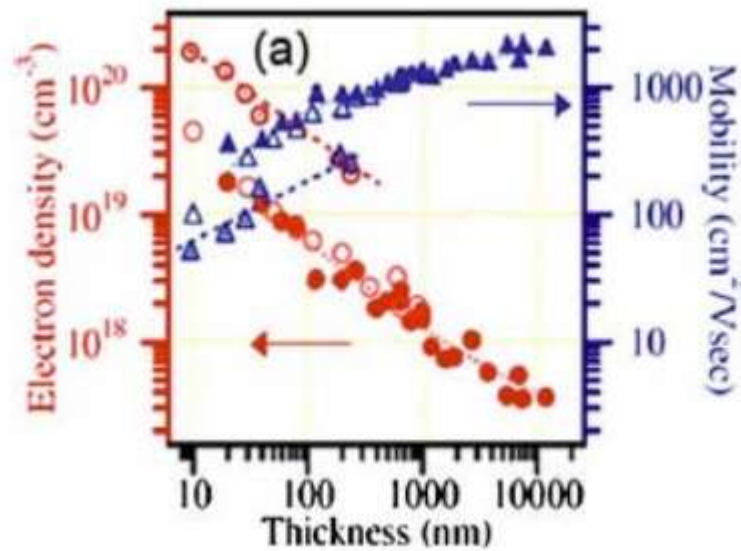


Figure II.8 Densité d'électrons et mobilité dans InN en fonction de l'épaisseur de la couche. Les symboles pleins correspondent à des couches d'InN déposées sur une couche de GaN tampon. Les symboles vides, identifient les couches déposées sur une couche tampon d'AlN [61].

La figure II.9 montre l'évolution de la concentration d'électrons en fonction de la température dans différents alliages d' $In_{1-x}Ga_xN$, x étant la concentration de Ga.

On observe que la concentration d'électrons augmente avec la fraction de Ga dans l' $In_{1-x}Ga_xN$ ce qui confirme l'hypothèse de l'augmentation de la densité de charges libres avec l'augmentation de défauts structuraux. Cependant, cette concentration est très peu dépendante de la température entre 77 et 300 K. A noter que la densité d'électrons est maximale pour 50 % de Ga ou d'indium. Si on continue à augmenter la concentration de Ga dans $In_{1-x}Ga_xN$, la densité d'électrons diminue.

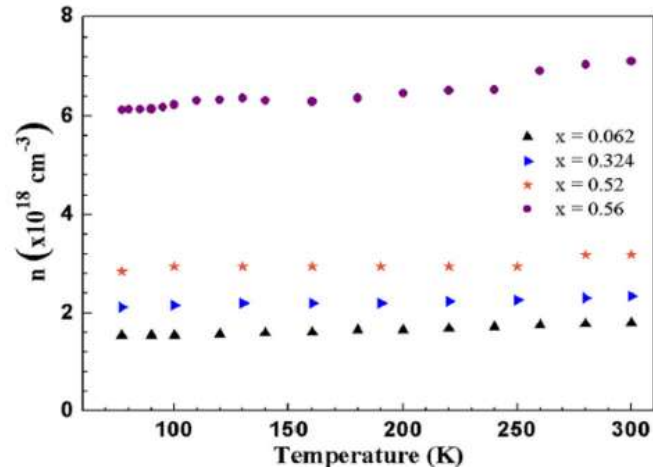


Figure II.9 Concentration d'électrons en fonction de la température dans $In_{1-x}Ga_xN$ avec différentes concentrations d'indium [60].

Cette forte concentration de porteurs libres dans le matériau peut interférer dans la détermination du gap d'énergie. Donmez et al [60] ont montré que des densités d'électrons libres au dessus de $10^{18} cm^{-3}$ provoquent une sous-estimation de la dépendance du gap d'énergie avec d'une part, la température et d'autre part, la composition, à partir de données de photoluminescence. Ce phénomène peut être à l'origine de la variation des données publiées dans la littérature.

II.7.4 Mobilité des porteurs dans les nitrures

La mobilité des porteurs libres dans l' $In_{1-x}Ga_xN$ est présentée dans la figure II.10 avec x la concentration de Ga [60]. On observe que la mobilité diminue avec la concentration de Ga.

Ceci est dû à la fois à l'augmentation de la masse effective des électrons avec l'augmentation de la concentration de Ga dans l' $In_{1-x}Ga_xN$ ($m_e^{GaN} = 0,2m_0$ et $m_e^{InN} = 0,11m_0$), mais aussi à l'augmentation du phénomène de diffusion des porteurs à cause de l'alliage et des défauts qui augmentent avec la concentration de Ga dans l' $In_{1-x}Ga_xN$. On observe également que la mobilité est quasiment indépendante de la température.

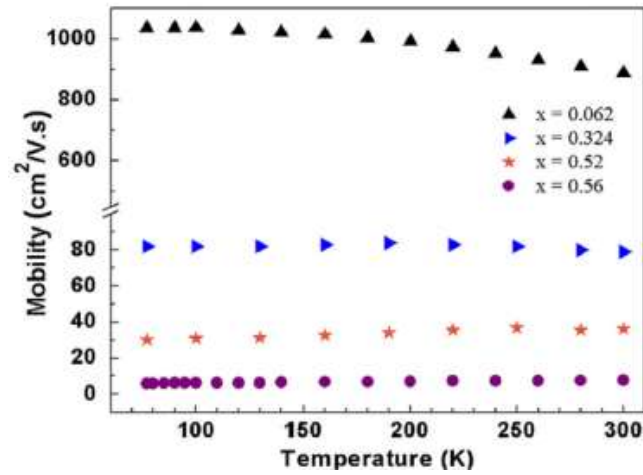


Figure II.10 Mobilité des porteurs libres dans $In_{1-x}Ga_xN$ en fonction de la température [60].

II.7.5 Longueur de diffusion

La longueur de diffusion L est la distance moyenne sur laquelle les porteurs peuvent se déplacer par diffusion. Elle est définie par :

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (\text{II. 9})$$

Avec

- τ la durée de vie des porteurs [s].
- D le coefficient de diffusion des porteurs [$cm^{-2} \cdot s^{-1}$], défini par :

$$D = \frac{kT}{e} \mu \quad (\text{II. 10})$$

- μ la mobilité des porteurs [$cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$].

La longueur de diffusion est un paramètre à connaître lors de la conception d'un composant électronique, comme une cellule solaire. En effet, si les électrodes collectant le courant produit par la cellule sont éloignées d'une distance supérieure à la longueur de diffusion, alors les charges se recombineront avant d'être collectées. La figure II.11 présente l'évolution de la longueur de diffusion des trous dans le GaN en fonction de la concentration d'électrons. On observe que la longueur de diffusion des trous chute de manière quasiment exponentielle avec l'augmentation de la concentration des électrons à cause de l'augmentation de la probabilité de recombinaison.

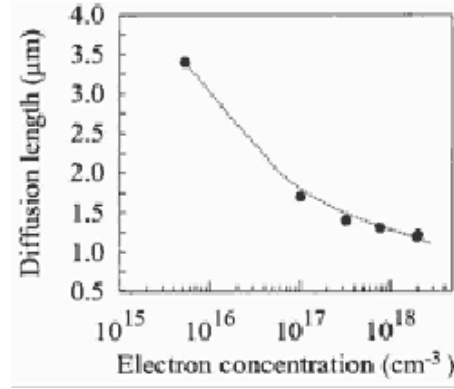


Figure II.11 Longueur de diffusion des trous dans GaN en fonction de la concentration d'électrons [67].

Les propriétés électriques fondamentales des composés binaires InN et GaN tels que l'énergie de gap (E_g), la permittivité relative (ϵ), l'affinité électronique (χ), la densité effective d'états dans la conduction et la bande de valence (N_C et N_V) et la masse effective d'électrons et de trous (m_e et m_h) sont également rassemblés dans le tableau II.6.

Tableau II.6 Résumé des propriétés électriques du GaN et de l'InN à 300 K.

	GaN	InN
E_g (eV) at 300 K [55]	3.42	0.7
ϵ [51]	8.9	15.3
χ (eV) [56]	4.1	5.6
N_C ($\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) [56]	23	9.1
N_V ($\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [38]	4.6	5.3
m_e [53]	0.2	0.12
m_h [53]	1.0	0.17

II.7.6 Génération-recombinaison

Le fonctionnement d'une cellule solaire est basé sur la création (génération) et la séparation des paires électron-trou par absorption de la lumière et sous l'action d'un champ électrique. Néanmoins, il existe toujours des recombinaisons de ces paires électron-trou limitant les performances de la cellule.

La variation du nombre de porteurs par unité de volume et unité de temps, due au processus de génération-recombinaison lorsque le semi-conducteur est éclairé [20], s'écrit :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right) = G' - R' = G_L + G_{th} - R' = G_L - R \quad (\text{II. 11})$$

Avec :

- $G' = G_L + G_{th}$ Paramètre qui caractérise le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps [$cm^{-3}s^{-1}$], il résulte de deux types de génération de porteurs :
- $G_{th} = kn_0p_0$ Générations spontanées dues à l'agitation thermique, C'est un paramètre spécifique au matériau à une température donnée (on l'appelle taux de génération thermique). Ce processus est proportionnel à la concentration des porteurs intrinsèques générés par la température et il est compensé par le phénomène de recombinaison à l'équilibre thermodynamique.
- G_L Générations résultants de l'excitation par une source extérieure (lumière).
- R' Paramètre qui caractérise le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et unité de temps [$cm^{-3}s^{-1}$], il est propre au matériau et est fonction des processus qui régissent la recombinaison des porteurs excédentaires dans le semi-conducteur.
- $R = R' - G_{th}$ Représente le bilan entre les recombinaisons et les générations thermiques, c'est un paramètre spécifique du matériau.

Dans l'InGaN, Les électrons et les trous photo-générés se recombinent principalement de trois manières : indirectement, de manière non-radiative par l'intermédiaire de défauts ou impuretés (recombinaisons Shockley-Read-Hall) et par le phénomène de recombinaisons Auger et de manière radiative par des transitions directes inter-bandes.

II.7.6.1 recombinaison radiatives

La recombinaison radiative par transitions interbandes, ou bande-à-bande, correspond à la transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence avec émission d'un photon, voir figure II-12. L'énergie du photon émis correspondra à l'énergie du gap d'énergie interdite du matériau.

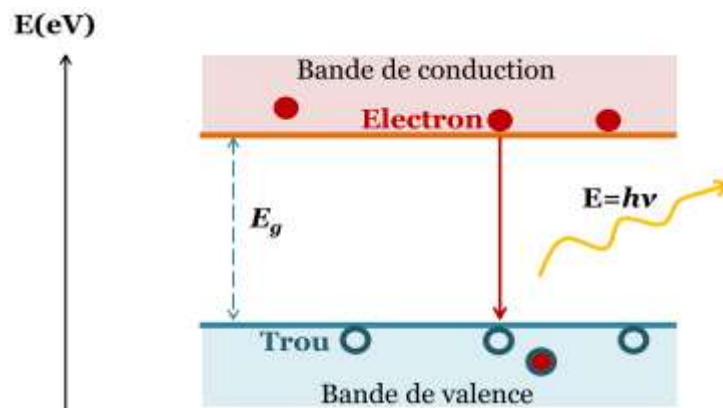


Figure II.12 Mécanisme de recombinaison radiative [68].

Le nombre de recombinaisons directes électron-trou est proportionnel d'une part au nombre d'électrons et d'autre part au nombre de trous. De plus, le nombre d'électrons qui se recombinent est égal, et pour cause, au nombre de trous qui se recombinent [20].

$$R_{Rad} = k(np - n_i^2) \quad (\text{II. 12})$$

Ce type de recombinaison est fréquent dans les matériaux à gap direct. A noter qu'il est à la base de la photoluminescence et des LEDs.

II.7.6.2 Recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH)

Le mécanisme de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) présenté sur la figure II.13.

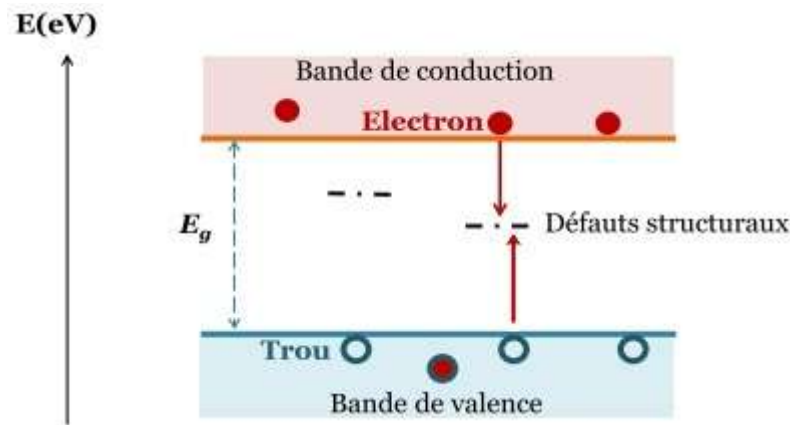


Figure II.13 Mécanisme de recombinaison Schokley-Read-Hall (SRH) [68]. On parle de centre de recombinaison, si le défaut qui a capturé un électron de la bande de conduction, capture aussi un trou de la bande de valence et provoque de ce fait la recombinaison de la paire électron-trou. Si au contraire le défaut réémet l'électron vers la bande de conduction après l'avoir piégé momentanément, on parle alors de piège à électron [20].

Ce mécanisme se fait par l'intermédiaire d'un défaut localisé dans le gap du matériau (défauts structuraux, impuretés, etc ...) qui peut être un centre recombinant ou piège pour les porteurs libres. Les défauts de ce type sont prépondérants dans les matériaux nitrures et ce mécanisme jouera donc un rôle important dans le fonctionnement des cellules solaires basées sur ces matériaux. Le taux de recombinaison SRH s'écrit :

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_i e^{(E_R - E_{Fi})/kT}) + \tau_{n0}(p + n_i e^{-(E_R - E_{Fi})/kT})} \quad (\text{II. 13})$$

Avec :

- E_R Niveau d'énergie qu'introduisent les centres de recombinaison dans le gap.

- τ_{n0}, τ_{p0} durées de vie des porteurs minoritaires.

II.7.6.3 Recombinaisons Auger

Le mécanisme de recombinaison Auger est représenté sur la figure II.14. Il s'agit aussi d'une recombinaison bande à bande, mais contrairement à la recombinaison radiative, l'énergie libérée est transmise à un troisième porteur qui se retrouve excité dans un niveau supérieur de la bande de conduction. Le troisième porteur peut ensuite se thermaliser en émettant un ou plusieurs phonons. A noter que ce phénomène existe aussi avec les trous dans la bande de valence. Le taux de recombinaison Auger s'écrit :

$$R_{Auger} = C_n(pn^2 - nn_i^2) + C_p(np^2 - nn_i^2) \quad (II.13)$$

Avec :

- C_n et C_p Coefficients Auger pour les électrons et les trous.

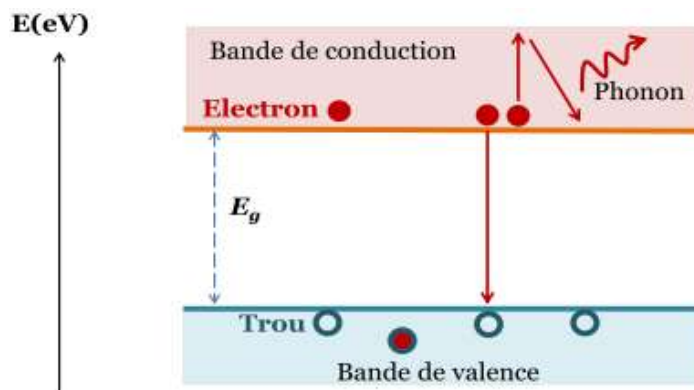


Figure II.14 Mécanisme de recombinaison Auger [68].

Ce type de recombinaison est peu probable dans les matériaux à grand gap tel que le GaN et donc peu probable dans InGaN riche en gallium.

II.8 Propriétés optiques

Les propriétés optiques d'un matériau recouvrent les propriétés dues à l'interaction du matériau avec la lumière. Elles regroupent principalement son indice de réfraction et son coefficient d'absorption. Ces propriétés sont primordiales pour les composants optoélectroniques puisqu'elles régissent le déplacement de la lumière dans le composant. Par exemple, dans un dispositif composé de différents matériaux, la lumière a tendance à se propager dans les matériaux ayant le plus fort indice de réfraction. On peut alors confiner la lumière dans une couche particulière, comme dans les lasers. Cette propriété est aussi très

intéressante pour les applications de cellules solaires afin d'augmenter les efficacités d'absorption de la lumière.

II.8.1 Indice de réfraction

L'indice de réfraction d'un matériau est défini par le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide, c , sur la vitesse de la lumière dans le matériau, v , par :

$$n = \frac{c}{v} \quad (\text{II. 14})$$

La vitesse de la lumière dans un matériau n'est pas constante, elle change avec la longueur d'onde.

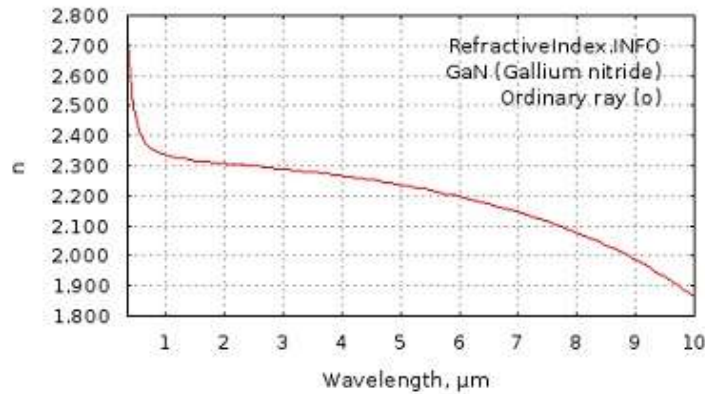


Figure II.15 Indice de réfraction du GaN entre 0.35 et 10 μm [71].

La figure II.15 ci-dessus présente l'indice de réfraction du GaN en fonction de la longueur d'onde entre 0.35 et 10 μm . Dans le cas du GaN, elle est égale à environ 2,3 [69]. Pour l'InN, elle vaut environ 2,9 dans l'infrarouge [70].

Anani et al. [72] ont estimé la variation de l'indice de réfraction d'alliages de nitrures-III, voir la figure II.16 qui présente le tracé de l'indice de réfraction en fonction de la composition de l'Indium. Ils relient la formule de l'indice de réfraction n à l'énergie d'un photon absorbé par un matériau E_g définie par :

$$\left(E_g = \frac{hc}{\lambda} \right)$$

Puisque le gap d'énergie interdite possède un paramètre de courbure, ils proposèrent que l'indice de réfraction ait également un paramètre de courbure.

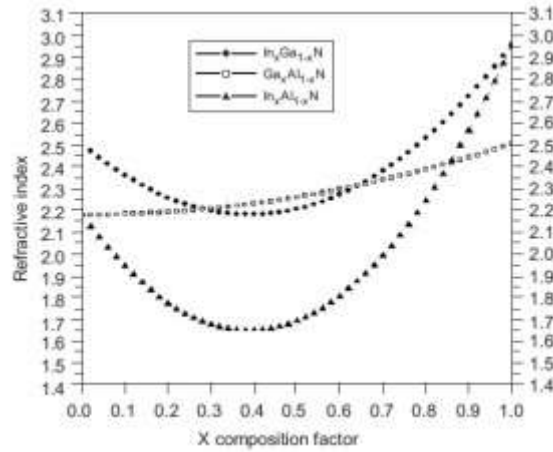


Figure II.16 Estimation de la variation de l'indice de réfraction dans l' InGaN , le GaAlN et l' InAlN [65].

L'indice de réfraction intervient également dans la détermination des coefficients de réflexion et de transmission à travers la relation de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{II. 15})$$

Avec

- n_1 et n_2 les indices de réfractons de deux milieux [s. d].
- θ_1 et θ_2 les angles des rayons lumineux par rapport à la normale [°], voir figure II.17.

II.8.2 Coefficient de réflexion et de transmission

Le coefficient de réflexion R , (transmission T) est défini comme le rapport de l'intensité réfléchie I_r , (transmise I_t) sur l'intensité incidente I_i :

$$R = \frac{I_r}{I_i} ; T = \frac{I_t}{I_i} \quad (\text{II. 16})$$

On a alors :

$$R = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (\text{II. 17})$$

$$T = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (\text{II. 18})$$

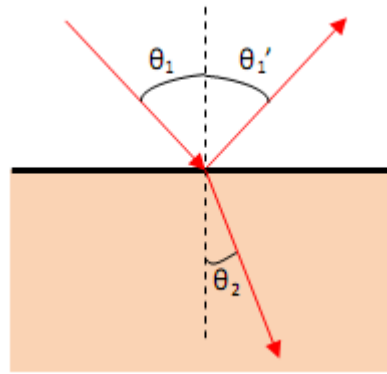


Figure II.17 Schéma des chemins optiques au niveau d'un dioptre plan. Le rayon incident arrive sur le dioptre avec un angle θ_1 par rapport à la normale. Une partie du rayon est réfléchiée avec le même angle, appelé θ_1' , l'autre partie du rayon est transmise avec un angle θ_2 par rapport à la normale. Dans cet exemple, on a pris $n_1 < n_2$, donc $\theta_1 > \theta_2$.

II.8.3 Permittivité relative

La permittivité relative d'un matériau, aussi appelée constante diélectrique, décrit la réponse d'un matériau à un champ électrique appliqué et est définie par :

$$\varepsilon_r = \chi \varepsilon_0 \quad (\text{II. 19})$$

Avec

- χ la susceptibilité du matériau [s. d].
- ε_0 la permittivité du vide [$8.85 \times 10^{-12} \text{F. m}^{-1}$].

Elle est reliée à l'indice de réfraction par la relation :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (\text{II. 20})$$

En introduisant la permittivité relative dans les coefficients de réflexion et de transmission, on obtient :

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \quad (\text{II. 21})$$

$$T = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \quad (\text{II. 22})$$

On considérant le dioptre air/GaN, on obtient un coefficient de réflexion de 39 % et un coefficient de transmission de 61 %.

II.8.4 Coefficients d'atténuation et d'absorption

Toute la description ci-dessus est valable pour des longueurs d'onde loin de la zone d'absorption, c'est-à-dire, loin du gap d'énergie interdite. Si un photon a une énergie inférieure au gap d'énergie du matériau E_g , il ne sera pas absorbé. Le matériau est transparent pour cette énergie. En revanche, si un photon a une énergie supérieure ou égale à E_g , il sera alors absorbé et formera une paire électron-trou. Lorsque le phénomène d'absorption a lieu dans un matériau alors l'indice de réfraction a une composante complexe et est défini par :

$$\tilde{n} = n(\lambda) - i k(\lambda) \quad (\text{II. 23})$$

Avec

- k le coefficient d'atténuation, ou d'extinction [s. d].

On parle alors d'une permittivité relative complexe

Le coefficient d'absorption α , permet de déterminer la profondeur de pénétration du rayonnement et l'épaisseur de matériau nécessaire. L'absorption va ainsi déterminer la fraction de photons absorbés et donc la quantité de paires électron-trou photo-générés.

Si un faisceau de lumière d'intensité I_i tombe sur le matériau, une fraction de cette intensité I_t sera transmise à l'intérieur. Pour une couche de semi-conducteur d'épaisseur d , l'intensité transmise I_t peut être décrite par la relation suivante (loi de Beer Lambert):

$$I_t(\lambda) = I_i(\lambda) \times \exp(-\alpha(\lambda)d) \quad (\text{II. 25})$$

Où λ est la longueur d'onde. Le coefficient d'absorption α est lié au coefficient d'extinction k par la relation suivante:

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda} \quad (\text{II. 26})$$

Un exemple de courbe de transmission, de réflexion et d'absorption du GaN est montré dans la figure II.18.a et la figure II.18.b. Le seuil de transmission ou d'absorption que l'on peut voir dans ces figures autour de 360 nm correspond au gap d'énergie du matériau. On peut

alors, d'après ces mesures déterminer le gap du matériau, ici, 3,41 eV, ce qui correspond bien au gap du GaN.

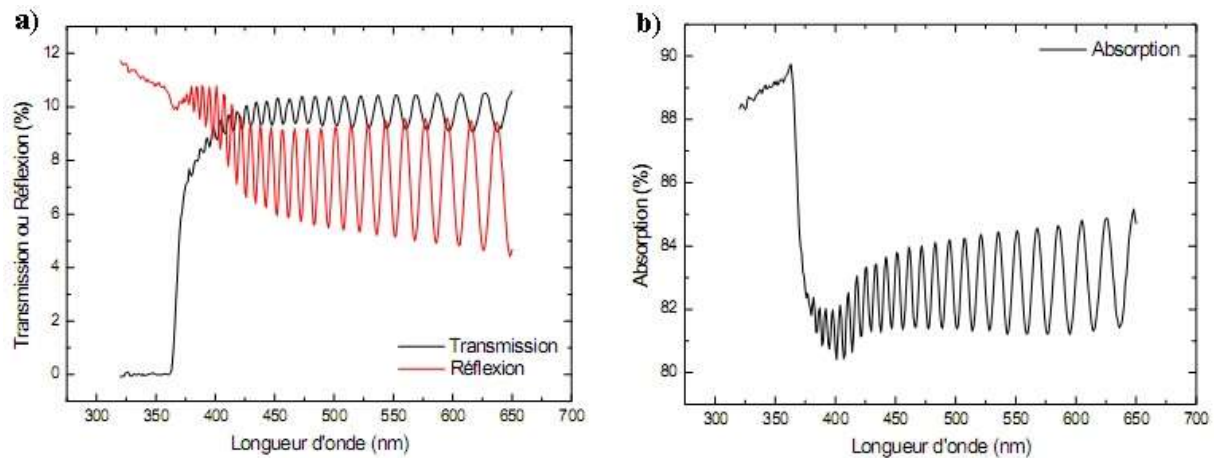


Figure II.18 a) Courbe de transmission (noire) et de réflexion (rouge) du GaN b) Courbe d'absorption du GaN [31].

Pour les cellules solaires, le coefficient d'absorption est un paramètre important puisqu'il va déterminer la quantité de photons absorbés par le matériau, et donc la quantité de porteurs pouvant être produits. On choisira donc des matériaux avec de forts coefficients d'absorption pour la fabrication de cellules solaires.

II.9 Cellules solaires à base d'InGaN

Depuis une dizaine d'années déjà, plusieurs études ont été menées sur différentes structures de cellules solaires à base d'InGaN. Ceci, comme nous l'avons déjà souligné, grâce à sa large couverture spectrale accordable couvrant une gamme d'énergie entre 0,7 eV à 3,4 eV et un coefficient d'absorption élevé. Nous allons donc voir dans cette partie, l'état de l'art des cellules solaires à base d'InGaN, d'abord en présentant les structures InGaN mono-jonction, ensuite les multi-jonctions de type PN.

II.9.1 Cellules solaires mono-jonction

En 2007, Zhang et al. [73] ont étudié par simulation, sous illumination avec le spectre AM1.5G dans la gamme (0.32~1.32 μm), une cellule solaire PN mono-jonction $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$, en utilisant le logiciel AMPS (Analysis of Microelectronic and Photonic Structures). Ils ont utilisé le model de Caughey-Thomas pour modéliser la mobilité de

l'InGaN en fonction du dopage, ils ont supposé les paramètres de la mobilité de l'InGaN égales à ceux du GaN, le modèle de durée de vie pour représenter le processus de génération-recombinaison et le model $\alpha(\lambda) = 2.2 \times 10^5 \sqrt{(1.24/\lambda) - E_g}$ pour décrire le coefficient d'absorption de l'InGaN. Ils ont optimisé les épaisseurs et les dopages de différentes couches.

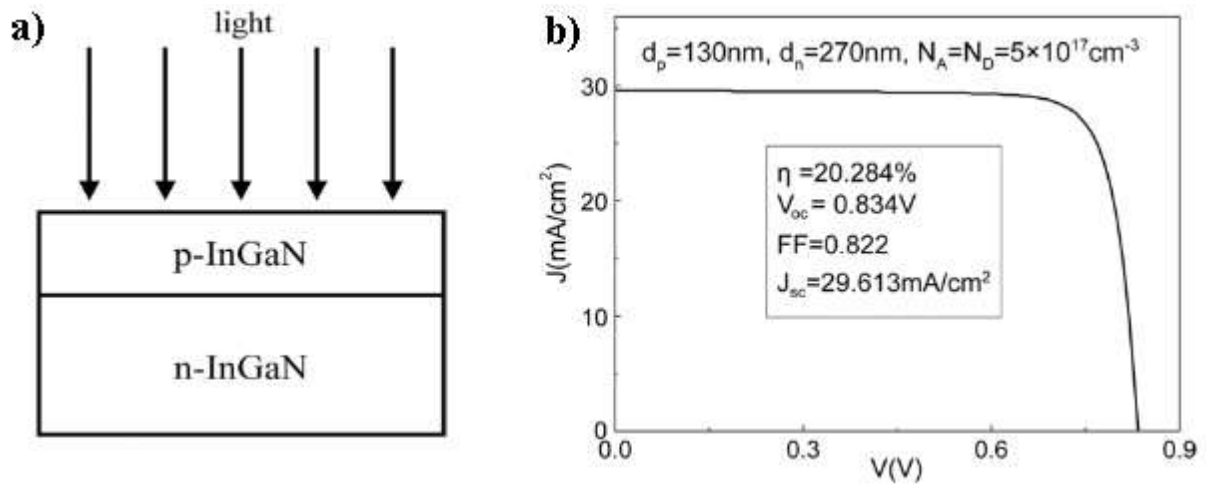


Figure II.19 a) Structure de la cellule en InGaN b) Caractéristique $J - V$ de la cellule solaire $In_{0.65}Ga_{0.35}N$ avec son rendement optimal calculé.

Ils ont atteint un rendement de conversion optimal de 20.284% pour une concentration du dopage de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ des deux régions et une épaisseur de 130 nm pour la couche P et 270 nm pour la couche N. Le schéma de la structure ainsi que sa caractéristique $J - V$ associée sont montrés dans la figure II.19.a et b ci-dessus.

Une année après, Shen et al. [74] ont obtenu un rendement supérieur (24.95%) pour la même structure de la cellule $In_{0.65}Ga_{0.35}N$ (voir figure II.20.a et d), en adoptant les mêmes modèles du coefficient d'absorption et de mobilité avec les mêmes suppositions utilisés par Zhang et un modèle de densité d'états (DOS model) qui fournit autant d'information sur le phénomène de génération/recombinaison dans les semi-conducteurs différent de celui qu'a utilisé Zhang (le model de durée de vie).

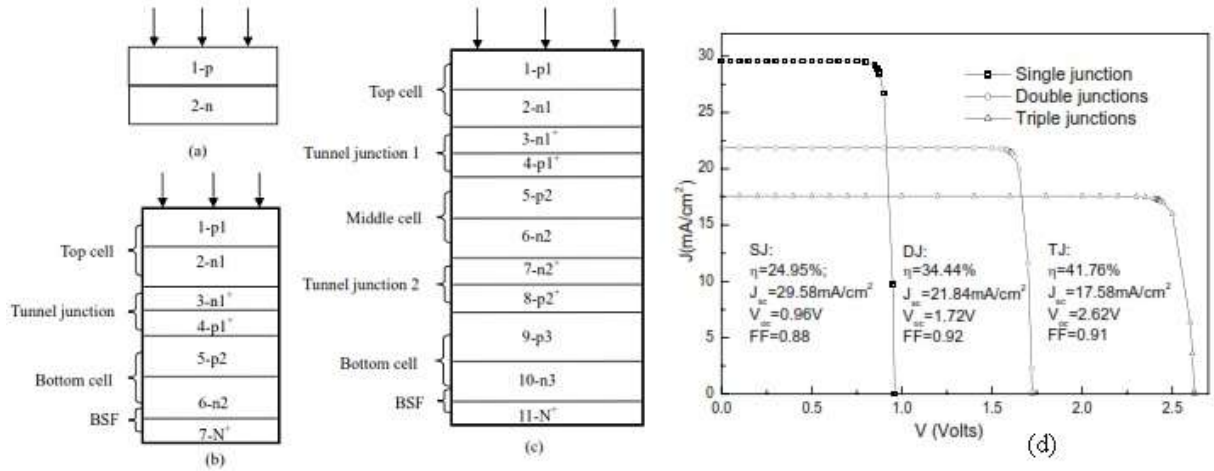


Figure II.20 Structures: mono-jonction **a)** double jonction **b)** Triple jonction **c)** Rendement η , densité du courant de court-circuit J_{sc} , tension en circuit ouvert V_{co} et le facteur de forme FF des cellules solaires en InGaN. Carré: mono-jonction, cercle: double jonction, triangle: triple jonction **d)**.

Par contre en 2011, F.Bouzid et S.Ben Machiche [75] ont utilisé un modèle différent du coefficient d'absorption exprimé par $\alpha (cm^{-1}) = 10^5 \times \sqrt{C(E_{ph} - E_g) + D(E_{ph} - E_g)^2}$ et une interpolation linéaire entre les paramètres de mobilité des composés binaires InN et GaN pour calculer ceux de l'InGaN présents dans le modèle de Caughey-Thomas pour modéliser une cellule solaire à base d'InGaN avec une composition en Indium de ($x = 0.53$), Ils ont pu atteindre un rendement de 24.88%.

Benmoussa et al. [76] ont publié en 2013, un rendement de 22.99% pour une cellule In_{0.52}Ga_{0.48}N (figure II.21) d'épaisseurs des couches P et N de 600 nm et 230 nm, respectivement et une concentration du dopage de $10^{15} cm^{-3}$, simulée à l'aide du logiciel AMPS-1D en utilisant le modèle de densité d'états (DOS model) pour modéliser la génération/recombinaison et pour étudier le processus de transport, ils ont appliqué l'équation de Boltzmann, le modèle quantique hydrodynamique (Quantum Hydrodynamic QHD), la méthode de la fonction de Wigne (Wigne function method) et la méthode de la fonction de Green (non-equilibrium Green's function method).

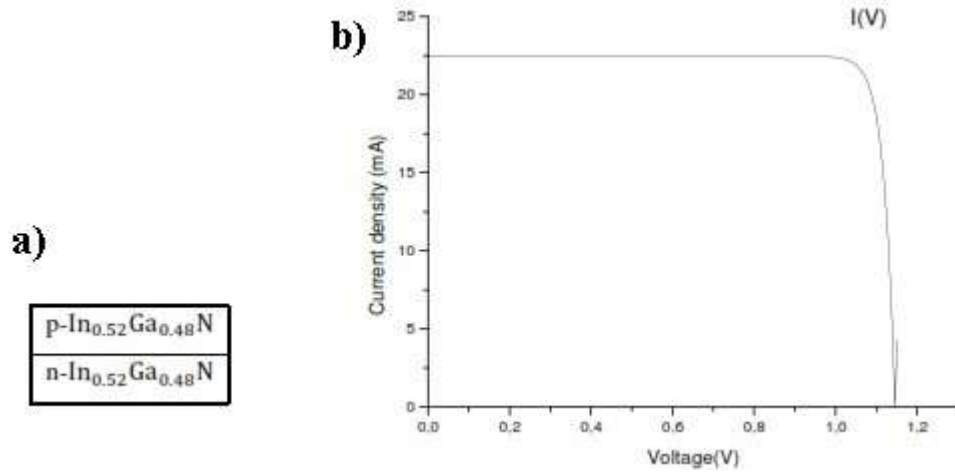


Figure II.21 a) Structure de la cellule solaire $In_{0.52}Ga_{0.48}N$ b) Caractéristique J-V de la cellule solaire optimale $In_{0.52}Ga_{0.48}N$.

En 2014, une cellule solaire mono-jonction en $In_{0.64}Ga_{0.36}N$ (figure II.22.a), avec l'incorporation d'un TCO (transparent and conducting oxide) comme contact en face avant, a été conçu et optimisé numériquement via AMPS-1D par N. Akter [77], elle s'est servi des mêmes modèles et paramètres de simulation que Zhang.

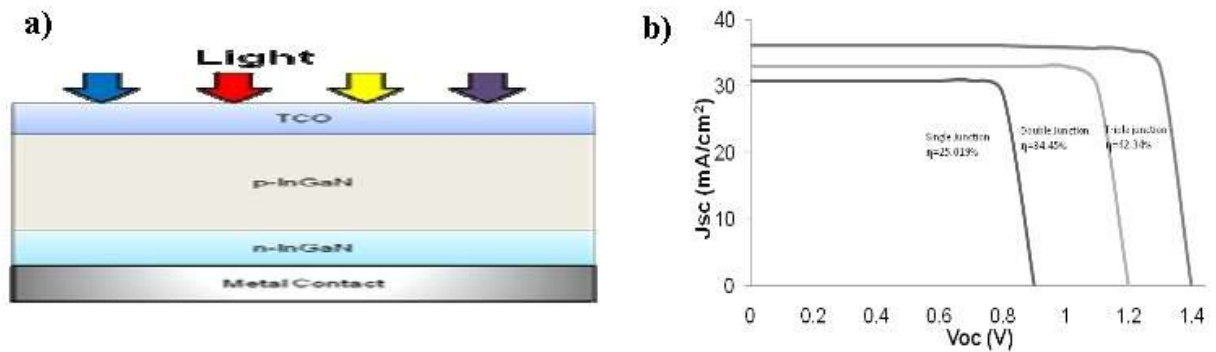


Figure II.22 a) Structure de l' $In_{0.64}Ga_{0.36}N$ b) Caractéristiques densité de courant-tension des trois cellules mono ($In_{0.64}Ga_{0.36}N$), double ($In_{0.53}Ga_{0.43}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$) et triple ($In_{0.53}Ga_{0.43}N/In_{0.60}Ga_{0.40}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$).

Elle a atteint un rendement maximal de 25.02% (figure II.22.b) pour une concentration du dopage de $10^{16} cm^{-3}$ des deux couches P et N, une épaisseur de $0.5 \mu m$ de l'émetteur et $0.1 \mu m$ de la base.

A.Mesrane et al. [78] se sont engagés en 2015, à étudier une cellule solaire en $In_{0.622}Ga_{0.378}N$, revêtue d'une couche anti-reflet ARC, par simulation numérique en utilisant l'outil Atlas de Silvaco. Ils ont adopté un model de mobilité différent, celui développé par

Farahmand et al Et les mêmes modèles optiques que F.Bouzid et S.Ben Machiche, ils ont aussi pris en considération les modèles Shockley-Read-Hall et recombinaison Auger. La cellule solaire optimisée (Figure II.23.a) présente un rendement optimal de 26.50% pour (0.25 μm et 1 μm d'épaisseur de l'émetteur et de la base, respectivement) et ($1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ de concentration du dopage de l'accepteur et du donneur, respectivement). Ses caractéristiques $J - V$ et $P - V$ sont illustrées dans la figure II.23.b.

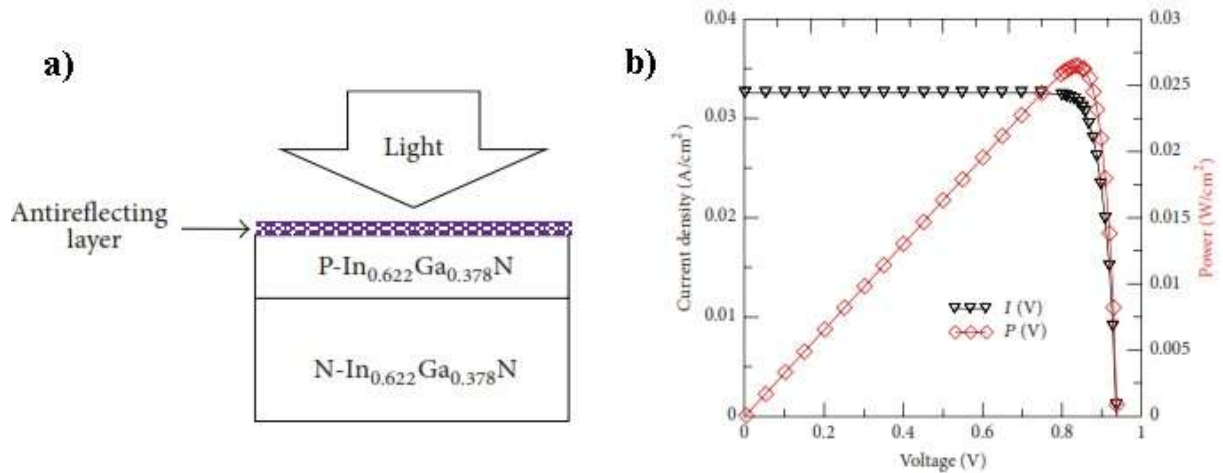


Figure II.23 a) Structure de la cellule solaire mono-jonction $\text{In}_{0.622}\text{Ga}_{0.378}\text{N}$ b) Caractéristiques $J(V)$ et $P(V)$ pour la configuration optimale de cellule solaire $\text{In}_{0.622}\text{Ga}_{0.378}\text{N}$.

En 2016, A. Adaine et al. [79] ont, quant à eux, opté pour une démarche d'optimisation multi-variée qui a été utilisée, d'après eux, pour la première fois dans le domaine des cellules solaires. Leur approche consiste à faire simultanément varier plusieurs paramètres physico-géométriques de la cellule solaire afin de trouver le jeu de paramètres donnant le meilleur rendement de conversion de la cellule. Elle consiste aussi à utiliser un certain nombre de logiciels : un logiciel pour la simulation (Atlas Silvaco) et un logiciel libre pour l'optimisation (le module *scipy.optimize* de la librairie *scipy*).

Ensuite, un couplage fort est réalisé entre les logiciels afin de permettre les échanges entre le simulateur et l'optimiseur. Dans le but d'optimiser une cellule à base d' InGaN mono-jonction (figure II.24), ils ont pris en compte, en addition du modèle de mobilité de Caughey-Thomas, les modèles de recombinaisons: Shockley-Read-Hall (SRH), recombinaison radiative et recombinaison Auger, ainsi que les mêmes modèles optiques qu'a utilisé A.Mesrane et al. et F.Bouzid et S.Ben Machiche.

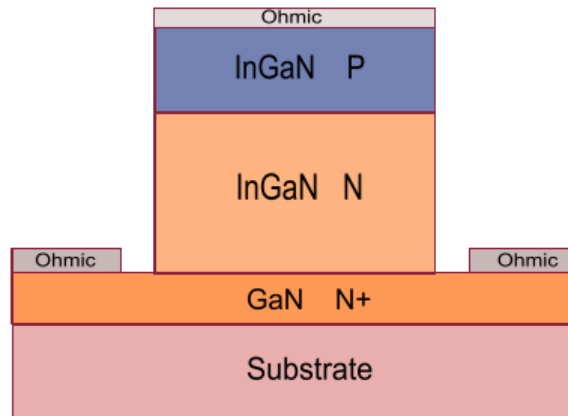


Figure II.24 Cellule solaire PN à base d'InGaN.

Ils ont trouvé un rendement optimal de 17.8% à une composition en Indium $x = 0.56$, (0.01 μm d'épaisseur et 10^{19}cm^{-3} de concentration du dopage) pour l'émetteur et (1.00 μm d'épaisseur et $3.9 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ de concentration du dopage) pour la base.

II.9.2 Cellules solaires multi-jonctions

En 2005, les possibilités théoriques des structures à base d'InGaN allant d'une jonction jusqu'à six jonctions ont été explorées par Hamzaoui et al [80]. Ils ont obtenus un rendement de 27.485% pour la structure double jonction et 33.642% pour la triple jonction.

En 2008, Shen et al. [74] ont arrivé à un rendement de 34.44% avec la cellule double jonction PN ($\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{N}/\text{In}_{0.84}\text{Ga}_{0.16}\text{N}$) interconnectées par la jonction tunnel NP ($\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}/\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{N}$) et 41.76% (figure II.20 ci-dessus) pour la cellule triple jonction ($\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}/\text{In}_{0.89}\text{Ga}_{0.11}\text{N}$) interconnectées par ($\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}/\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$) et ($\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$) comme jonctions tunnel (figure II.20.b, c et d). Au cours de la même année, Zhang et al. [81], ont conçu théoriquement une cellule solaire double jonction $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{N}$ (figure II.25 ci-dessus). Ils ont atteint un rendement de 35.1%, en admettant que le rendement quantique interne est égal au rendement quantique externe; aucune perte de photons n'est donc considérée et que le coefficient d'absorption est considéré constant en composition d'indium et en longueur d'onde dans toute la structure.

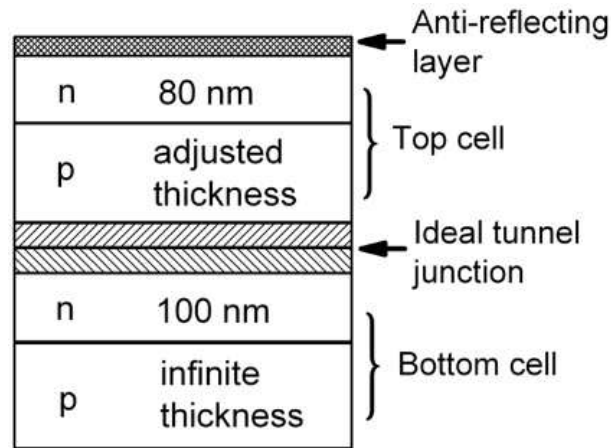


Figure II.25 Représentation schématique de la cellule à deux jonctions en InGaN.

Trois ans plus tard, F.Bouزيد et S.Ben Machiche [75] ont modélisé une cellule solaire double jonction ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N}/\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{N}$) et une autre en triple jonction ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N}/\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{N}/\text{In}_{0.84}\text{Ga}_{0.16}\text{N}$), ils ont enregistré des rendements de 34.43% et 37.15% pour ces deux structures, respectivement. Leurs caractéristiques $I(V)$ correspondantes sont illustrées dans la figure II.26.

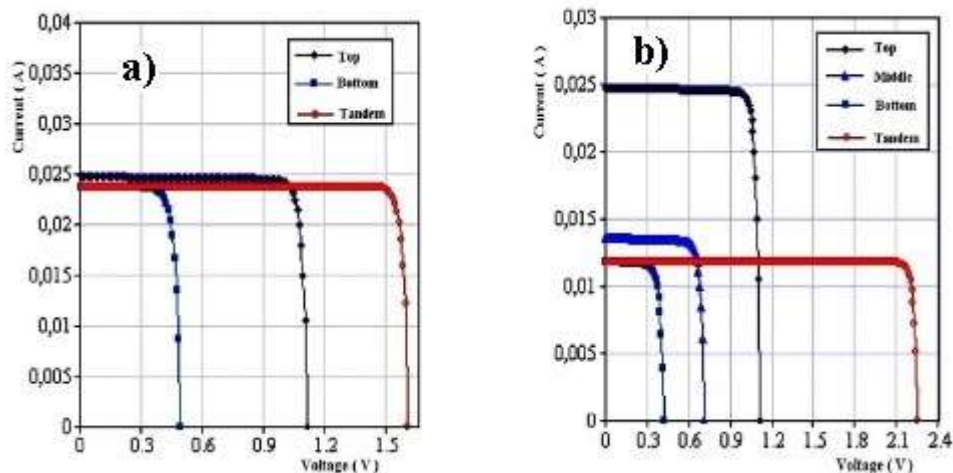


Figure II.26 Caractéristiques $I(V)$ simulées **a)** Pour une structure à double jonction **b)** Pour une structure à triple jonction.

En addition de la cellule mono-jonction, deux autres structures tandem en double jonction $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N}/\text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ et triple jonction $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{N}/\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N}/\text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ (figure II.27) ont été conçues par N. Akter [77], présentant respectivement, des rendements élevés de 35.45% et 42.34% (voir figure II.22.b).

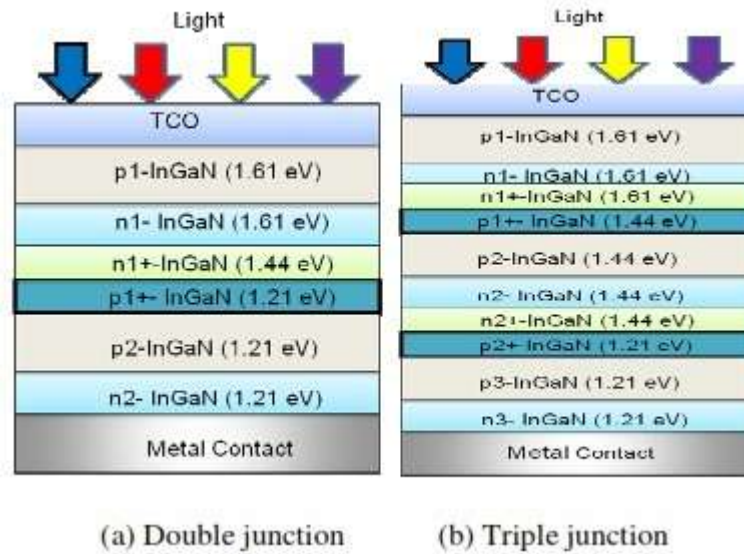


Figure II.27 Structure tandem **a)** double jonction $In_{0.53}Ga_{0.47}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$ reliées par une jonction tunnel ($In_{0.60}Ga_{0.40}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$) **b)** Triple jonction $In_{0.53}Ga_{0.47}N/In_{0.60}Ga_{0.40}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$ séparées, respectivement, par deux jonctions tunnel ($In_{0.53}Ga_{0.47}N/In_{0.60}Ga_{0.40}N$) et ($In_{0.60}Ga_{0.40}N/In_{0.70}Ga_{0.30}N$)

En 2016, Mesrane et al. [82] ont étudié et simulé une cellule solaire double jonction $In_{0.49}Ga_{0.51}N/In_{0.74}Ga_{0.26}N$ (figure II.28), Ils ont publié un rendement de 34.93%.

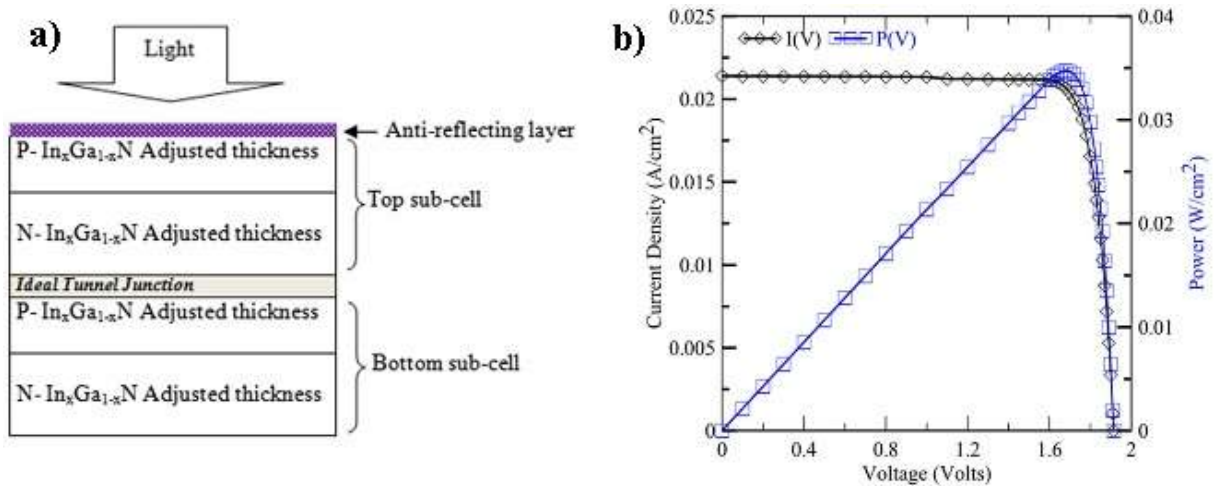


Figure II.28 **a)** structure double jonction $In_{0.49}Ga_{0.51}N/In_{0.74}Ga_{0.26}N$ **b)** Caractéristiques $J(V)$ et $P(V)$ de la structure $In_{0.49}Ga_{0.51}N/In_{0.74}Ga_{0.26}N$ optimisée.

Recemment, A. Adaine [68] ont modélisé la structure représentée sur la figure II.29.a, constituée de deux sous-cellules (sous-cellule 1 et sous-cellule 2) reliées par une jonction tunnel.

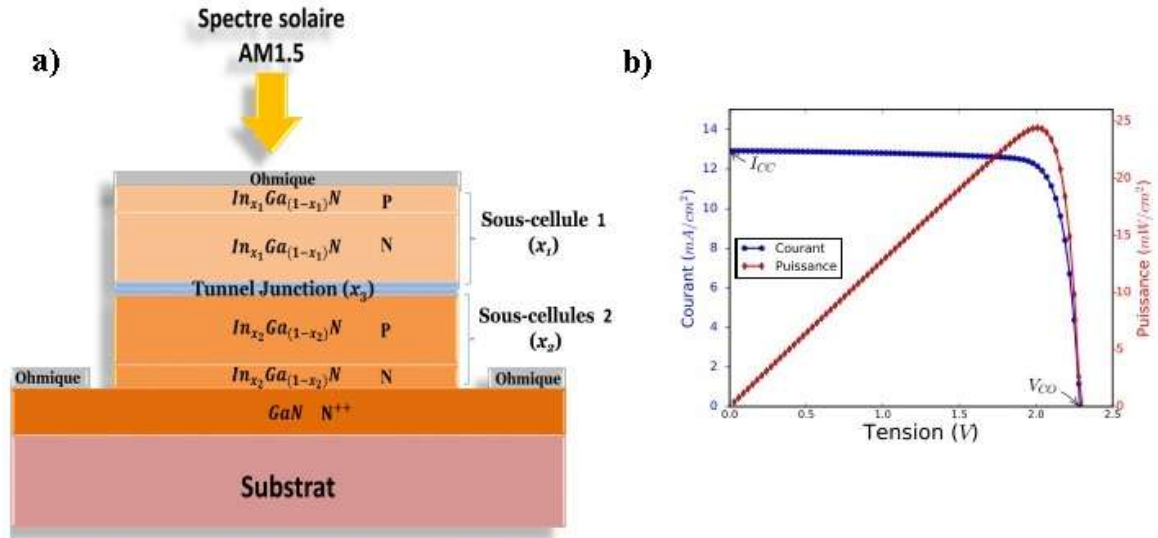


Figure II.29 a) Cellule solaire double jonction à base d'InGaN. x_1 , x_2 et x_3 Représentent respectivement les compositions d'Indium de la sous cellule 1, la sous cellule 2 et de la jonction tunnel. b) Caractéristique courant-tension et puissance tension de la cellule double-jonction obtenus avec les paramètres optimaux.

Les sous-cellules sont séparées du substrat par une couche tampon de GaN fortement dopée N. Ils ont optimisé simultanément 11 paramètres de la cellule ayant une influence importante sur le rendement de la cellule. Ils ont donc optimisé les épaisseurs de couches des deux jonctions PN et leur dopage, la composition d'indium de chacune des jonctions et la composition d'indium de la jonction tunnel. Les valeurs optimales des 11 paramètres d'optimisation sont résumées dans le tableau II.7.

Tableau II.7 Ensembles des paramètres optimaux de la cellule solaire double-jonction à base d'InGaN. d_p et d_n représentent respectivement les épaisseurs de la couche P et N. N_a et N_d sont respectivement les dopages de la couche P et N. x représente la composition d'indium

Paramètres	Sous-cellule 1	Jonction tunnel	Sous-cellule 2	Couche de GaN
x	0.40	0.50	0.59	/
d_p (nm)	0.01	0.005	0.57	/
d_n (nm)	0.58	0.005	0.018	0.16
N_a (cm ⁻³)	8.04×10^{18}	5×10^{19}	2.51×10^{18}	/
N_d (cm ⁻³)	2.38×10^{16}	5×10^{19}	1.00×10^{17}	1.00×10^{19}

Les performances de la cellule dans le tableau II.8. Les caractéristiques courant-tension et puissance-tension obtenues avec les paramètres optimaux sont présentées sur la figure II.29.b.

Tableau II.8 Performances de la cellule solaire double-jonction à base d'InGaN.

Performances de la cellule DJ	$V_{oc}(V)$	$I_{cc}(mA/cm^2)$	FF (%)	η (%)
	2.287	12.92	82.55	24.4

Dans les tableau II.8 et II.9, nous avons résumé l'état de l'art concernant les structures homo-jonction et multi-jonction de cellules solaires à base d'InGaN. Pour chaque type de structure, nous avons reporté les performances et les paramètres optimaux de la cellule ou le rendement obtenu.

Tableau II.9 Etat de l'art de Cellule solaire mono-jonction.

Année	Structure	Paramètres	Performances	Auteurs
Cellules solaires mono-jonction à base d'InGaN				
2007	In _{0.65} Ga _{0.35} N PN homo	130nm-270nm (5×10 ¹⁷ /5×10 ¹⁷) cm ⁻³	20.284% -0.834V 29.61mA/cm ² - 82.2%	Zhang et al
2008	In _{0.65} Ga _{0.35} N PN homo	130nm-270nm (5×10 ¹⁷ /5×10 ¹⁷) cm ⁻³	24.95% - 0.96V 29.58mA/cm ² - 88%	Shen et al
2011	In _{0.53} Ga _{0.43} N PN homo	$d_{total} = 3\mu m$ (1×10 ¹⁷ /1×10 ¹⁶) cm ⁻³	24.88% - 1.11V 24.76mA/cm ² - 87.47%	F.Bouzid et S.Ben Machiche
2013	In _{0.52} Ga _{0.48} N PN homo	600nm-230nm (1×10 ¹⁵ /1×10 ¹⁵) cm ⁻³	22.99% - 1.14V 22.46mA/cm ² - 89.4%	Benmoussa et al
2014	In _{0.64} Ga _{0.36} N PN homo	500nm-100nm (1×10 ¹⁶ /1×10 ¹⁶) cm ⁻³	25.02% - 0.925V 30.883mA/cm ² - 87.6%	N.Akter
2015	In _{0.622} Ga _{0.378} N PN homo	0.25μm-1.00μm (1.5×10 ¹⁸ /5×10 ¹⁷) cm ⁻³	26.50% - 0.940V 32.68mA/cm ² - 86.23%	A.Mesrane et al
2016	In _{0.56} Ga _{0.44} N PN homo	0.01μm-1.00μm (1×10 ¹⁹ /3.9×10 ¹⁶) cm ⁻³	17.8% - 0.855V 26.75mA/cm ² - 77.85%	A.Adaine et al

Tableau II.10 Etat de l'art de Cellule solaire multi-jonction.

Année	Structure	Paramètres	Performances	Auteurs
2005	PN – InGaN double junction (2.25/1.79)eV	$d_{total}^1 = 2\mu m -$ $d_n^1 = 0.60\mu m$ $(1 \times 10^{18}/1 \times 10^{18}) cm^{-3}$	27.485% - 1.22V 27mA/cm ²	H. hamzaoui et al
	PN - InGaN triple junction (2.25/1.79/1.475)eV	$d_{total}^2 = 2\mu m -$ $d_n^2 = 0.28\mu m$ $(1 \times 10^{18}/1 \times 10^{18}) cm^{-3}$	33.642% - 2.22V 18.2mA/cm ²	
2008	PN – InGaN double junction (1.64/0.94)eV	$0.03\mu m - 0.10\mu m$ $(1 \times 10^{17}/1 \times 10^{17}) cm^{-3}$	34.44% - 1.72V 21.84mA/cm ² -92%	Shen et al
	PN - InGaN triple junction (2.00/1.51/0.86)eV	$0.03\mu m - 0.07\mu m$ $(1 \times 10^{17}/1 \times 10^{17}) cm^{-3}$	41.76% - 2.62V 17.58mA/cm ² -91%	
	PN – InGaN double junction (1.74/1.15)eV	$0.03\mu m - 0.08\mu m$ $(1 \times 10^{17}/1 \times 10^{17}) cm^{-3}$	35.1% - 1.72V 21.84mA/cm ² -92%	Zhang et al
2011	PN – InGaN double junction (1.622/0.997)eV	$d_{total} = 3\mu m$ $(1 \times 10^{17}/1 \times 10^{16}) cm^{-3}$	34.43% - 1.61V 23.78mA/cm ² - 91.84%	F.Bouzid et S.Ben Machiche
	PN - InGaN triple junction (1.622/1.237/0.943)eV	$d_{total} = 3\mu m$ $(1 \times 10^{17}/1 \times 10^{16}) cm^{-3}$	37.15% - 2.25V 11.77mA/cm ² - 93.78%	
2014	PN – InGaN double junction (1.61/1.21)eV	$0.5\mu m - 0.1\mu m$ $(1 \times 10^{16}/1 \times 10^{16}) cm^{-3}$	35.45% - 1.165V 33.984mA/cm ² - 89.5%	N.Akter
	PN - InGaN triple junction (1.61/1.44/1.21)eV	$0.5\mu m - 0.1\mu m$ $(1 \times 10^{16}/1 \times 10^{16}) cm^{-3}$	42.34% - 1.33V 36.15mA/cm ² -88%	
2016	PN – InGaN double junction (1.73/1.13)eV	$0.23\mu m - 1.00\mu m$ $(5 \times 10^{17}/5 \times 10^{17}) cm^{-3}$	34.93% - 1.914V 21.394mA/cm ² - 92%	A.Mesrane et al
2018	PN – InGaN double junction (1.73/1.13)eV	$(0.01 - 0.58)\mu m$ $(8.04 \times 10^{18}/2.38 \times 10^{16}) cm^{-3}$	24.4% - 2.287V 12.92mA/cm ² - 82.55%	A.Adaine et al

II.10 Conclusion

Nous avons donc défini dans ce deuxième chapitre les semi-conducteurs III-V, nous avons aussi pris connaissance de l'intérêt des nitrures d'éléments III dans l'optoélectronique. Ensuite, nous avons exposé les principales propriétés des nitrures d'élément III et plus particulièrement des matériaux binaires GaN et InN et de leur ternaire $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ tant sur le plan structural, qu'électrique et optique. Enfin, nous avons dressé un état de l'art des cellules solaires à base d'InGaN, qui nous a montré que ce matériau possède des atouts non négligeables, pour la réalisation de cellules solaires haut rendement.

Chapitre III : Logiciel de simulation et modèles physiques

III.1 Introduction	80
III.2 Logiciel de simulation SILVACO	80
III.2.1 Outils de cœur	81
III.2.2 Outils interactifs.....	81
III.2.3 L'outil de simulation Atlas	81
III.2.4 Le mode de fonctionnement.....	82
III.2.5 L'ordre de commande d'Atlas	83
III.3 Equations fondamentales dans les semi-conducteurs	84
III.3.1 Equation de Poisson.....	85
III.3.2 Equations de continuité.....	85
III.3.3 Equations de transport	86
III.4 Modèles physiques utilisés	88
III.4.1 Le modèle de mobilité	88
III.4.2 Génération optique.....	89
III.4.3 Modèles de recombinaisons.....	90
III.4.4 Modèles optiques	91
III.4.5 Modèle de tunnel	93
III.5 Conclusion	95

III.1 Introduction

La simulation numérique de structures des cellules solaires est un outil d'analyse et d'étude incontournable pour le développement de la technologie photovoltaïque. Elle permet de prédire les comportements et les performances des cellules solaires avant leur fabrication et de visualiser des phénomènes physiques difficilement observables intervenant dans le fonctionnement du composant, tels que les phénomènes de photo-génération et de recombinaison des porteurs et la distribution du champ électrique. En outre, la modélisation et la simulation numérique des cellules solaires permettent de réduire considérablement les cycles d'élaboration, de définir les objectifs technologiques précis afin de minimiser les coûts de développement. Pour se faire, il est très important que les modèles physiques utilisés, soient les plus réalistes possibles. Ces modèles doivent donc rigoureusement reposer sur des paramètres expérimentaux réels [68].

Dans ce troisième chapitre, la première partie est consacrée à la description de l'outil de simulation Atlas de Silvaco qui permet, en plus des simulations des cellules solaires, la simulation d'une gamme plus étendue de dispositifs à semi-conducteurs en incluant des modèles physiques.

La deuxième partie est consacrée à la présentation des équations fondamentales régissant le fonctionnement des dispositifs à semi-conducteurs. La troisième partie met en évidence les modèles physiques utilisés dans nos simulations pour décrire les comportements électriques des porteurs de charges et optique dans le matériau utilisé dans nos structures de cellules solaires.

III.2 Logiciel de simulation SILVACO

SILVACO-TCAD utilisé dans cette thèse, est un logiciel de simulation 2D/3D appartenant aux familles des logiciels de la société américaine SILVACO (Silicon Valley Corporation), l'un des principaux fournisseurs des logiciels de conception assistée par ordinateur (TCAD) (en anglais : Technology Computer Aided Design), employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception des dispositifs. SILVACO TCAD possède des outils qui lui permettent de modéliser non seulement les comportements électriques, optiques et thermiques des dispositifs, mais également les processus de fabrication (gravure, dépôt, dopage par

implantation ou diffusion, épitaxie...) des composants à base de semi-conducteurs. Ces outils peuvent être classés en deux catégories (Figure III.1):

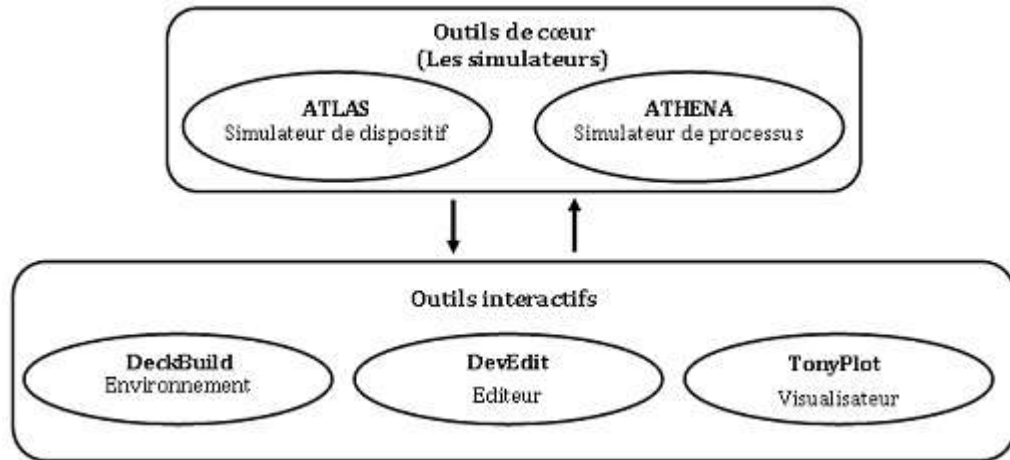


Figure III.1 Différents outils de Silvaco TCAD.

III.2.1 Outils de cœur

Ce sont les simulateurs qui réalisent les fonctions pour lesquelles ils sont destinés (Atlas pour la simulation de dispositif et Athena pour la simulation de processus de fabrication du composant effectués en salles blanches).

III.2.2 Outils interactifs

Qui nous permettent de communiquer avec les simulateurs et visualiser les résultats obtenus. Nous citons, entre autre, DeckBuilt, DevEdit et TonyPlot.

L'environnement *DeckBuild* permet d'écrire les commandes à exécuter et de visualiser l'exécution du code en temps réel. On peut également y définir la structure et son maillage. L'environnement *DevEdit* est un éditeur graphique qui permet d'éditer la structure (dopage, maillage, les types de matériaux). L'environnement *graphique TonyPlot* permet de visualiser les résultats des simulations.

III.2.3 L'outil de simulation Atlas

Atlas est un simulateur qui mène des analyses DC, AC et transitoires pour les dispositifs à base de différents matériaux, il permet de prédire le comportement électrique et fournit aussi des informations sur la distribution interne des variables associées au fonctionnement du dispositif telles que, le champ électrique, le potentiel, les concentrations des porteurs de

charges, etc..., autant de données extrêmement importantes pour une meilleure conception et optimisation des procédés technologiques.

Les simulations réalisées sous Atlas sont basées sur la résolution des équations de dérive-diffusion qui seront présentées dans la section suivante. La structure simulée est maillée et chaque point du maillage (nœuds) a des propriétés qui lui sont associées telles que le type et le profil de dopage, la concentration des dopants ou encore le type de matériau. Par conséquent, les grandeurs physiques comme le champ électrique, le potentiel, etc. peuvent être calculées pour chaque nœud. Le choix du maillage est donc très important pour l'obtention de bons résultats.

III.2.4 Le mode de fonctionnement

Le simulateur Atlas fonctionne principalement avec deux fichiers d'entrée et trois fichiers de sortie (voir figure III.2).

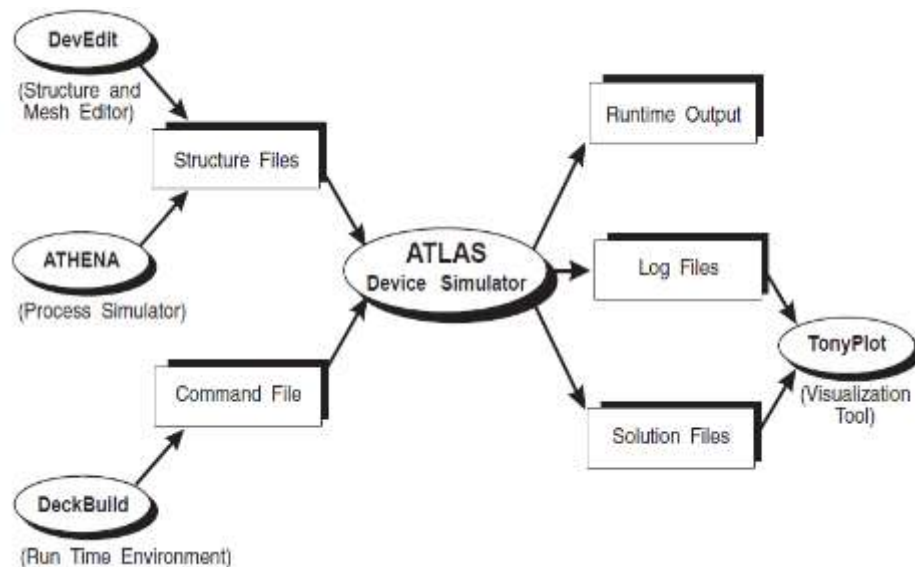


Figure III.2 Fichiers d'entrée et de sortie d'Atlas [83]

- Le fichier d'entrée (*Structure Files*): permettant de définir la structure physique qui sera simulée, cela comprend la définition du maillage, des différentes couches, du dopage, de la composition ...etc. La structure physique peut aussi être importée à partir d'un autre outil comme DevEdit ou ATHENA et l'autre fichier d'entrée (*Command File*) est le fichier contenant les commandes pour l'exécution d'Atlas.
- Concernant les fichiers de sortie, le fichier *Runtime output* donne la progression et les messages d'erreur et d'avertissement au fur et à mesure de la simulation, le fichier *Log Files*

stocke toutes les caractéristiques électriques du dispositif et enfin le fichier *Solution Files* permet de stocker les données 2D ou 3D concernant la structure en un point donné [83]. Les deux derniers fichiers de sortie (*Log Files* et *Solution Files*) sont traités par l'outil de visualisation *TonyPlot* qui permet de visualiser les résultats des simulations (structure du composant, caractéristiques électriques et toutes les autres grandeurs physiques).

III.2.5 L'ordre de commande d'Atlas

Le programme de simulation d'un dispositif se fait en plusieurs étapes précises dont il faut soigneusement respecter l'ordre (voir figure III.3), faute de quoi le programme ne s'exécutera pas. Les commandes fondamentales des différentes étapes sont les suivantes :

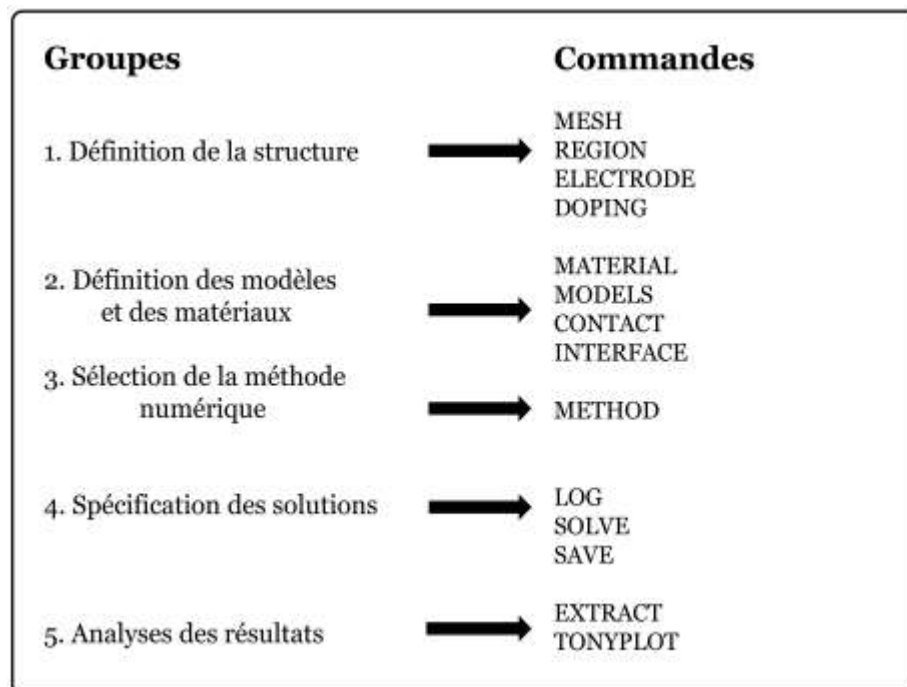


Figure III.3 Ordre des commandes dans un programme Atlas [83].

III.2.5.1 Définition de la structure

- **MESH:** cette commande permet de créer le maillage de la structure.
- **REGION:** permet de définir les différentes régions d'un matériau.
- **ELECTRODE:** permet d'indiquer l'endroit et les noms des électrodes.
- **DOPING:** permet de spécifier les concentrations et les profils des dopages.

III.2.5.2 Spécification des modèles et des matériaux

- **MATERIAL:** pour définir le matériau utilisé

- **MODELS:** pour la définition des modèles physiques utilisés.
- **CONTACT:** pour indiquer les attributs physiques d'une électrode.
- **INTERFACE:** permet de définir les paramètres d'interface.

III.2.5.3 Sélection de la méthode numérique

- **METHOD:** pour indiquer la méthode numérique à utiliser pour résoudre les équations aux dérivées partielles.

III.2.5.4 Spécification des solutions

- **LOG:** permet de sauvegarder dans un fichier toutes les caractéristiques électriques du dispositif.
- **SOLVE:** cette instruction vient toujours après LOG, elle permet de chercher une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.
- **SAVE:** permet de sauvegarder les informations d'un point de maillage dans un fichier de sortie.

III.2.5.5 Analyses des résultats

- **EXTRACT:** permet d'extraire les valeurs des paramètres enregistrés dans les différents fichiers.
- **TONYPLOT:** permet d'afficher graphiquement les résultats.

Pour les dispositifs optoélectroniques comme les cellules solaires, une autre commande (**BEAM**) très importante doit être déclarée au niveau 4 des groupes de commande. Elle permet de définir le faisceau lumineux incident sur le dispositif.

III.3 Equations fondamentales dans les semi-conducteurs

Des années de recherche dans la physique des dispositifs ont abouti à l'élaboration d'un modèle mathématique, [84] capable d'opérer dans quasiment n'importe quel dispositif à base de semi-conducteurs.

Il consiste en un ensemble fondamental d'équations qui rassemblent le potentiel électrostatique et les densités de porteurs de charge dans un domaine de simulation bien précis. Ces équations, qui sont résolues via des logiciels spécifiques de simulation des dispositifs à base de semi-conducteurs, sont dérivées des équations de Maxwell. Elles sont principalement : L'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de transport. L'équation de Poisson relie les variations du potentiel électrostatique aux densités

de charge locales. Les équations de continuité et de transport décrivent le mode par lequel les densités d'électrons et des trous se comportent en fonction des processus de transport, de génération et de recombinaison.

Le model mathématique implémenté dans Atlas sera décrit dans la suite de cette section, une discrétisation de ces équations est réalisée afin de les appliquer à une grille d'éléments finis utilisés pour représenter le domaine de simulation.

III.3.1 Equation de Poisson

L'équation de Poisson permet d'établir un rapport entre les variations du potentiel électrostatique et la densité volumique de charge électrique [85,86] elle s'exprime par :

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

Où

- ψ représente le potentiel électrostatique.
- ρ est la densité volumique nette de charges libres.
- ε la permittivité électrique ($\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$, ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité relative du matériau).

Le champ électrique est donné par la relation :

$$\vec{E} = - \overrightarrow{\text{grad}} (\psi) \quad (\text{III. 2})$$

III.3.2 Equations de continuité

Les équations de continuité décrivent les variations temporelles des densités des porteurs de charges (électrons et trous) [85,86]. Les causes de ces variations de densités sont :

- les générations dues aux agents externes (qui sont souvent la création de paires électron-trou) ;
- les générations-recombinaisons internes ;
- les phénomènes de transport (par la présence des courants de conduction ou diffusion).

Les équations de continuité pour les électrons et les trous s'expriment par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{III. 3})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{III. 4})$$

Où

- n et p sont les concentrations des électrons et des trous.
- G_n et G_p sont les taux de génération des électrons et des trous.
- R_n et R_p sont respectivement les taux de recombinaisons des électrons et des trous.
- J_n et J_p sont les densités de courant d'électrons et de trous.

III.3.3 Equations de transport

Dans le cas des hypothèses de base des équations de la physique des semi-conducteurs (le champ magnétique extérieur est nul, la température est uniforme dans toute la structure) les causes de l'apparition des courants électriques sont le champ électrique et le gradient des concentrations des porteurs de charge.

Les courants déterminés par le champ électrique s'appellent courants de dérive (drift) ou courants de conduction proportionnel au champs électrique. Et les courants déterminés par le gradient (variation spatiale) de concentration des porteurs s'appellent courant de diffusion [85,86].

III.3.3.1 Courant de dérive (drift)

En présence d'un champ électrique le porteur de charge est accéléré entre deux collisions aléatoires. La direction est donnée par le champ électrique et génère un déplacement moyen avec une vitesse donnée par :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad (\text{III. 5})$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad (\text{III. 6})$$

Dans les mêmes conditions de champ, les vitesses des électrons sont plus grandes que celle des trous. Donc nous avons beaucoup plus de chance de collecter des électrons que des trous.

Le courant de drift est donné par :

$$\vec{J}_{n.drift} = -e \cdot n \cdot \vec{v}_n = e \cdot n \cdot \mu_n \vec{E} \quad (\text{III. 7})$$

$$\vec{J}_{p.drift} = e.p.\vec{v}_p = e.p.\mu_p \vec{E} \quad (\text{III. 8})$$

Où

- \vec{v}_n et \vec{v}_p sont les vitesses des électrons et des trous.
- μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous.
- \vec{E} est le champ électrique.

III.3.3.2 Courant de diffusion

Les courants de diffusion sont générés par l'existence d'une concentration non uniforme des électrons ou des trous dans le semi-conducteur. Il est nettement plus probable qu'une charge d'une zone de concentration élevée se déplace vers une zone de basse concentration que l'inverse. Ce phénomène de diffusion est décrit quantitativement par la première loi de Fick qui montre la proportionnalité entre le flux de particules \vec{F} et le gradient de leur concentration $\vec{\nabla}C$ selon la relation :

$$\vec{F} = -D.\vec{\nabla}C \quad (\text{III. 9})$$

Le facteur de proportionnalité D s'appelle coefficient de diffusion. En appliquant la relation (III.9) pour les électrons ($C = n, D = D_n$) et les trous ($C = p, D = D_p$) nous trouvons les densités des courants de diffusion :

$$\vec{J}_{n.diff} = -e.\vec{F}_n = e.D_n \nabla n \quad (\text{III. 10})$$

$$\vec{J}_{p.diff} = e.\vec{F}_p = -e.D_p \nabla p \quad (\text{III. 11})$$

Où

- D_n et D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous, elles sont définies par la relation d'Einstein [85,86].

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \quad (\text{III. 12})$$

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \quad (\text{III. 13})$$

En faisant la somme de ces deux types de courants (courant de dérive et diffusion), nous aboutissons à l'expression suivante de la densité de courant totale pour les électrons et les trous [85,86] :

$$\vec{J}_n = n \cdot e \cdot \mu_n \vec{E} + e \cdot D_n \nabla n \quad (\text{III. 14})$$

$$\vec{J}_p = p \cdot e \cdot \mu_p \vec{E} - e \cdot D_p \nabla p \quad (\text{III. 15})$$

Ces équations sont résolues directement au sein du simulateur. Cependant, nous devons aussi spécifier les modèles physiques utilisés que nous présenterons dans la partie suivante. Certains de ces modèles sont directement renseignés dans le simulateur, d'autres sont programmés à part et intégrés ensuite dans le simulateur.

III.4 Modèles physiques utilisés

Bien que les équations de Poisson et de continuité représentent les lois fondamentales régissant le fonctionnement des dispositifs à semi-conducteur, des modèles supplémentaires sont souvent nécessaires pour prendre en compte la nature dynamique des électrons et des trous et pour élaborer la riche théorie de la physique des dispositifs. Ces modèles complètent les équations de Poisson et de continuité en déterminant ou en modifiant les variables contenues dans ces lois.

Dans cette section, nous allons présenter les différents modèles physiques décrivant les comportements des porteurs de charges dans le matériau. Les modèles du coefficient d'absorption et celui décrivant l'indice de réfraction sont programmés à part puis intégrés dans le simulateur. Les autres modèles tels que celui de la mobilité des porteurs et ceux permettant de définir les différents types de recombinaison sont directement renseignés dans le simulateur.

III.4.1 Le modèle de mobilité

La mobilité des porteurs de charges caractérise leur capacité à se déplacer efficacement dans le matériau. Elle dépend de nombreux paramètres tels que la température, le dopage, ou encore les collisions des porteurs entre eux ou avec les impuretés. Le modèle que nous utilisons est un modèle analytique et empirique proposé par Caughey et Thomas [87,88] dans lequel sont pris en compte à la fois le champ électrique et la température. Les mobilités des électrons μ_n et celle des trous μ_p sont données par les relations suivantes:

$$\mu_n = \mu_{1n} \left(\frac{T}{300} \right)^{\alpha_n} + \frac{\mu_{2n} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_n} - \mu_{1n} \left(\frac{T}{300} \right)^{\alpha_n}}{1 + \left(\frac{N}{N_n^{crit} \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_n}} \right)^{\delta_n}} \quad (\text{III. 16})$$

$$\mu_p = \mu_{1p} \left(\frac{T}{300} \right)^{\alpha_p} + \frac{\mu_{2p} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_p} - \mu_{1p} \left(\frac{T}{300} \right)^{\alpha_p}}{1 + \left(\frac{N}{N_p^{crit} \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_p}} \right)^{\delta_p}} \quad (\text{III. 17})$$

Avec

- N est la concentration du dopage.
- $N_{n,p}^{crit}$ est la valeur à laquelle la mobilité est à mi-chemin entre son minimum μ_1 et son maximum (μ_2) à la température ambiante.
- Les coefficients d'ajustement α , β et γ sont égaux à 1 [40,89].

Les paramètres de référence pour les régions GaN et InN sont résumés dans le tableau III.1 [40,90]. Les paramètres d'InGaN sont estimés à partir d'une interpolation linéaire entre les valeurs expérimentales de InN et de GaN.

Tableau III.1 Paramètres de mobilité des porteurs pour le GaN et l'InN.

	GaN	InN
$\mu_{1n} (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	295	1982.9
$\mu_{2n} (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	1460	10885
δ_n	0.71	0.7439
$N_n^{crit} (\times 10^{16} \text{cm}^{-3})$	7.7	10
$\mu_{1p} (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	3.0	3.0
$\mu_{2p} (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	170	340
δ_p	2.0	2.0
$N_p^{crit} (\times 10^{17} \text{cm}^{-3})$	10	8.0

III.4.2 Génération optique

La génération introduite dans les équations de continuité (III.3) et (III.4) est due aux facteurs externes. Dans notre cas, le facteur externe est la lumière, donc nous avons une

génération optique. Sous l'effet de la lumière, des porteurs de charge peuvent être générés dans le semi-conducteur par des transitions d'une bande à l'autre (cas des semi-conducteurs intrinsèques) ou par des transitions qui impliquent des états dans le gap (cas des semi-conducteurs extrinsèques).

Le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque sous lumière est d'appliquer à l'instant initial, une source incidente constante et uniforme de lumière de puissance P qui fournit un nombre de photons $n_0 = \frac{P}{h\nu}$. Au temps t et à l'interface avec la surface du semi-conducteur, une partie de la lumière incidente est transmise, une autre réfléchiée et une autre absorbée à la surface.

Si chaque photon absorbé donne naissance à η_0 paires électrons-trou, on peut admettre que le taux de génération optique est donné par la relation :

$$G = \eta_0 \frac{P\lambda}{hc} \alpha e^{-\alpha y} \quad (\text{III. 18})$$

y est une distance relative pour le rayon en question, h est la constante de Planck's, λ est la longueur d'onde, α est le coefficient d'absorption, c est la vitesse de la lumière.

III.4.3 Modèles de recombinaisons

III.4.3.1 Recombinaisons SRH

Pour modéliser les pertes dans la structure, nous prenons en compte les recombinaisons indirectes des porteurs de charge qui se produit en présence de pièges (ou de défauts) dans la bande interdite des semi-conducteurs, elles sont modélisées par l'expression standard de Shockley-Read-Hall (SRH) [91,92]:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p (n + n_i e^{(E_{trap}/kT)}) + \tau_n (p + n_i e^{(-E_{trap}/kT)})} \quad (\text{III. 19})$$

Où

- n et p sont respectivement, les concentrations d'électrons et des trous.
- n_i est la concentration des porteurs intrinsèques.
- E_{trap} est la différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau intrinsèque de Fermi (c'est-à-dire $E_{trap} = E_t - E_i$).
- τ_n et τ_p sont les durées de vie des porteurs minoritaires.
- k est la constant de Boltzmann.

- T est la température absolue.

Le modèle suppose que $\tau_{n,p} = 6.5$ ns [93], et $ETRAP = 0$, à savoir un seul niveau de piège correspondant au centre de recombinaison le plus efficace.

III.4.3.2 Recombinaisons Auger et radiatives

Lors des simulations, les modèles de recombinaison Auger ont également été pris en compte. Elles surviennent lorsqu'un porteur est soit émis, soit capturé via une transition à trois particules sous la forme de [94].

$$R_{Auger} = C_{Augn} (pn^2 - nn_i^2) + C_{Augp} (np^2 - pn_i^2) \quad (III. 20)$$

Nous avons aussi intégré dans les simulations numériques les phénomènes de recombinaisons radiatives (directes), très fréquentes dans les semi-conducteurs à gap direct. Ces dernières sont dues aux transitions directes entre les bandes interdites [88]:

$$R_{rad} = C_{opt} (np - n_i^2) \quad (III. 21)$$

Les coefficients Auger et radiative sont: $C_{Augn,p} = 1.4 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ [95] et $C_{opt} = 2.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ [96], respectivement.

III.4.4 Modèles optiques

L'indice de réfraction complexe avec sa partie réelle (indice de réfraction, n) et imaginaire (coefficient d'extinction, k) pour les différentes régions de la structure du dispositif doit être spécifié dans Atlas. Malheureusement, les tables intégrées dans la bibliothèque d'Atlas, d'indice en fonction de la longueur d'onde pour les conducteurs conventionnels n'incluent pas les alliages ternaires $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Pour surmonter ce problème, nous avons utilisé des modèles du coefficient d'absorption, et de l'indice de réfraction tirés de la littérature, à savoir:

III.4.4.1 Le Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption est un paramètre qui influence directement la densité de courant délivrée par la cellule et donc son rendement. Pour décrire l'absorption dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, nous utilisons un modèle empirique défini par la relation suivante [93] :

$$\alpha (\text{cm}^{-1}) = 10^5 \times \sqrt{C(E_{ph} - E_g) + D(E_{ph} - E_g)^2} \quad (III. 22)$$

qui est relié au coefficient d'extinction par la relation:

$$k = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha . \quad (\text{III. 23})$$

Où

- E_{ph} est l'énergie du photon incident.
- E_g est l'énergie de la bande interdite pour une composition d'indium donnée.
- k est le coefficient d'extinction.
- λ est la longueur d'onde.

Les valeurs de C et D, sont obtenues à partir des mesures expérimentales rapportées dans [40,97] et résumées dans le tableau III.2. Leur dépendance à la composition d'indium x est approchée par un ajustement polynomial de degré 4 pour C et quadratique pour D :

$$C = 3.525 - 18.29x + 40.22x^2 - 37.52x^3 + 12.77x^4 \quad (\text{III. 24})$$

$$D = -0.6651 + 3.616x - 2.460x^2. \quad (\text{III. 25})$$

Tableau III.2 Paramètres utilisés pour calculer le coefficient d'absorption $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Indium composition	C(eV ⁻¹)	D(eV ⁻²)
1	0.69642	0.46055
0.83	0.66796	0.68886
0.69	0.58108	0.66902
0.57	0.60946	0.62182
0.5	0.51672	0.46836
0	3.52517	-0.65710

La figure III.4 illustre le coefficient d'absorption de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

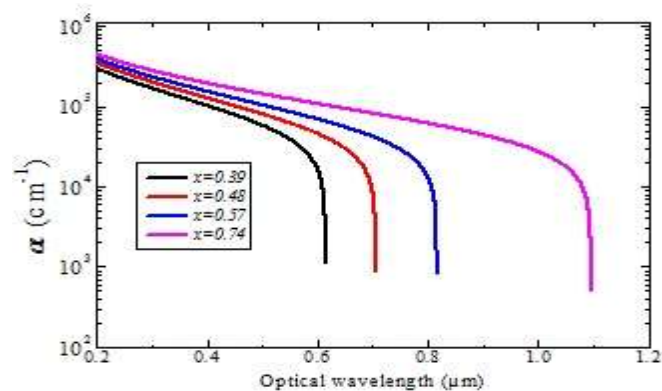


Figure III.4 Coefficient d'absorption de l' InGaN en fonction de λ pour différentes valeurs de x .

III.4.4.2 L'indice de réfraction

Pour exprimer l'indice de réfraction, nous avons utilisé le modèle d'Adachi donné par [83].

$$n(E_{ph}) = \sqrt{\frac{A}{\left(\frac{E_{ph}}{E_g}\right)^2} \left[2 - \sqrt{1 + \frac{E_{ph}}{E_g}} - \sqrt{1 - \frac{E_{ph}}{E_g}} \right] + B} . \quad (\text{III. 26})$$

Où

- E_{ph} est l'énergie du photon incident.
- E_g est l'énergie de la bande interdite pour une composition d'indium donnée.

La dépendance à x des paramètres A et B est sous la forme de:

$$A = 13.55x + 9.31(1 - x) \quad (\text{III. 27})$$

$$B = 2.05x + 3.03(1 - x) \quad (\text{III. 28})$$

A et B sont interpolés linéairement à partir des paramètres empiriques des matériaux binaires, à savoir $A = 13.55$ et $B = 2.05$ pour InN, et $A = 9.31$ et $B = 3.03$ pour GaN, mesurés expérimentalement dans [88,89].

Enfin, nous avons établi un code Matlab qui calcule l'indice de réfraction, convertit le coefficient d'absorption en coefficient d'extinction tout en générant un fichier texte d'entrée pour le simulateur regroupant ces deux coefficients en fonction de la longueur d'ondes.

III.4.5 Modèle de tunnel

Des phénomènes de tunnel peuvent se produire lorsqu'un champ électrique suffisamment élevé se développe dans une jonction PN. Les niveaux d'énergie de la bande peuvent être suffisamment courbés pour permettre aux électrons de passer, par émission de champ interne, de la bande de valence dans la bande de conduction sans perte d'énergie, tandis que le comportement symétrique se produit pour les trous. Des transporteurs supplémentaires passent donc dans la bande de conduction et de valence.

Au cours des simulations, l'effet tunnel 1-D a été supposé et le champ électrique a été calculé à chaque nœud d'un maillage rectangulaire de taille nanométrique superposé au maillage régulier du dispositif pour donner le taux de génération-recombinaison des porteurs le long de la jonction.

En considérant chaque niveau d'énergie (E) dans la plage d'énergie déterminée par les profils de bande de semi-conducteurs, le courant tunnel net par unité de surface est de la forme de [83]:

$$J(E) = \frac{ekT}{2\pi^2\hbar^3} T(E) \left(m_e^* \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E - E_{fl}^e)/kT]}{1 + \exp[(E - E_{fr}^e)/kT]} \right\} \right) \Delta E - \frac{ekT}{2\pi^2\hbar^3} T(E) \left(m_h^* \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E - E_{fl}^h)/kT]}{1 + \exp[(E - E_{fr}^h)/kT]} \right\} \right) \Delta E \quad (\text{III. 29})$$

Où

- ΔE est un petit incrément énergétique.
- $T(E)$ est la probabilité de l'effet tunnel.
- $E_{fl}^{e,h}, E_{fr}^{e,h}$ est le quasi-niveau de Fermi pour les électrons et les trous dans les côtés gauche et droite de la jonction.
- Les termes m_e^* et m_h^* sont donnés par:

$$m_e^* = m_0 \sqrt{m_e(x_{end}) m_h(x_{beg})} \quad (\text{III. 30})$$

$$m_h^* = m_0 \sqrt{m_e(x_{beg}) m_h(x_{end})} . \quad (\text{III. 31})$$

Ici, m_e et m_h sont la masse effective de l'électron et du trou, m_0 est la masse du reste de la porteuse et x_{beg} et x_{end} représentent le début et la fin du trajet de tunnel calculé pour chaque valeur de E .

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait une présentation du logiciel SILVACO et plus particulièrement l'outil de simulation Atlas, utilisé dans le cadre de ce travail de recherche, pour mener à bien nos simulations. Nous avons aussi exposé les équations décrivant les dispositifs à semi-conducteurs et les différents modèles physiques incorporés dans nos codes de simulations qui nous ont été utiles pour modéliser nos structures de cellules solaires. La première partie a été consacrée à l'explication de différents outils de SILVACO, en particulier l'outil ATLAS qui permet d'établir le code de simulation de dispositifs électroniques et optiques dont les cellules solaires font partie. Nous avons aussi expliqué les différents segments du code, de la définition de la structure à l'obtention des résultats. Dans la deuxième partie, nous avons présenté le modèle de dérive-diffusion utilisé pour modéliser les phénomènes de transport de charges dans les semi-conducteurs. Nous avons aussi expliqué, dans la troisième partie, les modèles physiques qui ont été utilisés pour modéliser la mobilité des porteurs, les pertes par recombinaisons, les paramètres optiques et l'effet tunnel dans nos structures.

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1 Introduction.....	97
IV.2 Paramètres des matériaux	97
IV.3 Résultats de simulations et discussions	98
IV.3.1 Cellule solaire PN mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	98
IV.3.1.1 Description de la structure	98
IV.3.1.2 Performance de la cellule solaire mono-jonction.....	99
IV.3.1.3 Caractéristiques J-V et P-V	107
IV.3.2 Cellules solaires multi-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	109
IV.3.2.1 Cellule solaire double jonctions $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$	111
IV.3.2.2 Cellule solaire triple jonction $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$	119
IV.4 Conclusion	128

IV.1 Introduction

L'objectif de ce travail doctoral, est l'optimisation des cellules solaires multi-jonction à base de matériaux semi-conducteurs III-V par simulation numérique. Optimiser un dispositif consiste à identifier une configuration optimale, ou un optimum de fonctionnement de ce dispositif. Il s'agit de déterminer les performances optimales de différentes cellules et de mettre en évidence les paramètres qui impactent le plus fortement ces performances. Notre démarche consiste à modéliser plusieurs cellules solaires mono-jonctions à base de l'alliage InGaN et à identifier les variables d'optimisation, c'est-à-dire les paramètres de la cellule solaire aboutissant aux meilleures performances. Ces dernières vont être utilisées par la suite pour modéliser des cellules multi-jonctions (double et triple jonction), mettant en jeu l'accord (l'adaptation) en courant entre les sous-cellules, un critère important dont il faut prendre en considération lors de la conception des cellules solaires multi-jonctions puisqu'il joue un rôle primordiale dans les performances de ce type de cellules.

Pour se faire, nous avons adopté l'optimisation paramétrique, l'approche la plus couramment utilisée pour optimiser les cellules solaires. Elle consiste à faire varier l'un des paramètres physico-géométriques à la fois et à observer son influence sur les performances du dispositif. Elle permet donc surtout de mettre en évidence l'influence d'un paramètre donné que l'on veut optimiser pour maximiser les performances d'un dispositif. Dans le cas de l'optimisation du rendement d'une cellule solaire, elle permettrait, par exemple, de connaître l'influence des paramètres physiques et géométriques de la cellule, permettant ainsi de connaître la valeur optimale du rendement en fonction de chaque paramètre et sa sensibilité par rapport à ces différents paramètres. L'intérêt de ce type d'optimisation réside dans le fait que l'influence de chaque paramètre sur le rendement de la cellule est facilement visualisable et ainsi permet de classer ces paramètres selon leur degré d'influence.

IV.2 Paramètres des matériaux

Les paramètres fondamentaux du matériau utilisés dans les simulations pour différentes compositions d'indium, tels que l'énergie de gap (E_g), la permittivité relative (ϵ), l'affinité électronique (χ), la densité effective d'états dans la bande de conduction et la bande de valence (N_C et N_V) et la masse effective d'électrons et de trous (m_e et m_h) sont répertoriés dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1 Paramètres des matériaux InN , GaN , $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

	GaN	InN	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$
E_g (eV)at 300 K[55]	3.42	0.7	$0.7x + 3.42(1-x) - 1.43x(1-x)$
ϵ [51]	8.9	15.3	$15.3x + 8.9(1-x)$
χ (eV)[56]	4.1	5.6	$4.1 + 0.7(3.4 - E_g)$
N_C ($\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$)[56]	23	9.1	$9.1x + 23(1-x)$
N_V ($\times 10^{19} \text{cm}^{-3}$)[38]	4.6	5.3	$5.3x + 4.6(1-x)$
m_e [53]	0.2	0.12	$0.12x + 0.2(1-x)$
m_h [53]	1.0	0.17	$0.17x + 1.0(1-x)$

IV.3 Résultats de simulations et discussions

IV.3.1 Cellule solaire PN mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

IV.3.1.1 Description de la structure

La structure telle que conçue dans ce travail, représentée schématiquement sur la figure IV.1, est une cellule solaire mono-jonction PN à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, dans laquelle nous avons introduit deux couches $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, l'une agissant comme une couche BSF en bas de la cellule et l'autre comme une couche fenêtre en haut.

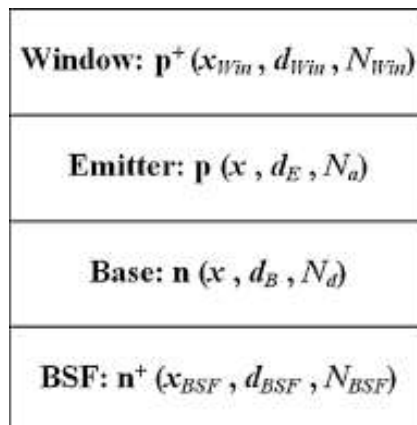


Figure IV.1 Structure de la cellule solaire mono-jonction PN à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Le paramètre x représente la concentration en In, d est l'épaisseur de la couche, N est la concentration de dopage.

Cette structure est simulée sous illumination par le spectre AM1.5G, à une température de 300 K à l'aide de l'outil de simulation Atlas, un simulateur de dispositifs basé sur la physique des semi conducteurs de la société Silvaco, dans lequel nous avons implémenté nos modèles

physiques. Il prédit les caractéristiques électriques associées aux structures physiques spécifiées et aux conditions de polarisation.

Ceci est réalisé par la résolution, sur une grille bidimensionnelle (définissant la structure) constituée d'un nombre de points de grille appelés nœuds, des équations différentiels (équation de Poisson, équations de continuité, équations de transport) dérivées des lois de Maxwell, par la méthode de Newton en chaque nœud de cette grille [83].

IV.3.1.2 Performance de la cellule solaire mono-jonction

Des simulations numériques ont été effectuées pour choisir les meilleurs paramètres de structure, tels que la composition en indium, les épaisseurs de couches et les concentrations du dopage permettant une performance optimale de la cellule solaire mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Dans un premier temps, les paramètres photovoltaïques de la cellule mono-jonction ont été déterminés. Ensuite, les performances de la cellule ont été améliorées en insérant un BSF et une couche fenêtre, leurs paramètres photovoltaïques ont également été calculés à savoir les caractéristiques $(J - V)$ et $(P - V)$, y compris la densité du courant de court circuit J_{sc} , la tension en circuit ouvert V_{oc} , le rendement η , le rendement quantique externe EQE et le champ électrique. Les caractéristiques $(J - V)$ et $(P - V)$ sont extraites et tracées à l'aide de TonyPlot Software, logiciel d'analyses interactives.

a) Effet de la composition en Indium x

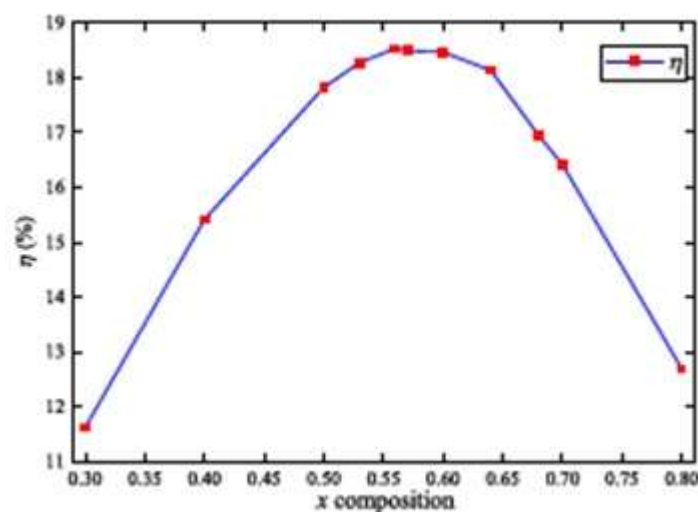


Figure IV.2 Rendement de conversion de la cellule solaire PN mono-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la composition en Indium x .

L'effet de la composition en indium sur les performances de la cellule solaire mono-jonction PN en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est présenté à la Figure IV.2 ci-dessus.

D'après la figure, il est clair que le rendement augmente tout d'abord avec l'augmentation de la composition en indium (due à la diminution de la bande interdite), atteint une valeur maximale (à $x = 56\%$) dans la plage de 50% à 60% qui coïncide avec la gamme de bande interdite de 1,45 eV à 1,70 eV, correspondant aux longueurs d'onde visibles qui couvrent la majeure partie du spectre AM1.5G, puis diminue avec l'augmentation de la composition en indium.

b) Effet de l'émetteur

La Figure IV.3 présente la densité de courant de court-circuit (J_{sc}), la tension à vide (V_{oc}) et le rendement de conversion (η) en tant que fonction de la concentration du dopage accepteur N_a avec différentes épaisseurs d_E de l'émetteur.

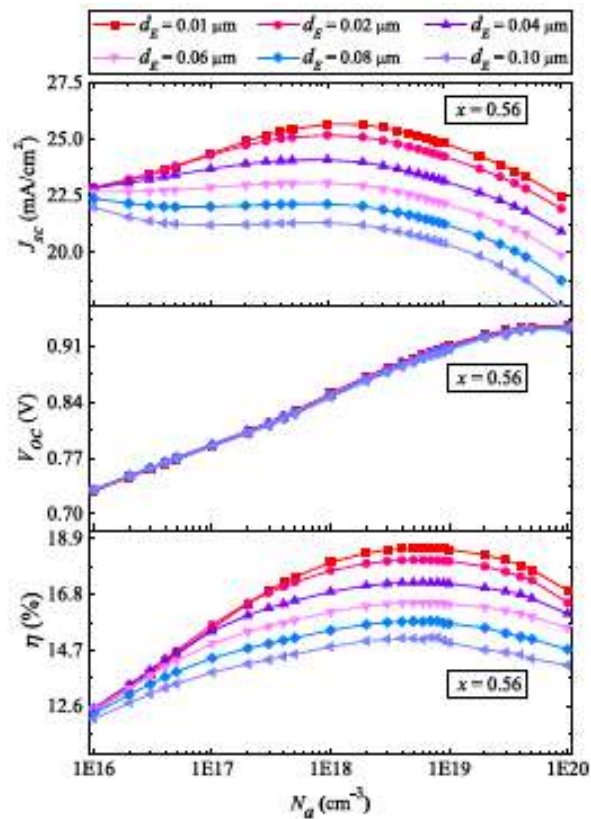


Figure IV.3 Densité de courant de court-circuit J_{sc} , tension de circuit ouvert V_{oc} et rendement de conversion en fonction de la concentration de l'accepteur N_a avec différentes épaisseurs d'émetteur d_E .

D'une part, la densité de courant de court-circuit (J_{sc}) (Fig. IV.3) augmente avec la diminution de l'épaisseur de l'émetteur d_E et atteint un maximum pour $d_E = 10nm$. L'effet d'un émetteur mince est de masquer l'effet de la recombinaison en surface, en réduisant la distance entre la surface et la région de charge d'espace et d'améliorer la photogénération résultant de l'augmentation du Rendement quantique externe EQE avec la diminution de l'épaisseur de l'émetteur d_E , comme le montre la Figure IV.4, cela signifie que lorsque l'émetteur devient de plus en plus mince, une plus grande quantité de photons dans tout le spectre (de la longueur d'onde proche de la bande interdite $\sim 0,8 nm$ aux longueurs d'onde plus courtes) peut atteindre la base.

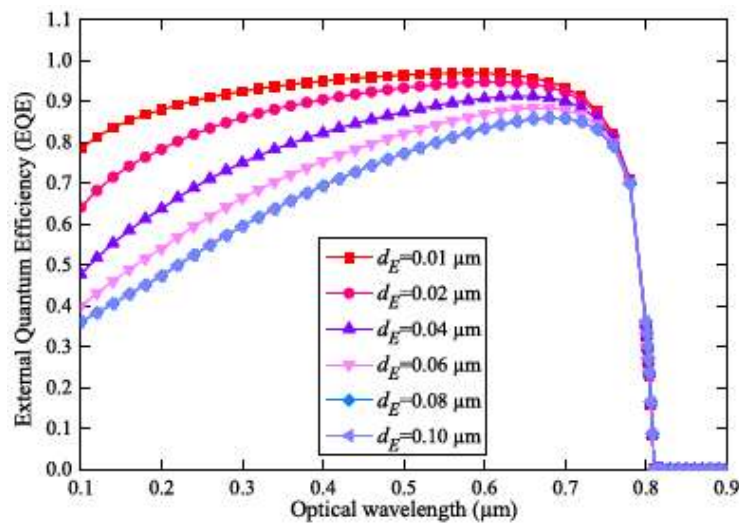


Figure IV.4 Rendement quantique externe (EQE) de la cellule solaire mono-jonction $In_{0.56}Ga_{0.44}N$ avec différentes épaisseurs d'émetteur d_E .

Par contre, avec $10 nm$ d'épaisseur de l'émetteur (figure IV.3), la densité du courant de court circuit J_{sc} augmente d'abord, atteint un maximum puis diminue au fur et à mesure que la concentration du dopage de l'accepteur N_a augmente. À partir du modèle de mobilité de Caughey et Thomas exprimés par les équations (III.16 et III.17), nous pouvons constater que la mobilité des porteurs d'émetteurs décroît pour les concentrations du dopage élevés d'accepteur $N_a > 1 \times 10^{18} cm^{-3}$.

Cela implique une diminution à la fois de la longueur de diffusion $L = \sqrt{D\tau}$ et de la diffusivité $D = \left(\frac{kT}{e}\right)\mu$ des porteurs minoritaires, exprimés par les équations (II.9) et (II.10) et ainsi de suite une diminution de J_{sc} .

Il peut être vu aussi de la figure IV.3 et prouvé par les équations (IV.1) et (IV.2), la tension en circuit ouvert V_{oc} augmente avec la concentration de dopage de l'accepteur N_a .

$$V_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_{sc}}{J_0} + 1 \right) \quad (IV.1)$$

$$J_0 = e \cdot n_i^2 \ln \left(\frac{D_n}{L_n N_a} + \frac{D_p}{L_p N_d} \right) \quad (IV.2)$$

Où ;

- N_d est la concentration du dopage du donneur.
- J_0 est la densité de courant de saturation.

Selon l'étude précédente ($J_{sc} = f(d_E)$) et en tenant compte de l'équation (IV.2), nous concluons que la diminution de d_E entraîne une augmentation à la fois du photocourant J_{sc} et du courant de saturation J_0 , ce qui conduit à une variation non significative de la tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction de d_E (équation (IV.1)).

Le rendement de conversion η représente l'effet combiné de J_{sc} et de V_{oc} . D'une part, η augmente lorsque la concentration de dopage de l'accepteur N_a augmente en raison de l'augmentation de J_{sc} et de V_{oc} , atteint une valeur maximale à $N_a = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ puis diminue pour une augmentation ultérieure de N_a , cette diminution résulte principalement de la diminution de J_{sc} . D'autre part, η augmente avec la diminution de l'épaisseur de l'émetteur d_E , un rendement de conversion maximal d'environ 18,53 (%) est obtenu pour une épaisseur de l'émetteur de 10 nm.

c) Effet de la base

Afin d'étudier l'influence des paramètres de base sur le rendement, l'épaisseur et la concentration de dopage de l'émetteur ont été fixées à 10 nm et à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectivement. Dans cette situation, l'épaisseur d_B et la concentration de dopage N_d de la base ont été variées dans les intervalles de $[0.1 - 2] \mu\text{m}$ et de $[1 \times 10^{15} - 1 \times 10^{17}] \text{ cm}^{-3}$, respectivement. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure IV.5.

Notons que le rendement de conversion η atteint un maximum pour $N_d = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, puis diminue avec l'augmentation de la concentration de dopage de la base. Il augmente

également avec l'épaisseur accrue de la base et se sature pour $d_B = 1 \mu\text{m}$, ce qui représente une épaisseur suffisante pouvant exploiter une large plage du spectre solaire.

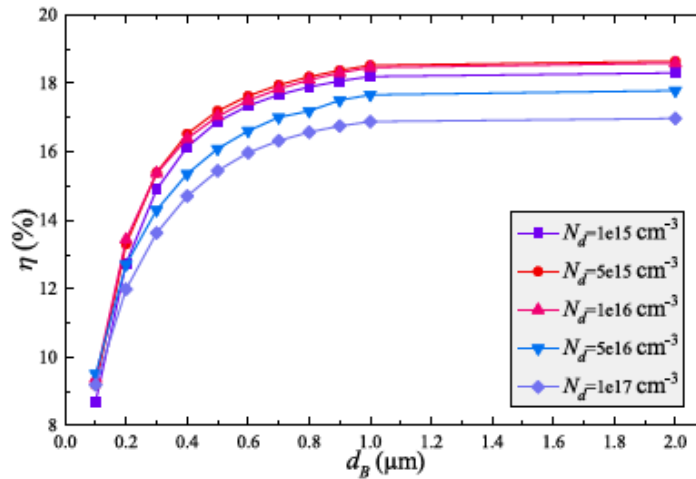


Figure IV.5 Le rendement de conversion η en fonction de l'épaisseur de la base d_B avec différentes concentrations du dopage N_d .

d) Effet de la couche BSF

Pour améliorer les performances de notre structure, des couches supplémentaires telles que le champ de surface arrière BSF, la fenêtre (appelée aussi champ de surface avant FSF) sont rajoutées à la cellule solaire BSJ en augmentant le dopage dans le semi-conducteur à proximité des surfaces, créant ainsi deux autres jonctions. p^+p et $n-n^+$ en haut et en bas de la cellule.

La figure IV.6 illustre l'efficacité du dispositif η en fonction de l'épaisseur d_{BSF} du BSF avec différentes concentrations de dopage N_{BSF} et différents teneurs en indium x_{BSF} . Sur la figure IV.6, une valeur d'efficacité maximale de 19.30 % a été trouvée pour $d_{BSF} = 50 \text{ nm}$, $N_{BSF} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $x_{BSF} = 56 \%$.

La couche BSF génère un champ électrique à travers la jonction $n-n^+$ qui repousse les porteurs minoritaires de la surface vers la jonction et les empêche de se recombiner à la surface. Ce champ électrique obtient un maximum pour une teneur en indium de 56 % et diminue avec l'augmentation de x_{BSF} , comme indiqué dans la vue en coupe de la figure IV.7.

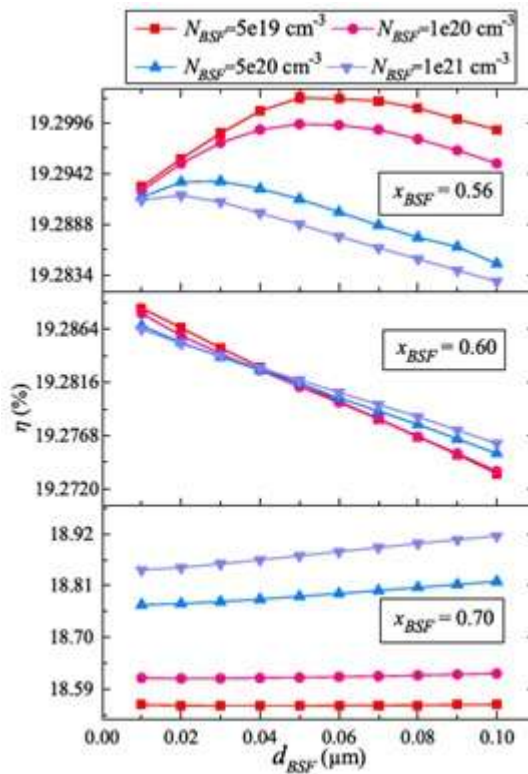


Figure IV.6 Le rendement η en fonction de l'épaisseur d_{BSF} et de la concentration du dopage N_{BSF} de la couche BSF.

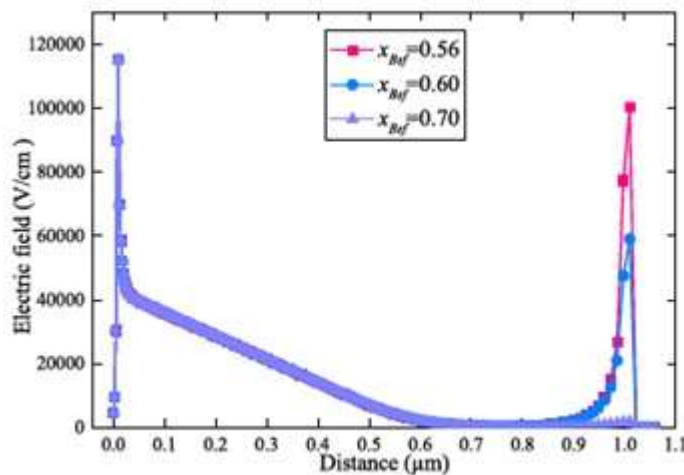


Figure IV.7 Champ électrique développé dans la jonction n-n +.

La densité du courant de court-circuit J_{sc} et la tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction de l'épaisseur d_{BSF} et de la concentration de dopage N_{BSF} sont tracées à la Figure IV.8. Leurs valeurs qui correspondent au meilleur rendement mentionné à la Figure IV.6 sont 25.784 (mA/cm^2) et 0.900 V, respectivement.

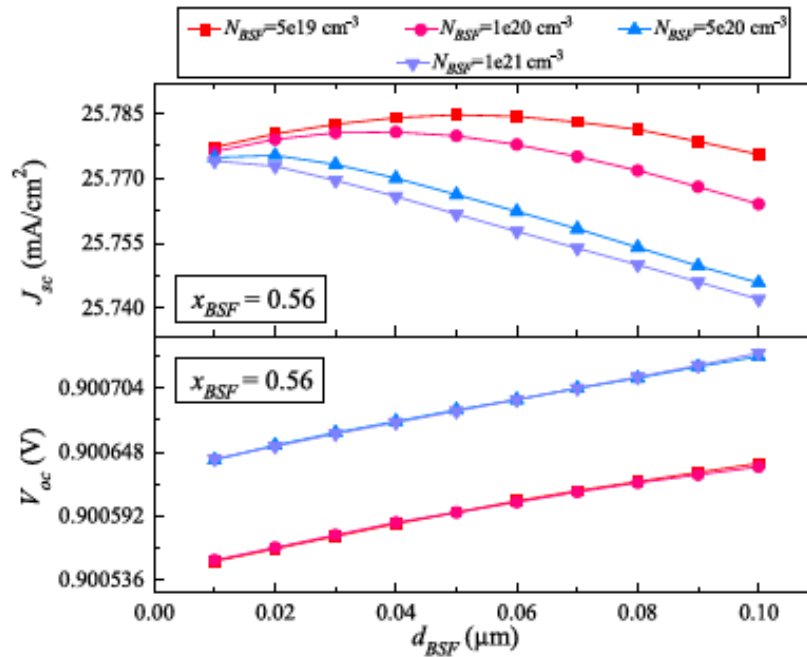


Figure IV.8 Densité de courant de court-circuit J_{sc} et tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction du d_{BSF} avec différentes concentrations de dopage N_{BSF} pour $x_{BSF} = 0,56$.

e) Effet de la couche Window

L'effet de la couche de fenêtre $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ a été étudié en faisant varier son épaisseur d_{win} et sa concentration du dopage N_{win} pour la valeur ajustée de la teneur en indium x_{win} . La figure IV.9 montre les variations du rendement de conversion de la cellule solaire en fonction de l'épaisseur de la fenêtre et de la concentration de dopage pour diverses teneurs en indium, tandis que la figure IV.10 montre les variations de J_{sc} et de V_{oc} avec d_{win} et N_{win} pour $x_{win} = 30\%$.

Il ressort clairement de ces figures que notre structure présente un rendement maximale ($\eta = 19.62\%$) ainsi qu'un courant de court-circuit maximal ($J_{sc} = 26.15 \text{ mA}/\text{cm}^2$) et une tension de circuit ouvert $V_{oc} = 0.904 \text{ V}$ pour une teneur en indium, une épaisseur de fenêtre et une concentration de dopage de 30% , 10 nm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectivement.

Cela peut s'expliquer par le fait que la faible teneur en indium $x_{win} = 30\%$ (bande interdite élevée) présente en premier lieu un EQE très élevé conduisant à une photogénération élevée et en second lieu crée un champ électrique très élevé dans la jonction P^+-P qui reflète et accélère les porteurs minoritaires vers la jonction PN réduisant ainsi les effets de

recombinaison de surface et augmentant le rendement par rapport aux autres ratios d'Indium 40, 50, 56 %, comme on peut le voir sur les figures IV.11 et IV.12.

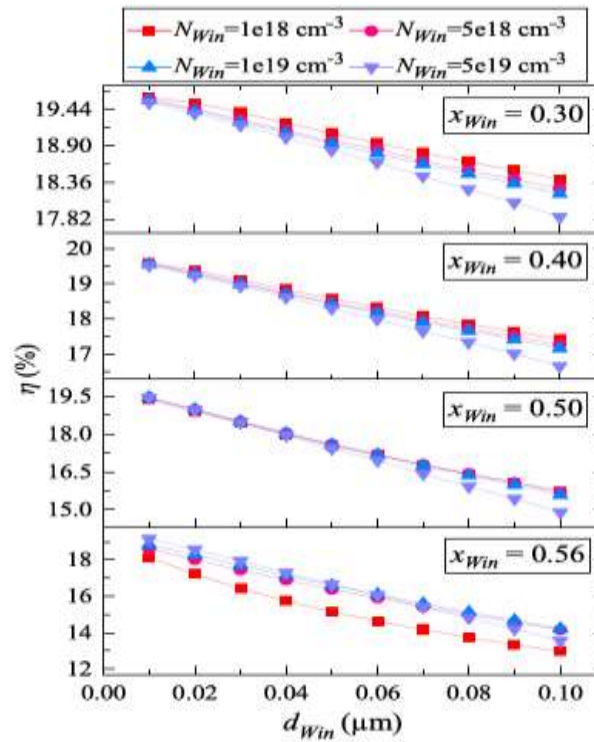


Figure IV.9 Le rendement η en fonction de l'épaisseur de la fenêtre d_{Win} et de la concentration de dopage N_{Win} avec divers teneurs en indium x_{Win} .

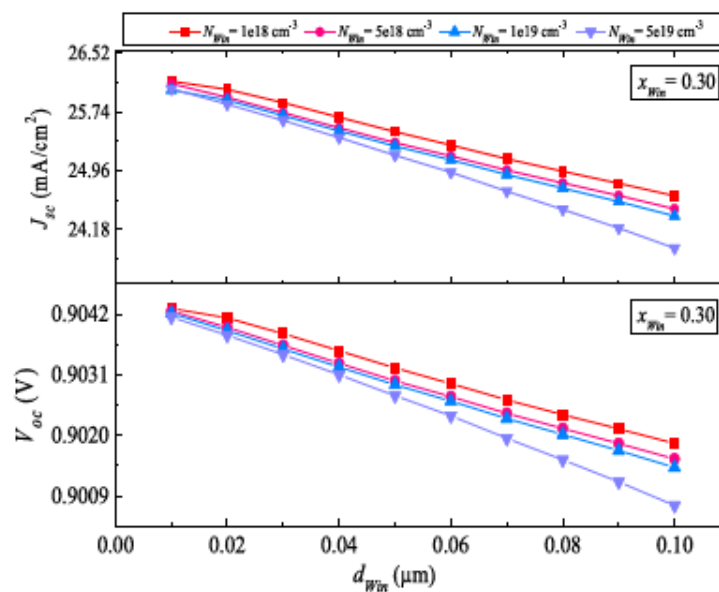


Figure IV.10 Densité de courant de court-circuit J_{sc} et la tension de circuit ouvert V_{oc} en fonction de l'épaisseur de la fenêtre d_{Win} et de la concentration de dopage N_{Win} pour $x_{Win} = 30\%$.

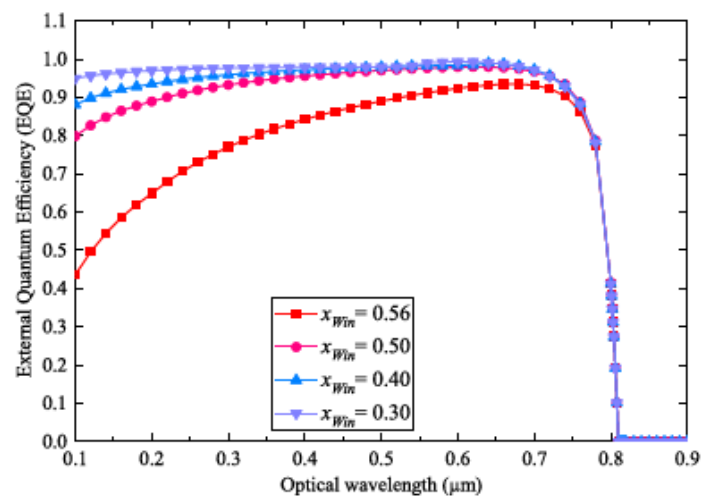


Figure IV.11 Rendement quantique externe (EQE) avec diverses teneurs en indium x_{Win} de la couche de fenêtre.

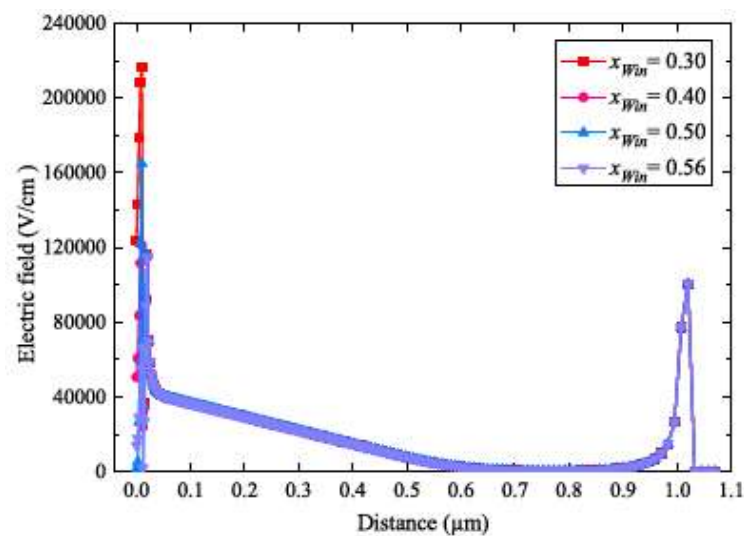


Figure IV.12 Champ électrique développé à travers la jonction p^+-p .

IV.3.1.3 Caractéristiques J-V et P-V

Les caractéristiques densité de courant-tension ($J - V$) et densité de puissance-tension ($P - V$) de la structures étudiée sont représentées sur les figures IV.13 et IV.14, et les paramètres photovoltaïques extraites sont présentés dans le tableau IV.2 ci-dessous.

Tableau IV.2 Paramètres photovoltaïques de la structure mono-jonction $In_{0.56}Ga_{0.44}N$.

Cellule Solaire Mono- jonction	J_{sc} (mA) $\frac{cm^2}{cm^2}$	V_{oc} (V)	FF (%)	η (%)	Window		Emitter		Base		BSF	
					d_{win} (μm)	N_{win} (cm^{-3})	d_E (μm)	N_a (cm^{-3})	d_B (μm)	N_d (cm^{-3})	d_{BSF} (μm)	N_{BSF} (cm^{-3})
$In_{0.56}Ga_{0.44}N$	26.15	0.904	79.67	19.62	0.01	1×10^{18}	0.01	5×10^{18}	1.00	5×10^{15}	0.05	5×10^{19}

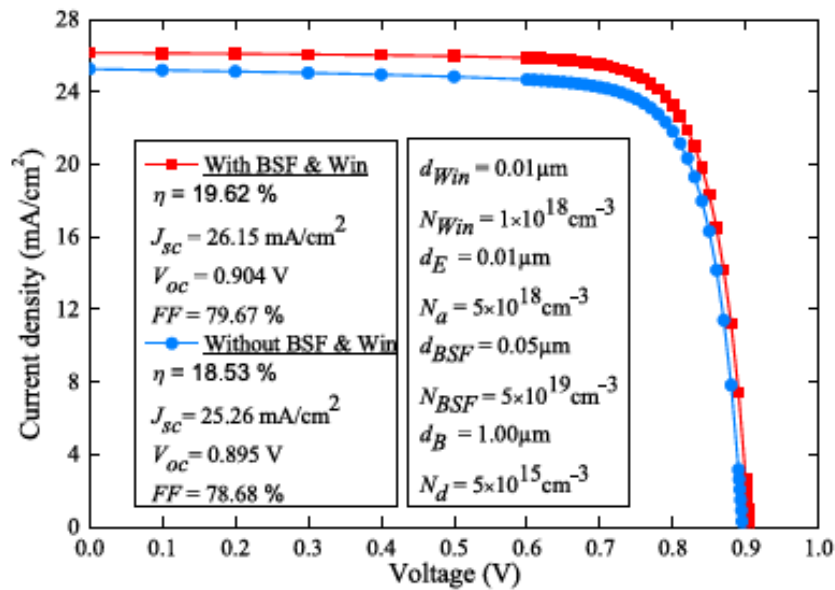


Figure IV.13 La caractéristique J-V de la cellule optimisée.

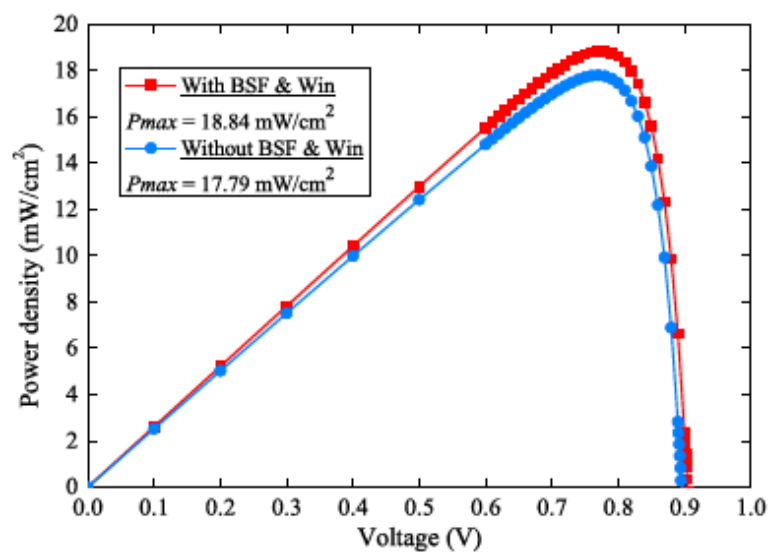


Figure IV.14 La courbe de densité de puissance de la cellule optimisée.

IV.3.2 Cellules solaires multi-jonction en $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Le rendement quantique externe de la figure IV.11 indique que la réponse spectrale de la cellule solaire mono-jonction en $\text{In}_{0.56}\text{Ga}_{0.44}\text{N}$ étudiée précédemment n'est pas optimale, de sorte que le spectre solaire n'est pas exploité dans son intégralité. Seule la partie d'énergies supérieures ou égale à l'énergie de gap ($E_g = 1.54 \text{ eV}$), participe à la création de paires électron-trou. Cela est dû principalement aux pertes par transmission des photons d'énergie inférieure à celle du gap et aux pertes par thermalisation des photons ayant un excès d'énergie (énergie supérieure à celle du gap) qui est dissipé sous forme de chaleur dans le matériau. Ainsi, une des solutions envisagées qui permet d'optimiser l'absorption du spectre solaire est l'utilisation des cellules solaires multi-jonctions.

L' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nous offre la possibilité de concevoir ce type de cellules en changeant tout simplement la composition d'indium (x), ce qui permet d'avoir plusieurs jonctions ayant des bandes d'énergie interdite différentes avec un seul matériau et un désaccord de maille faible entre ces différentes jonctions, ce qui facilite la conception de cette cellule.

De ce fait, il est nécessaire de connaître les paramètres des différentes couches qui composent la cellule multi-jonctions. Pour se faire, les performances des sous-cellules mono-jonctions mises en cascade ont été initialement optimisées.

Par conséquent, quatre cellules ont été soigneusement choisies avec des combinaisons optimales de bandes interdites, afin de les empiler les unes sur les autres dans le but d'avoir des cellules double et triple jonctions.

Elles ont été examinées séparément selon la même procédure qu'a subit (encourue) la cellule mono-jonction $\text{In}_{0.56}\text{Ga}_{0.44}\text{N}$. La densité du courant de court-circuit (J_{sc}), la tension en circuit ouvert (V_{oc}) et le rendement de conversion d'énergie (η) des quatre cellules individuelles en fonction de l'épaisseur de l'émetteur et de la concentration de l'accepteur ont été simulés, ils sont illustrés dans la figure IV.15 ci-dessus. Les simulations ont été effectuées à la température ambiante sous éclairage AM1.5G dans la plage de longueurs d'onde 200-1800 nm.

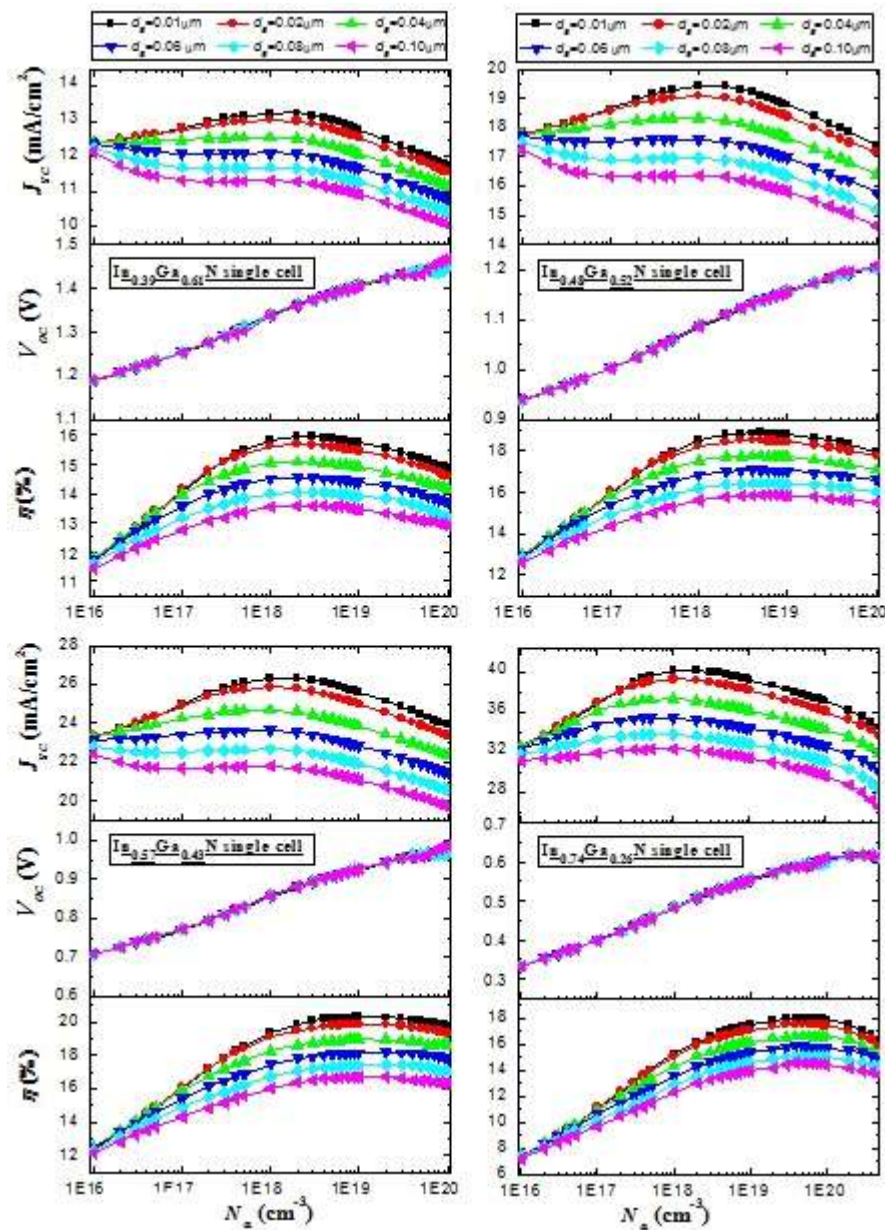


Figure IV.15 Densité de courant de court-circuit J_{sc} , tension de circuit ouvert V_{oc} et le rendement de conversion η des quatre cellules mono-jonction. Un rapport de concentration de dopage $Na / Nd = 10^3$ a été imposé pendant les simulations et $d_B = 1 \mu m$.

En fixant dans le travail $Na / Nd = 10^3$ et également $d_E = 0,01 \mu m$, les comportements du rendement de conversion des quatre cellules en fonction à la fois de la concentration en donneur et de l'épaisseur de la région de base sont indiqués sur la figure IV.16.

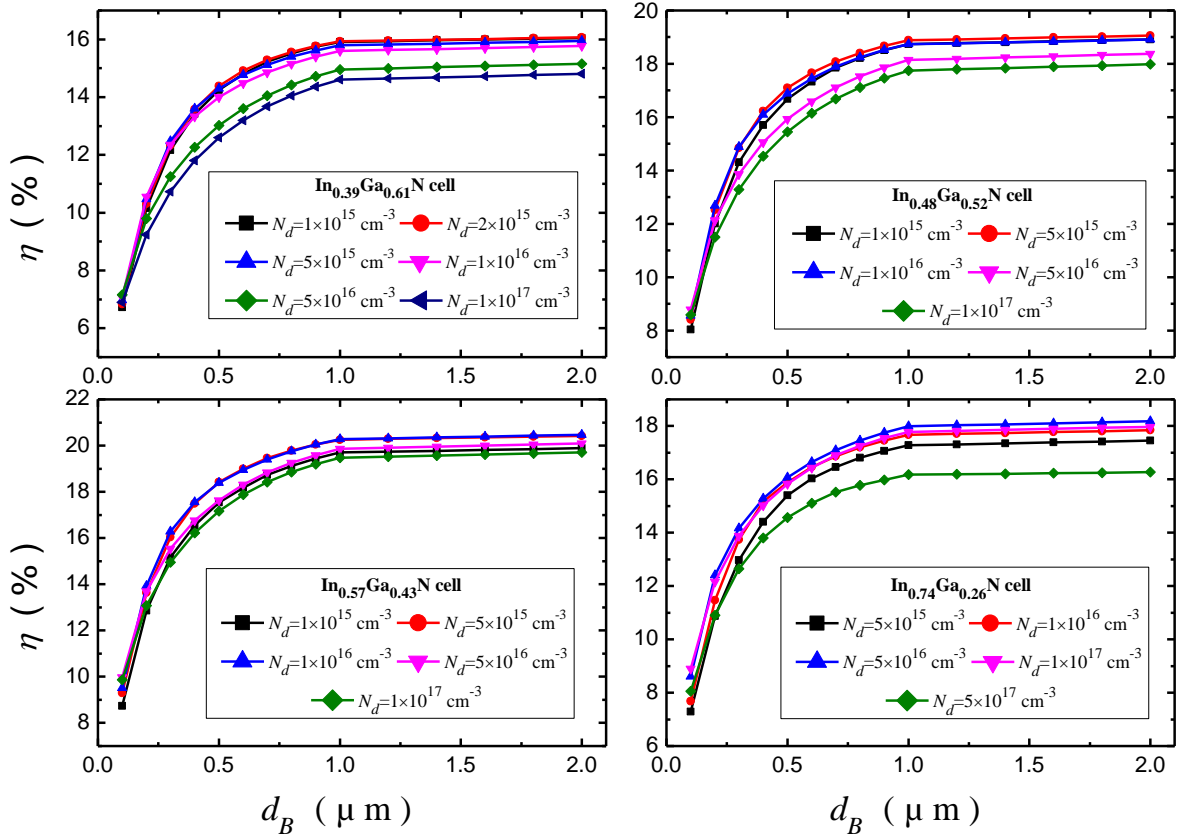


Figure IV.16 Rendement de conversion des quatre cellules mono-jonction en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la concentration de dopage du donneur. $N_a / N_d = 10^3$ et $d_E = 0,01 \mu\text{m}$.

D'après les figures IV.15 et IV.16, les paramètres photovoltaïques calculés, qui aboutissent à un rendement de conversion maximum, sont résumés dans le tableau IV.3.

Tableau IV.3 Résultats de simulation des quatre sous-cellules solaires $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$, $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$, $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ et $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$.

SJ solar cell	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc} (V)	FF (%)	η (%)	Emitter		Base	
					d_E (μm)	N_a (cm^{-3})	d_B (μm)	N_d (cm^{-3})
$\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$	13.2515	1,359	84.93	15.93	0.01	2×10^{18}	1.00	2×10^{15}
$\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$	19.1052	1.135	83.65	18.89	0.01	5×10^{18}	1.00	5×10^{15}
$\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$	25,599	0,924	82,31	20.28	0.01	1×10^{19}	1.00	1×10^{16}
$\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$	37.834	0.590	77.30	17.99	0.01	5×10^{19}	1.00	5×10^{16}

IV.3.2.1 Cellule solaire double jonctions $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$

a) Description de la structure

Une Présentation schématique de la structure à double jonction proposée est illustrée à la figure IV.17.

p- In_{0.48}Ga_{0.52}N	(d_E, N_a)	Top cell
n- In_{0.48}Ga_{0.52}N	(d_B, N_d)	
n⁺⁺ - In_{0.48}Ga_{0.52}N	0.01 μm, $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	TJ
p⁺⁺ - In_{0.48}Ga_{0.52}N	0.01 μm, $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	
p- In_{0.74}Ga_{0.26}N	(d_E, N_a)	Bottom cell
n- In_{0.74}Ga_{0.26}N	(d_B, N_d)	

Figure IV.17 Structure à double jonctions $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$.

Fondamentalement, elle est constituée de deux sous-cellules individuelles PN interconnectées électriquement et optiquement via une jonction tunnel. Plus en détail, la diode tunnel est une jonction $\text{N}^{++} / \text{P}^{++}$ à base d' $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$ dopée fortement, dans laquelle les régions N^{++} et P^{++} ont toutes les deux une épaisseur de 10 nm avec une concentration de dopage de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, respectivement. La cellule supérieure est conçue en $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$ alors que la cellule inférieure est en $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$. Les concentrations de dopage et les épaisseurs de base (d_B) des sous-cellules supérieure et inférieure ont été considérées comme des paramètres d'ajustement afin de déterminer la condition d'accord (d'appariement) en courant avec précision. De plus, il est important de noter que toutes les régions $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont arrangées du bas en haut avec des énergies de bande interdite croissantes.

b) Diagramme de bande d'énergies et champs électrique

En se basant sur les résultats de la simulation présentés dans la section précédente, la conception de la cellule solaire double jonction a été optimisée en tenant compte de la condition d'accord du courant entre les deux sous-cellules.

Le tracé de la figure IV.18.a présente le diagramme de bande d'énergies de la structure double jonction par rapport à la surface supérieure, en partant d'une bande interdite large, celle de la cellule supérieure $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$, avec un gap de ($E_g = 1,76 \text{ eV}$), arrivant à une bande interdite étroite d'une valeur de ($1,13 \text{ eV}$) de la cellule inférieure $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$.

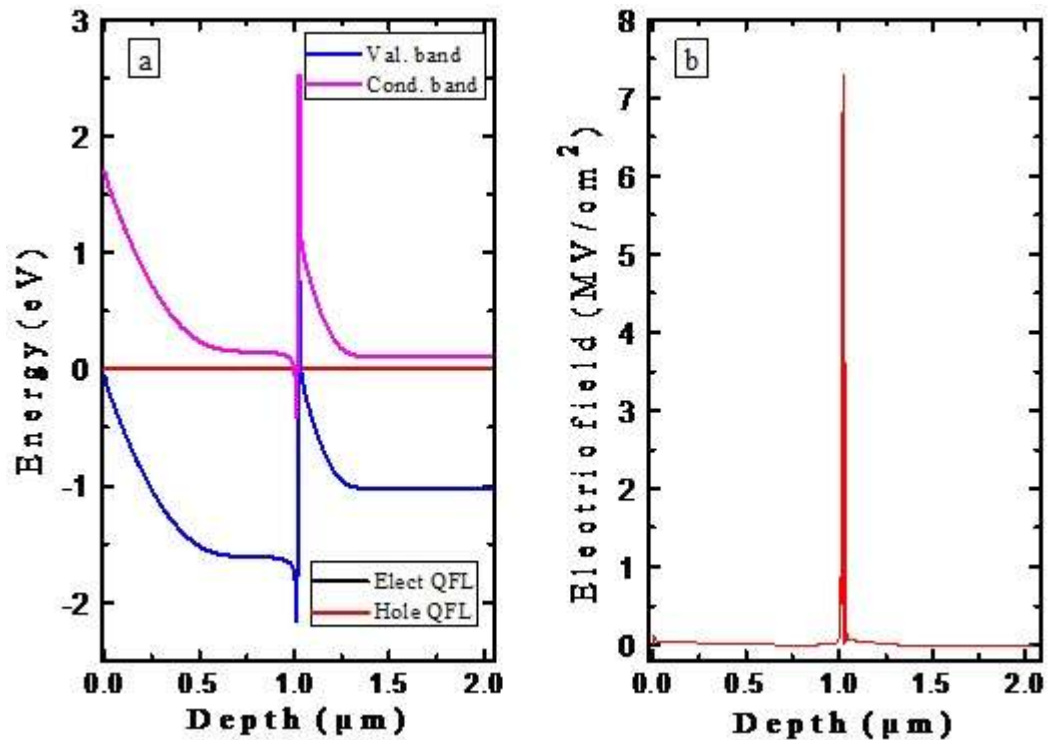


Figure IV.18 a) Diagramme de bandes d'énergies. b) Profil du champ électrique.

Comme nous pouvons le constater, la jonction tunnel est localisée à environ $1,02 \mu\text{m}$, caractérisée par la pénétration des quasi-niveaux de Fermi dans les bandes de conduction et de valence du à l'apparition du champ électrique, formant ainsi une région tunnel qui conduit au phénomène de recombinaison des porteurs entre les deux sous-cellules.

Cette situation est appuyé par la vue de coupe du profil du champ électrique le long de la structure illustré à la figure IV.18.b, qui présente une valeur maximale juste à travers la jonction tunnel.

c) Effet de la concentration du dopage sur l'accord en courant

Afin de garantir l'exigence d'accord en courant, l'effet de certains paramètres géométriques et physiques fondamentaux a été étudié en détail. En particulier, l'épaisseur de la couche de base pour les deux sous-cellules est supposée comprise entre $0,5$ et $1,5 \mu\text{m}$. Dans le même temps, la concentration du dopage de l'accepteur (dans la région de l'émetteur) est prise entre 1×10^{17} et $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour la cellule supérieure et de 1×10^{17} à $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans la cellule inférieure. Le comportement de la densité de courant J_{sc} des deux sous-cellules et de la cellule double est représenté sur les Figures IV.19 à IV.21.

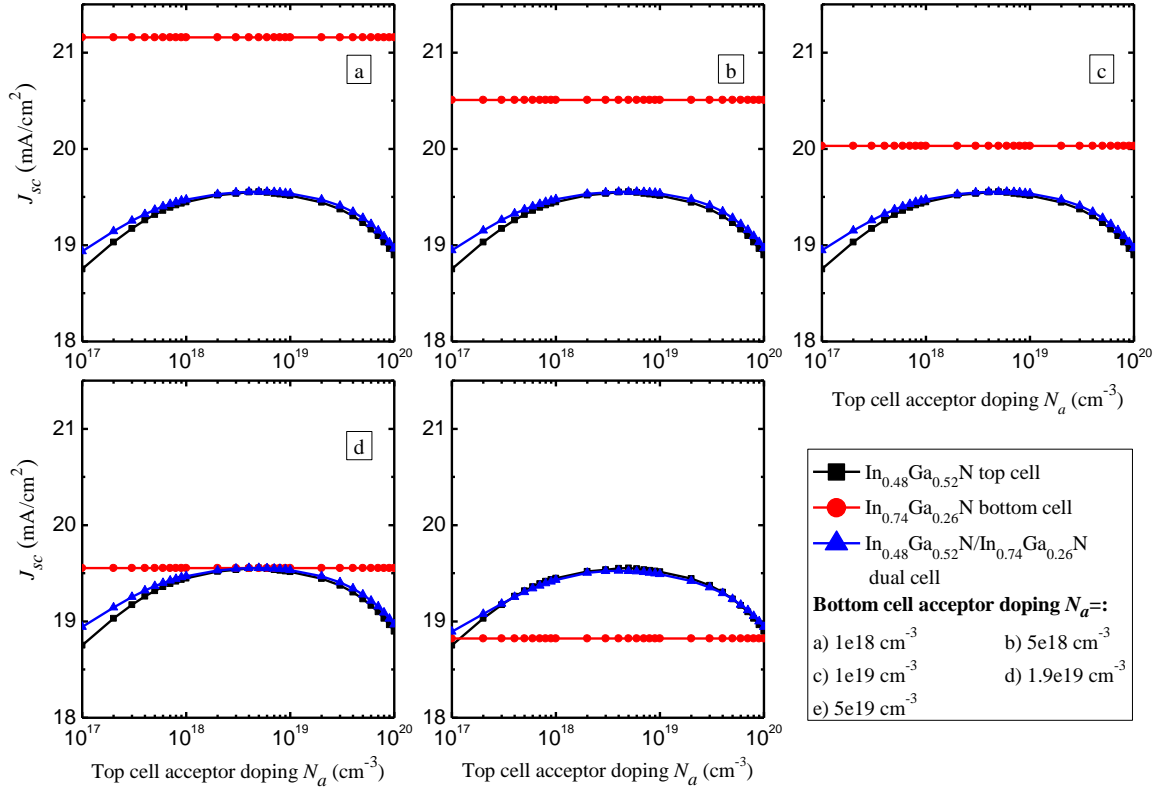


Figure IV.19 La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule supérieure N_a^{Top} pour différentes valeurs de N_a^{Bot} de la sous-cellule inférieure. Dans chaque sous-cellule $N_a / N_d = 10^3$, $d_E = 0,01 \mu m$ et $d_B = 1 \mu m$.

D'après les figures IV.19 et IV.20, nous pouvons voir que les courbes de la densité du courant J_{sc}^{Dual} de la cellule double jonction sont toujours déterminées par celles de la sous-cellule supérieure. En particulier, d'après la figure IV.19, ces courbes augmentent avec l'augmentation de la concentration du dopage de l'accepteur de la cellule supérieure, atteignent une valeur maximale, puis diminuent pour N_a^{Top} dépassant $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en raison de la dégradation de la mobilité des porteurs liée aux dopages élevés.

En même temps, le comportement de la densité du courant J_{sc}^{Dual} de la cellule double jonction est presque indépendant de la concentration de dopage de l'accepteur dans la sous-cellule inférieure N_a^{Bot} . En considérant que la densité du courant J_{sc}^{Bot} de la cellule inférieure diminue avec l'augmentation de la concentration de N_a^{Bot} , dans la structure double, un meilleur accord en courant est obtenu pour une valeur de $19,553 \text{ mA} / \text{cm}^2$ comme on peut le voir sur la figure IV.19.d pour $N_a^{Top} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a^{Bot} = 1,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. D'autre part, à partir de la figure IV.20, la densité du courant de la cellule inférieure J_{sc}^{Bot} augmente

lorsque les valeurs de la concentration d'accepteur augmentent, atteint un maximum de $21,2 \text{ mA} / \text{cm}^2$, puis diminue pour N_a^{Bot} , dépassant $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Dans le même temps, la densité du courant J_{sc}^{Dual} de la cellule double est légèrement dépendante de la concentration N_a^{Top} de la cellule du haut.

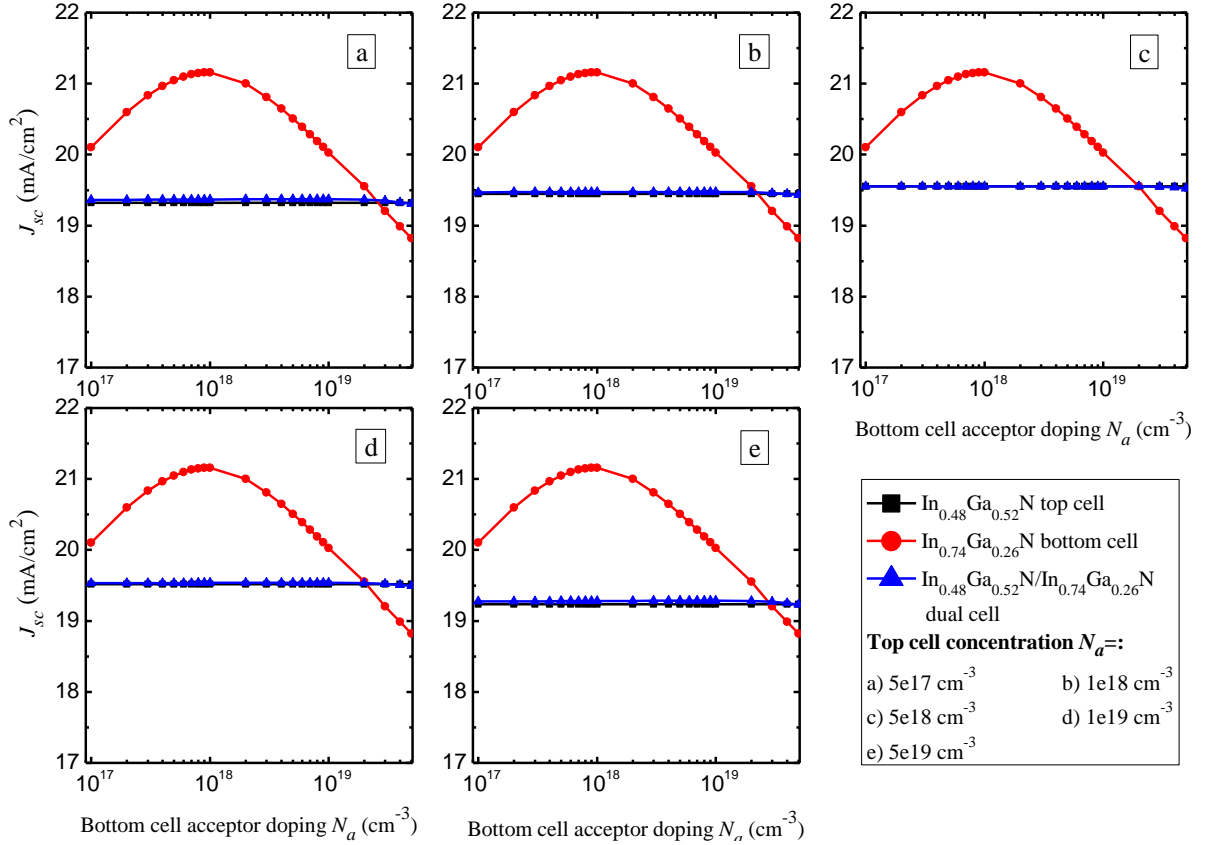


Figure IV.20 La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule inférieure N_a^{Bot} pour différentes valeurs de N_a^{Top} de la sous-cellule supérieure. Dans chaque sous-cellule $N_a / N_d = 10^3$, $d_B = 1 \text{ }\mu\text{m}$ et $d_E = 0,01 \text{ }\mu\text{m}$.

d) Effet de l'épaisseur de la base sur l'accord en courant

La figure IV.21 montre le comportement de la densité du courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base des cellules supérieure d_B^{Top} et inférieure d_B^{Bot} . Comme nous pouvons le constater, la densité du courant J_{sc}^{Top} de la cellule supérieure augmente avec l'épaisseur de la base de la cellule supérieure d_B^{Top} . De plus, en augmentant d_B^{Bot} , la courbe de la densité du courant J_{sc}^{Dual} de la cellule double jonction tend de plus en plus à se chevaucher avec celle de

la cellule supérieure, et pour $d_B^{Bot} \geq 0,9 \mu m$, les deux courbes peuvent être considérées comme coïncidentes.

De plus, le comportement de la densité du courant J_{sc}^{Bot} de la cellule du bas diminue à mesure que le d_B^{Top} augmente (effet d'ombrage) et également pour un d_B^{Bot} plus fin.

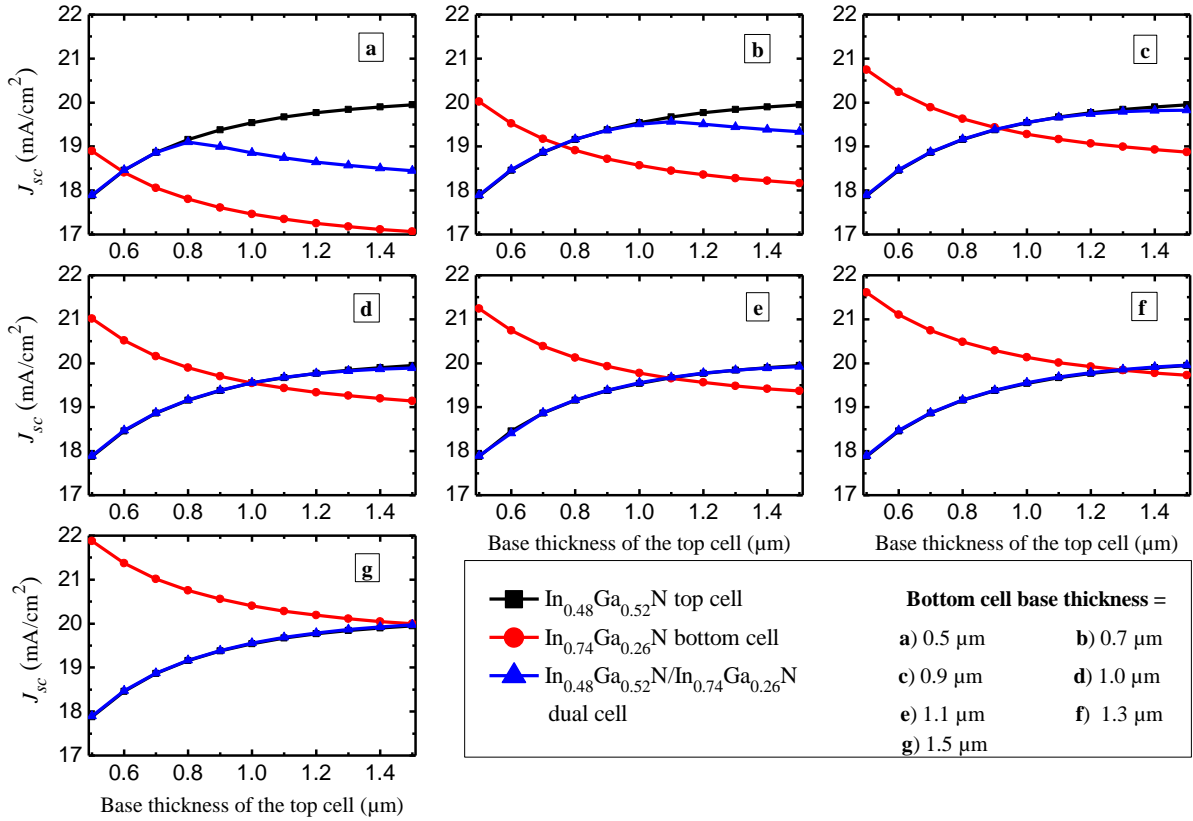


Figure IV.21 La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule supérieure d_B^{Top} pour différentes valeurs de d_B^{Bot} de la sous-cellule inférieure. $N_a^{Top} = 5 \times 10^{18} cm^{-3}$, $N_a^{Bot} = 1,9 \times 10^{19} cm^{-3}$ et $d_E = 0,01 \mu m$ dans chaque sous-cellule.

En résumant les résultats précédents, il est évident que la condition d'accord en courant dans la structure double jonction est obtenue en correspondance avec des paramètres géométriques et physiques bien précis. Par exemple, à partir de la cellule supérieure référencée $In_{0.48}Ga_{0.52}N$ SJ dans le tableau IV.3, nous pouvons réaliser une cellule double jonction optimisée avec une épaisseur de base d_B de $1 \mu m$ et une concentration d'accepteur d'émetteur N_a^{Bot} de $1,9 \times 10^{19} cm^{-3}$ pour la cellule inférieure. Dans nos calculs, ce niveau de dopage correspond à une concentration en base de donneur N_d^{Bot} de $1,9 \times 10^{16} cm^{-3}$.

e) Rendements quantiques externes (*EQE*)

Dans le but de déterminer la gamme de longueurs d'onde exploitée par la structure proposée, le comportement des rendements quantiques externes (*EQE*) des trois cellules (supérieure, inférieure et double jonction) est examiné et est représenté sur la figure IV.22.

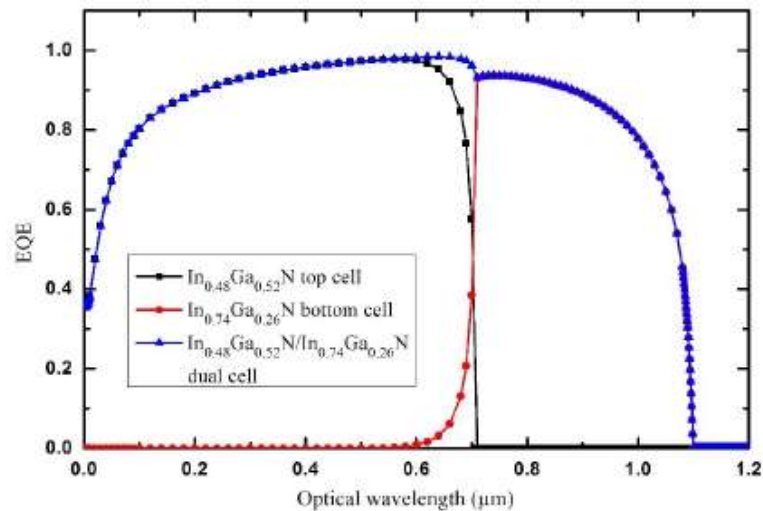


Figure IV.22 Rendement quantique externe des sous cellules (supérieure, inférieure) et de la cellule double jonction.

Les longueurs d'onde les plus courtes du spectre solaire (inférieures à 0,69 μm) sont absorbées par la cellule supérieure $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{N}$ ayant une bande interdite la plus élevée, tandis que les photons restants sont transmis à la cellule inférieure. En même temps, les longueurs d'onde du spectre solaire les plus longues (comprises entre 0,69 et 1,1 μm) sont absorbées par la cellule inférieure $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$ présentant la bande interdite la plus étroite. La figure IV.22 montre que l'absorption maximale de la structure double jonction se produit dans la plage de longueurs d'onde de 0,1 – 1 μm où l'*EQE* est d'environ 79% en moyenne, avec une valeur maximale proche de 98% à 0,64 μm .

f) Caractéristiques ($J - V$) et ($P - V$)

Les caractéristiques densité de courant-tension ($J - V$) et densité de puissance-tension ($P - V$) des différentes structures étudiées sont représentées sur la figure IV.23, et les paramètres photovoltaïques extraites sont répertoriés dans le tableau IV.4.

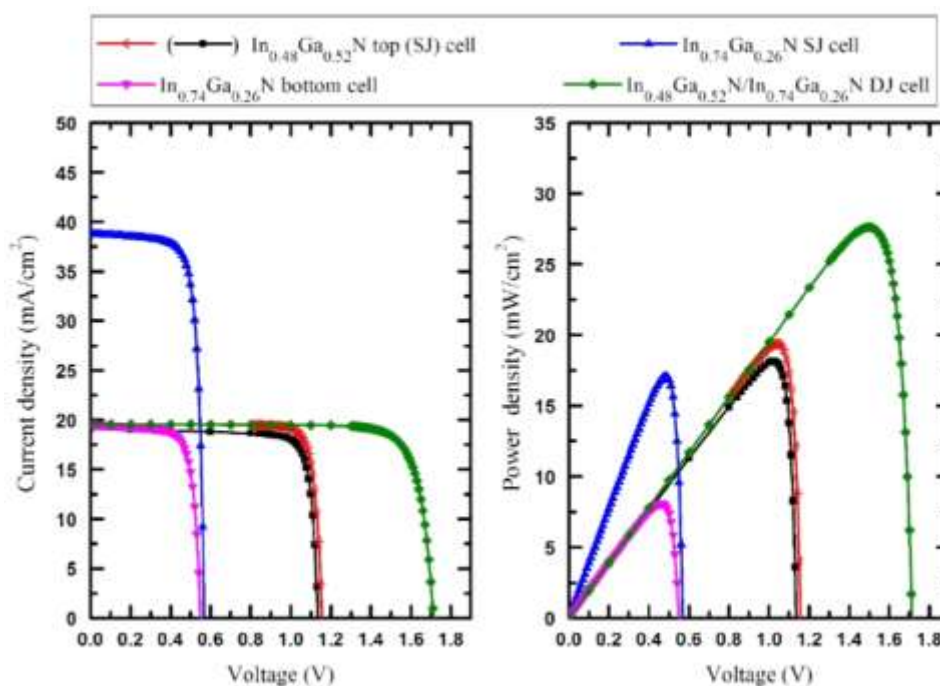


Figure IV.23 Caractéristiques a) $J - V$ et b) $P - V$.

Tableau IV.4 Paramètres photovoltaïques des différentes structures.

Solar cells	J_{sc} (mA/cm ²)	V_{oc} (V)	FF (%)	η (%)
In_{0.48}Ga_{0.52}N/ In_{0.74}Ga_{0.26}N DJ cell	19.5532	1.713	82.49	28.78
In_{0.48}Ga_{0.52}N top cell	19.5431	1.156	85.88	20.21
In_{0.74}Ga_{0.26}N bottom cell	19.5516	0.548	75.52	8.428
In_{0.48}Ga_{0.52}N Sj cell	19.1052	1.135	83.65	18.89
In_{0.74}Ga_{0.26}N Sj cell	38.7712	0.569	77.41	17.78

En comparant les résultats des cellules mono-jonctions du tableau IV.4 avec ceux du tableau IV.3, nous pouvons noter une performance différente pour la cellule In_{0.74}Ga_{0.26}N mono-jonction en raison des différents niveaux de dopage, à savoir $N_a = 1,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 1,9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Il convient également de noter que, bien que les cellules mono-jonction et la cellule supérieure en In_{0.48}Ga_{0.52}N aient les mêmes paramètres géométriques et physiques, la présence de la jonction tunnel dans la structure double détermine des résultats différents. En fait, la jonction n/n⁺⁺ qui provient de la cellule supérieure (voir figure IV.18) agit comme interface BSF conduisant à une légère augmentation du phénomène de photogénération. D'autre part, la cellule inférieure In_{0.74}Ga_{0.26}N présente une chute nette de la valeur J_{sc}^{Bot} (19,5516 mA / cm²) si elle est comparée au résultat d'une cellule mono-jonction

$\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$ ($J_{sc}^{Single} = 38,7712 \text{ mA} / \text{cm}^2$). Cela est dû au fait que la cellule inférieure n'absorbe que la partie du spectre transmise par la cellule supérieure (c'est-à-dire la partie des longueurs d'onde supérieure à $0,69 \mu\text{m}$, comme indiqué sur la figure IV.22). Simultanément, la valeur de V_{oc} de la cellule inférieure est légèrement affectée par l'intensité d'illumination et est réduite de $0,569 \text{ V}$ à $0,548 \text{ V}$.

IV.3.2.2 Cellule solaire triple jonction $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}/\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}/\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$

a) Description de la structure

Notre structure à triple jonction proposée est présentée schématiquement dans la figure IV.24.

p- $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$	(d_E, N_a)	Top Cell
n- $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$	(d_B, N_d)	
n^{++} - $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$	$0,01 \mu\text{m}, 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	Top TJ
p^{++} - $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$	$0,01 \mu\text{m}, 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	
p- $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$	(d_E, N_a)	Middle Cell
n- $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$	(d_B, N_d)	
n^{++} - $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$	$0,01 \mu\text{m}, 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	Bottom TJ
p^{++} - $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$	$0,01 \mu\text{m}, 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	
p- $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$	(d_E, N_a)	Bottom Cell
n- $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$	(d_B, N_d)	

Figure IV.24 Structure à triple jonction $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}/\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}/\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$.

Une combinaison de bandes interdites de (2.02 eV/1.52 eV/1.13 eV) a été choisie pour modéliser notre structure à triple jonction. La sous cellule du milieu est une jonction PN en $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$, elle est connectée de part et d'autre avec deux sous cellules par l'intermédiaire de deux jonctions tunnel $\text{N}^{++} / \text{P}^{++}$ fortement dopées ($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} / 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) d'épaisseur totale de $0,02 \mu\text{m}$. La première désignée par Top TJ dans la figure, la reliant avec la sous cellule du haut en $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$ et la deuxième nommée Bottom TJ l'interconnectant

avec la sous cellule du bas en $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.24}\text{N}$. Il est à noter que les bandes interdites des deux jonctions tunnels ont été prises égales à celles des cellules qui se trouvent juste en dessus d'elles (soit 2.02 eV pour la Top TJ et 1.52 eV pour la Bottom TJ), pour qu'elles soient transparentes aux rayonnements d'énergies inférieures à ces deux valeurs les atteignant et qui doivent être transmises aux cellules adjacentes.

En agissant sur les concentrations du dopage et les épaisseurs de base (d_B) des sous-cellules du haut et du milieu, on pourra obtenir un accord en courant entre les différentes sous cellules de la structure.

b) Diagramme de bande d'énergies et champs électriques

La figure IV.25.a présente l'allure du diagramme de bandes d'énergies de la structure triple jonctions, qui diminuent progressivement d'un gap large de 2.02 eV pour la cellule supérieure $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$ vers un gap étroit de 1.13 eV pour la cellule inférieure $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ en passant par 1.52 eV pour celle du milieu $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$.

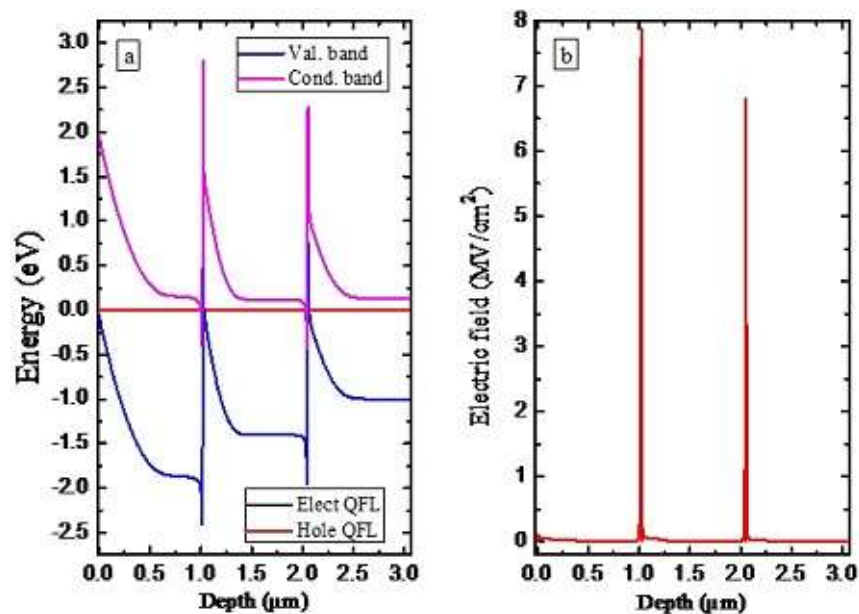


Figure IV.25 a) Diagramme de bandes d'énergies. b) Profil du champ électrique.

Sur la figure IV.25.b, est localisé deux champs électrique à 1.02 μm et à 2.05 μm de profondeurs, résultant du fort dopage des couches N^{++} et P^{++} provoquant la pénétration des quasi-niveaux de Fermi dans les bandes permises comme on peut le constater dans la figure IV.25.a et c'est ainsi que survient l'effet tunnel.

c) Effet de la concentration du dopage sur l'accord en courant

Le comportement de la densité de courant J_{sc} des trois sous-cellules et de la cellule triple jonction en fonction de la concentration d'accepteur des sous-cellules du haut et du milieu dans la gamme $[1e17 - 1e20] \text{ cm}^{-3}$ est représenté sur les Figures IV.26 et IV.27, respectivement.

D'après les figures IV.26 et IV.27, nous pouvons voir que les courbes de la densité du courant J_{sc}^{triple} de la cellule triple jonction sont toujours déterminées par celles de la sous-cellule supérieure J_{sc}^{Top} . Ces courbes (J_{sc}^{triple} , J_{sc}^{Top}) croient, atteignent une valeur maximale (pour N_a^{Top} égale à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), puis décroissent avec l'augmentation de la concentration de l'accepteur N_a^{Top} de la cellule supérieure. Par contre, le comportement de la densité du courant J_{sc}^{triple} de la cellule triple jonction est indépendant de la concentration de dopage de l'accepteur dans la sous-cellule du milieu N_a^{Mid} .

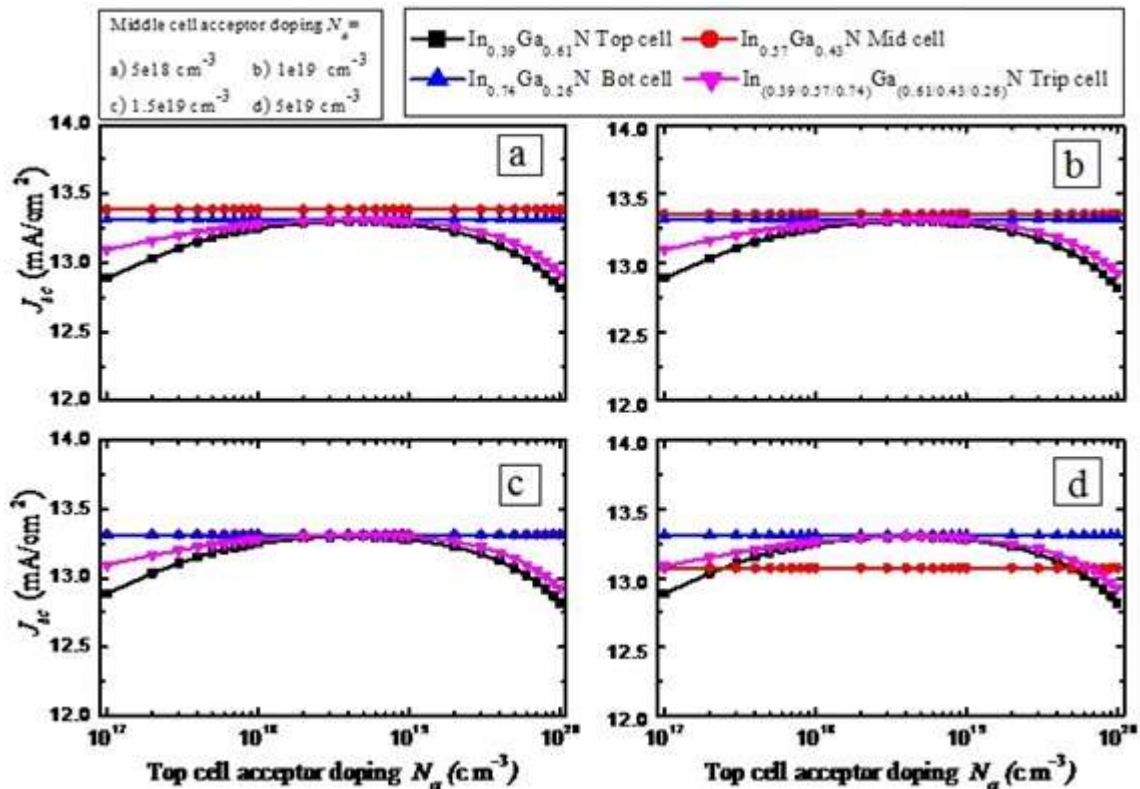


Figure IV.26 La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule supérieure N_a^{Top} pour différentes valeurs de N_a^{Mid} de la sous-cellule du milieu. Dans chaque sous-cellule $N_a / N_d = 10^3$, $d_E = 0,01 \mu\text{m}$ et $d_B = 1 \mu\text{m}$.

Il est de même pour la densité du courant J_{sc}^{Mid} de la cellule du milieu. Pour des valeurs croissantes de la concentration de l'accepteur N_a^{Mid} de la cellule du milieu, la densité du courant croît, atteint un maximum puis elle décroît. Elle est indépendante de la concentration de l'accepteur N_a^{Top} de la cellule supérieure. On note que les deux concentrations des cellules du haut et milieu (N_a^{Top}, N_a^{Mid}) n'ont aucun impact sur la densité du courant J_{sc}^{Bot} de la cellule du bas.

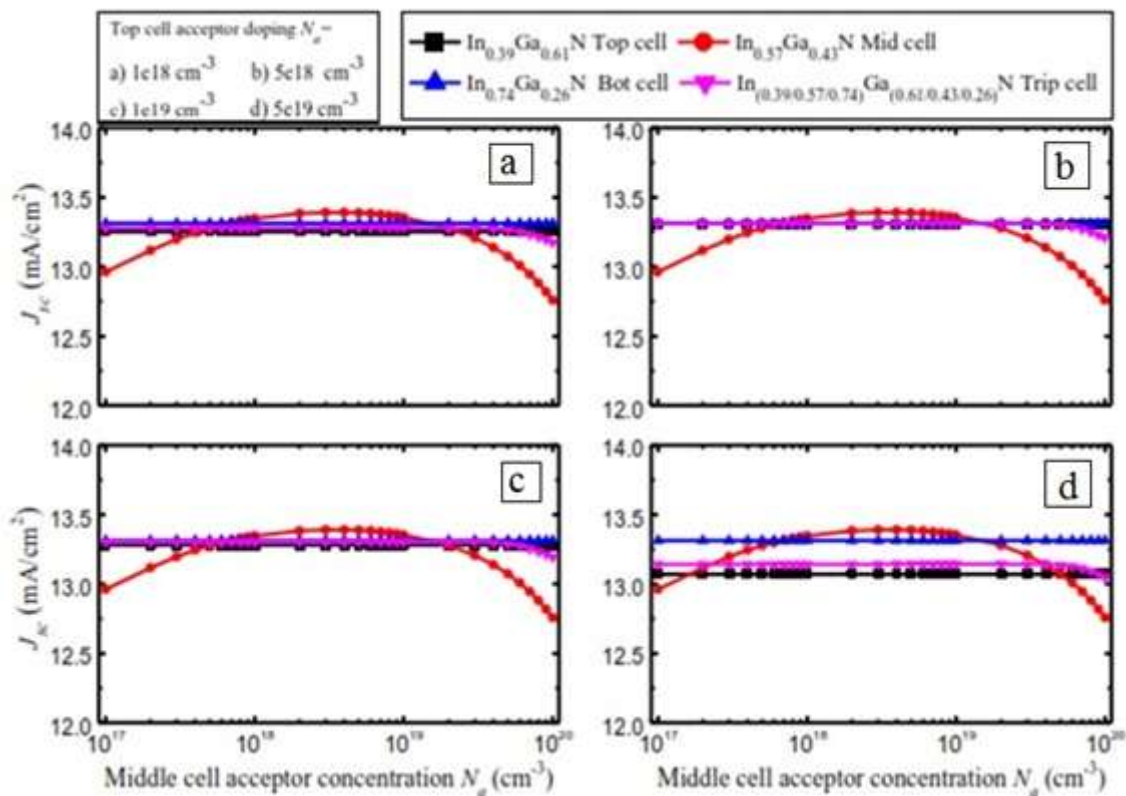


Figure IV.27 La densité de courant J_{sc} en fonction de la concentration d'accepteur de la sous-cellule du milieu N_a^{Mid} pour différentes valeurs de N_a^{Top} de la sous-cellule supérieure. Dans chaque sous-cellule $N_a / N_d = 10^3$, $d_E = 0,01 \mu\text{m}$ et $d_B = 1 \mu\text{m}$.

d) Effet de l'épaisseur de la base sur l'accord en courant

Les figures IV.28 et IV.29 présentent le comportement de la densité du courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base des cellules supérieure d_B^{Top} et médiane d_B^{Mid} . De ces deux figures, on peut constater que :

- La densité du courant de la cellule supérieure J_{sc}^{Top} augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de sa base d_B^{Top} , mais elle est indépendante de celle de la cellule du milieu d_B^{Mid} .
- D'une part, la densité du courant de la cellule médiane J_{sc}^{Mid} décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la base de la cellule du haut d_B^{Top} et d'autre part elle croît avec l'augmentation de celle de la cellule du milieu d_B^{Mid} .
- La densité du courant de la cellule inférieure J_{sc}^{Bot} est indépendante de l'épaisseur de la base de la cellule du haut d_B^{Top} et elle décroît avec l'augmentation de celle de la cellule du milieu d_B^{Mid} .
- La densité du courant de la cellule triple jonctions J_{sc}^{Triple} croît à chaque fois que les épaisseurs d_B^{Top} et d_B^{Mid} augmentent simultanément.

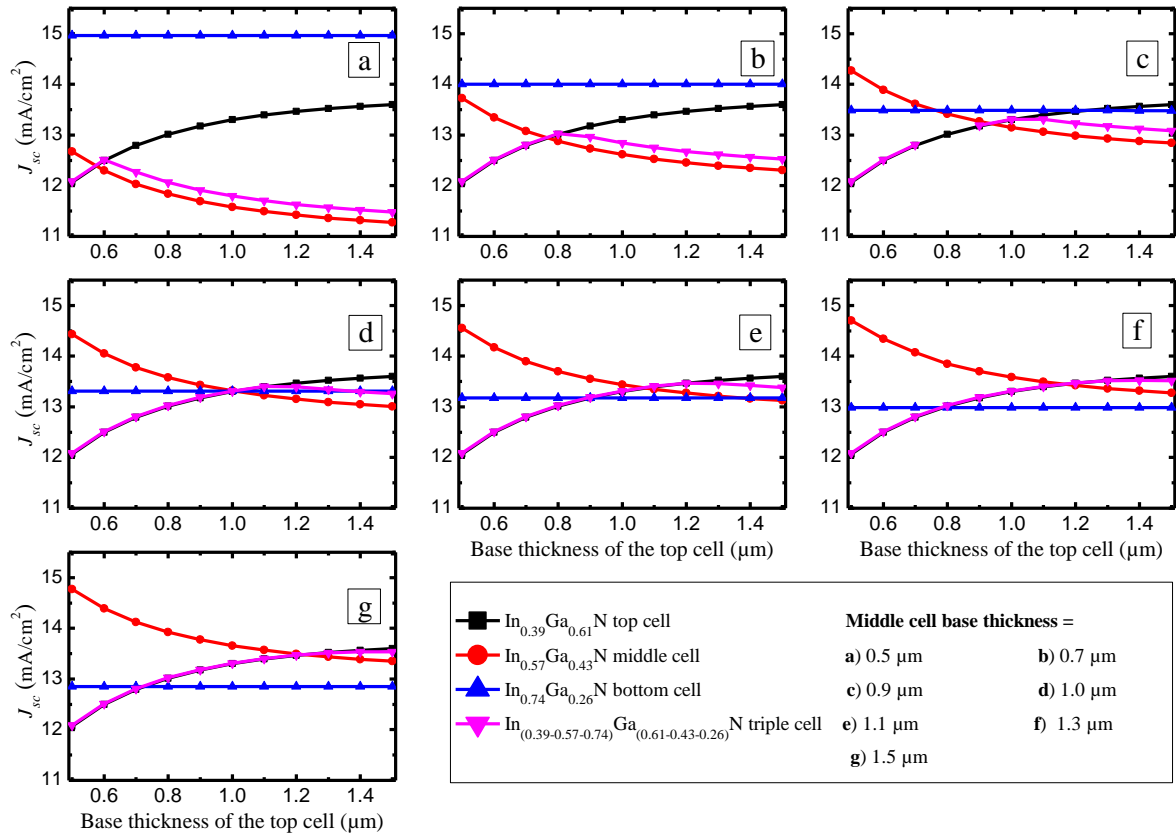


Figure IV.28 La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule supérieure d_B^{Top} pour différentes valeurs de d_B^{Mid} de la sous-cellule du milieu. $N_a^{Top} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Mid} = 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Bot} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $d_E = 0,01 \text{ μm}$ dans chaque sous-cellule.

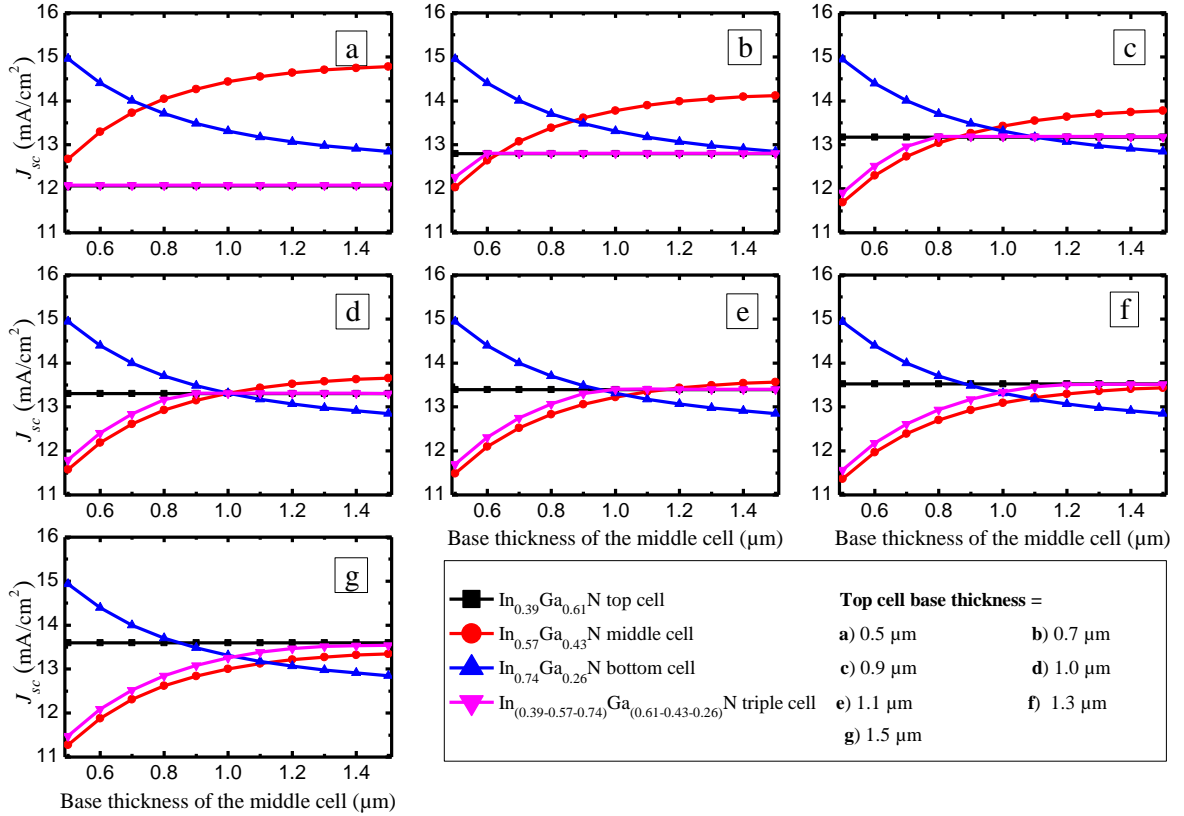


Figure IV.29 La densité de courant J_{sc} en fonction de l'épaisseur de la base de la sous-cellule du milieu d_B^{Mid} pour différentes valeurs de d_B^{Top} de la sous-cellule supérieure. $N_a^{Top} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Mid} = 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Bot} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $d_E = 0,01 \mu\text{m}$ dans chaque sous-cellule.

En résumant les résultats précédents, il est clair que la condition d'accord en courant se réunit autour d'un seul point regroupant les paramètres physico-géométriques suivants : ($N_a^{Top} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Mid} = 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_a^{Bot} = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avec $N_a / N_d = 10^3$) et ($d_E = 0,01 \mu\text{m}$, $d_B = 1.00 \mu\text{m}$) pour les trois sous-cellules. On mentionne que la concentration N_a^{Bot} a été ajustée de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour que la sous-cellule inférieure produise la même densité de courant (J_{sc}^{Bot}) que J_{sc}^{Top} et J_{sc}^{Mid} . Dans cette situation, une même densité de courant de 13.31 mA/cm^2 est débitée par la cellule triple-jonctions ainsi que ses trois composantes.

e) Rendements quantiques externes (EQE)

Les rendements quantiques externes (EQE) des quatre cellules (supérieure, médiane, inférieure et triple jonction) sont examinés et est représentés sur la figure IV.30.

Les longueurs d'onde du spectre solaire inférieures à $0,59 \mu\text{m}$ sont absorbées par la cellule supérieure $\text{In}_{0,39}\text{Ga}_{0,61}\text{N}$ ayant la bande interdite la plus élevée, tandis que les photons restants (de longueurs d'ondes $>0,59 \mu\text{m}$) sont transmises aux sous cellules du dessous. La partie du spectre de longueurs d'ondes situées entre $0,59$ et $0,79 \mu\text{m}$ est absorbée par la cellule du milieu $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{N}$ et l'autre partie de longueurs d'ondes ($0,79 \mu\text{m} < \lambda < 1,1 \mu\text{m}$) est transmise à la cellule du bas $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{N}$ ou elle est absorbée. La figure IV.30 montre que l'absorption maximale de la structure triple jonction se produit dans la plage de longueurs d'onde de $0,1 - 1 \mu\text{m}$ où l'*EQE* est d'environ 89% en moyenne, avec une valeur maximale proche de 98% à $0,70 \mu\text{m}$.

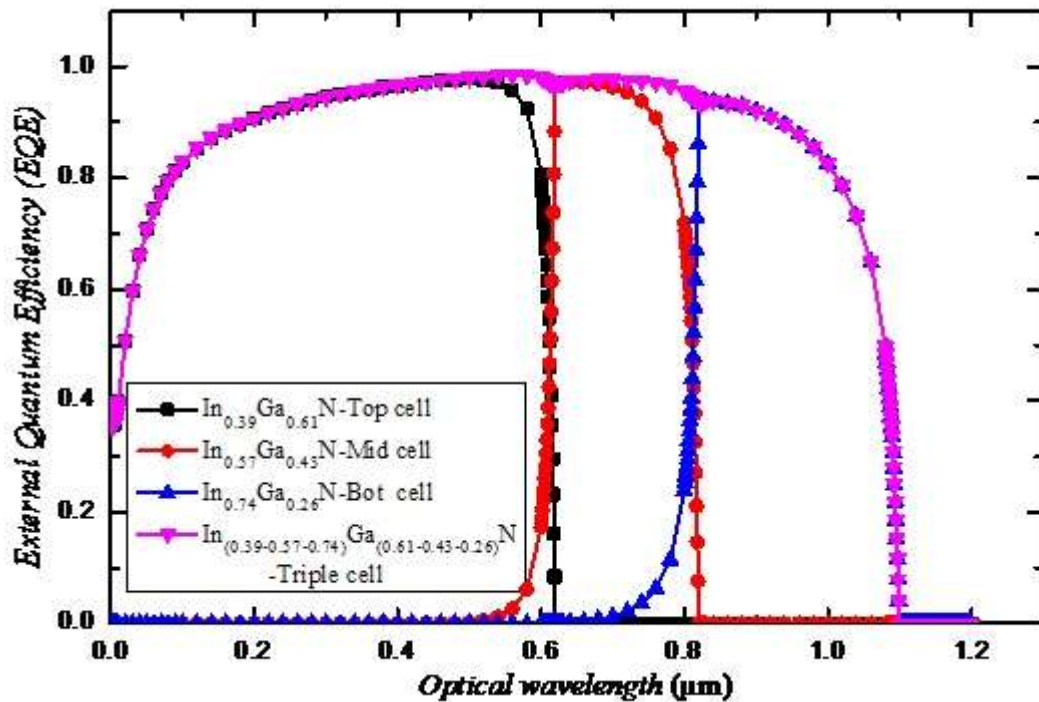


Figure IV.30 Rendement quantique externe des sous cellules (supérieure, médiane et inférieure) et de la cellule triple jonction.

f) Caractéristiques ($J - V$) et ($P - V$)

Les caractéristiques densité de courant-tension ($J - V$) et densité de puissance-tension ($P - V$) des différentes cellules étudiées sont représentées sur la figure IV.31, et les paramètres photovoltaïques extraites sont répertoriés dans le tableau IV.5. En comparant les résultats des cellules mono-jonctions du tableau IV.5 avec ceux du tableau IV.3, nous

pouvons noter une performance différente pour les trois cellules mono-jonction $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$, $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ et $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ en raison des différents niveaux de dopage (N_a/N_d), à savoir $(5 \times 10^{18} / 5 \times 10^{15}) \text{ cm}^{-3}$, $(1.5 \times 10^{19} / 1.5 \times 10^{16}) \text{ cm}^{-3}$ et $(7.5 \times 10^{18} / 7.5 \times 10^{15}) \text{ cm}^{-3}$, respectivement.

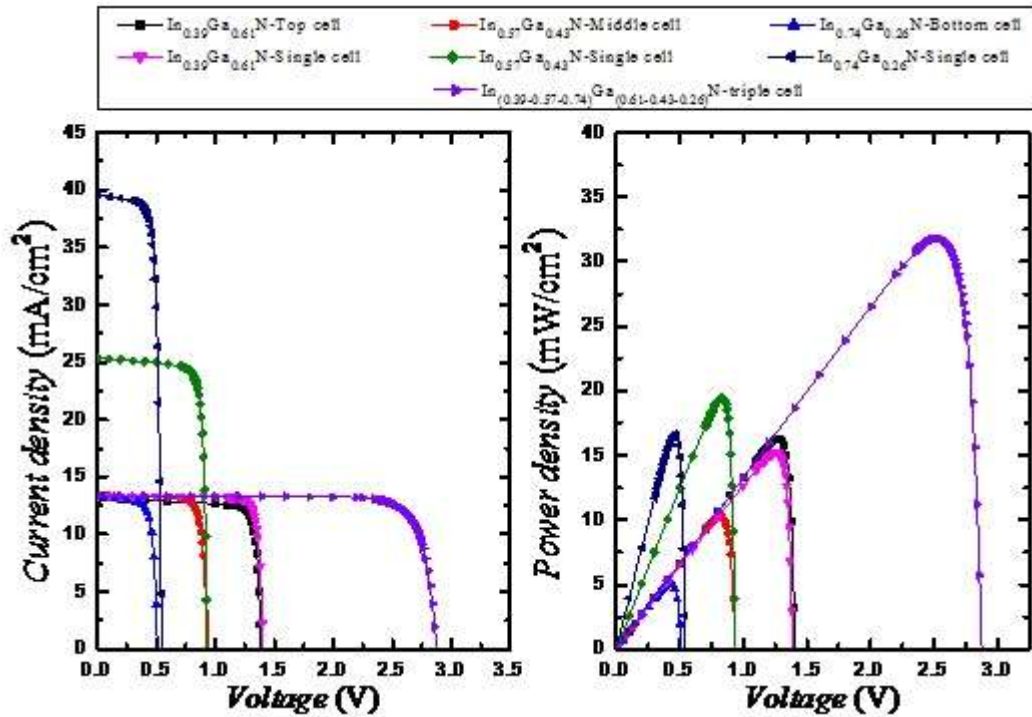


Figure IV.31 Caractéristiques a) $J - V$ et b) $P - V$.

Tableau IV.5 Paramètres photovoltaïques des différentes structures.

Solar cells	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc} (V)	FF (%)	η (%)
$\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}/\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ TJ cell	13.313	2.877	83.00	33.11
$\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$ Top cell	13.301	1.405	87.33	17.00
$\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ Mid cell	13.315	0.931	82.76	10.69
$\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ Bot cell	13.311	0.510	74.10	05.24
$\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$ Sj cell	13.033	1.385	84.38	15.87
$\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ Sj cell	25.333	0.935	82.18	20.28
$\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ Sj cell	37.44	0.598	76.96	17.96

Il convient également de noter que, bien que les cellules mono-jonction et la supérieure en $\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$ aient les mêmes paramètres géométriques et physiques, la présence de la jonction tunnel dans la structure triple détermine des résultats différents.

En fait, la jonction n/n^{++} qui provient de la cellule supérieure (voir figure IV.31) agit comme un interface BSF conduisant à une légère augmentation du phénomène de photogénération.

D'autre part, les cellules médiane $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ et inférieure $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ présentent des chutes nettes de la valeur de J_{sc}^{Mid} ($13,315 \text{ mA} / \text{cm}^2$) et J_{sc}^{Bot} ($13,311 \text{ mA} / \text{cm}^2$) si elle sont comparées à ceux des cellules mono-jonction $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ ($J_{sc}^{Single} = 25,333 \text{ mA} / \text{cm}^2$) et $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ ($J_{sc}^{Single} = 37,44 \text{ mA} / \text{cm}^2$). Cela est dû au fait que la cellule du milieu n'absorbe que la partie du spectre transmise par la cellule supérieure (c'est-à-dire la partie des longueurs d'onde comprise entre 0.59 et $0.79 \mu\text{m}$, comme indiqué sur la figure IV.30).

Ainsi, la cellule inférieure n'absorbe que les photons ayant des longueurs d'ondes supérieures à $0.79 \mu\text{m}$ transmises par la cellule médiane. Simultanément, les valeurs de V_{oc} des cellules médiane et inférieure sont légèrement affectées par l'intensité d'illumination et elles sont réduite de $0,935 \text{ V}$ à $0,931 \text{ V}$ et de $0,598 \text{ V}$ à $0,510 \text{ V}$, respectivement.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le travail de simulation qui a été effectué durant la thèse, réalisé avec l'outil de simulation Atlas de Silvaco. Dans un premier temps nous avons mené une étude sur une cellule solaire mono-jonction à base d'InGaN, cette étude visait à déterminer la dépendance des performances par rapport aux paramètres physico-géométriques. Nous avons tout d'abord étudié ses performances en faisant varier la composition d'indium, les épaisseurs et la concentration du dopage de l'émetteur et de la base. Les performances de cette cellule ont été améliorées avec l'insertion d'une couche BSF et d'une couche Window. Par la suite, quatre cellules mono-jonction avec différentes compositions d'Indium ont été optimisées afin de les incorporées dans une structure monolithique dans le but de réaliser une cellule double jonction et une autre en triple jonction. La mise en série de ces cellules engendre deux problèmes, la création d'une jonction parasitique NP qui s'oppose au passage du courant et l'accord en courant qui est un critère déterminant dans la conception des cellules solaires multi-jonctions. Le premier problème est soulevé par introduction dans la structure d'une jonction tunnel qui sert d'interface et facilite le passage du courant par recombinaison des porteurs entre les sous cellules, alors que le second problème a subi une étude d'adaptation du courant par ajustement de l'épaisseur et du dopage de l'accepteur des sous cellules qui composent la structure. Enfin, nous avons trouvé que l'optimum en rendement est obtenu, pour la cellule mono-jonction à 56 % d'Indium ($E_g = 1,54 \text{ eV}$), avec une combinaison de bande interdite de $(1.76/1.13) \text{ eV}$ pour la cellule double jonction et une combinaison de $(2.02/1.52/1.13) \text{ eV}$ pour la cellule triple jonction. Les autres paramètres et performances, résultats de simulation, sont regroupées dans le tableau IV.6 ci-après.

Tableau IV.6 Résultats de simulation des différentes cellules mono-jonction, double jonction, triple jonction.

Solar cells	J_{sc} (mA) cm ²	V_{oc} (V)	FF (%)	η (%)	Window		Emitter		Base		BSF	
					d_{win} (μ m)	N_{win} (cm ⁻³)	d_E (μ m)	N_a (cm ⁻³)	d_B (μ m)	N_d (cm ⁻³)	d_{BSF} (μ m)	N_{BSF} (cm ⁻³)
MJ In _{0.56} Ga _{0.46} N	25.26	0.895	78.68	18.53	0.01	1 \times 10 ¹⁸	0.01	5 \times 10 ¹⁸	1.00	5 \times 10 ¹⁵	0.05	5 \times 10 ¹⁹
	26.15	0.904	79.67	19.62								
DJ In _{0.48} Ga _{0.52} N	19.553	1.713	82.49	28.78	/	/	0.01	5 \times 10 ¹⁸	1.00	5 \times 10 ¹⁵	/	/
					/	/	0.01	1.9 \times 10 ¹⁹	1.00	1.9 \times 10 ¹⁶	/	/
TJ In _{0.39} Ga _{0.61} N	13.313	2.877	83.00	33.11	/	/	0.01	5 \times 10 ¹⁸	1.00	5 \times 10 ¹⁵	/	/
					/	/	0.01	1.5 \times 10 ¹⁹	1.00	1.5 \times 10 ¹⁶	/	/
In _{0.74} Ga _{0.26} N					/	/	0.01	7.5 \times 10 ¹⁹	1.00	7.5 \times 10 ¹⁶	/	/

Conclusion générale

Ce travail de recherche s'est fixé comme objectif d'étudier et d'optimiser des structures de cellules solaires à base d'InGaN par voie de simulation. Nous avons opté pour la méthode d'optimisation paramétrique, l'approche la plus couramment utilisée pour optimiser les performances de ces structures comme nous l'avons déjà souligné.

Nous avons inclus dans nos simulations pour décrire le comportement des porteurs de charges: le modèle de Caughey-Thomas pour décrire la mobilité, les modèles de recombinaisons radiatives, de Schocley-Read-Hall et d'Auger pour décrire les pertes par recombinaisons directes et indirectes. Afin de caractériser le comportement optique de nos structure, nous avons utilisé le modèle d'Adachi et un modèle empirique pour décrire l'indice de réfraction (n) et le coefficient d'absorption (α) du matériau InGaN constituant de base de nos structures. Et enfin, pour modéliser le phénomène d'effet tunnel dans les structures multi-jonction on s'est appuyé sur le modèle non-local band to band. Les paramètres des modèles suscités relatifs à l'InGaN, lorsqu'ils ne sont pas disponibles expérimentalement, sont estimés à partir d'une interpolation linéaire (loi de Vegard) entre les valeurs expérimentales de InN et de GaN tirés de la littérature.

L'effet photovoltaïque est le résultat de l'interaction lumière-matière, c'est pour cette raison qu'on a réservé le premier chapitre à traiter ces deux composantes. Nous avons entamé ce chapitre par une présentation de la source de lumière (soleil) qui émet un rayonnement solaire électromagnétique. Lorsqu'il pénètre dans une cellule solaire construite à base de matériaux semi-conducteurs, de nombreux phénomènes physiques s'y développent. Pour parvenir à comprendre ces phénomènes, nous avons introduit les principes fondamentaux des semi-conducteurs et des cellules solaires photovoltaïques. Ensuite, Nous avons mis le doigt sur les principales causes limitant les performances d'une cellule solaire PN simple jonction ce qui nous a conduit à envisager l'utilisation de structures à multi-jonction comme solution à ce problème.

L'alliage InGaN occupe depuis plusieurs années une place éminente dans les programmes de recherches dans le but de les intégrer dans les applications des dispositifs optoélectroniques, notamment photovoltaïques. Le deuxième chapitre s'est axé autour des principales propriétés de l'alliage InGaN. Nous avons vu que le matériau InGaN possède plusieurs avantages, le plus répandu étant sa bande d'énergie interdite couvrant une large gamme spectrale ce qui permet de concevoir des cellules solaires multi-jonction à haut rendement en utilisant le même matériau. Enfin, un état présentant les performances des cellules solaires PN à base d'InGaN est établi.

Les simulations des structures de cellules solaires ont été réalisées avec le logiciel Silvaco. Dans le troisième chapitre, nous avons d'abord, présenté les outils du logiciel Silvaco. Ensuite nous avons prêté une attention particulière à l'outil de simulation des dispositifs Atlas à travers son mode de fonctionnement et l'ordre de déroulement de ses commandes. Enfin, nous avons présenté le modèle dérive-diffusion utilisé par Atlas ainsi que les différents modèles physiques décrivant les comportements des porteurs de charges dans le matériau.

L'approche utilisée pour modéliser et optimiser les différentes structures de cellules solaires PN à base d'InGaN proposées ainsi que les résultats de simulations sont présentés dans le quatrième et dernier chapitre. Pour la structure de la cellule mono et homo-jonction, nous avons agit sur trois paramètres (composition en indium, épaisseur et dopage) des deux couches (émetteur et base) afin d'optimiser. Nous avons obtenu une cellule performante pour une composition de 56% d'indium présentant un rendement de 18.53%, nous avons aussi étudié l'apport des couches BSF et Window au rendement de la cellule qui est ramené à 19.62% avec l'ajout de ces deux couches.

Après avoir déterminé les combinaisons optimales de bandes interdites des sous cellules constituant les deux autres structures double (1.76/1.13) eV et triple jonction (2.02/1.52/1.13) eV, la condition d'adaptation du courant entre leurs différentes sous cellules est obtenue en faisant varier la concentration du dopage de l'accepteur (des deux sous cellules: supérieure et inférieure pour la structure double – supérieure et médiane pour la structure triple) et l'épaisseur (de la cellule supérieure pour la structure double – Supérieure et médiane pour la structure triple). Nous avons pu adapter des courants de 19.55% et 13.31% entre les différentes sous cellules des structure double jonction ($\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}$ / $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$) et triple jonction ($\text{In}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{N}$ / $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{N}$ / $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$). Nous avons également déterminé les différents paramètres associés, ils sont résumés dans le tableau IV.6 ci-dessus.

Ce travail nous a donc mis sur les rails du photovoltaïque. On a appris à modéliser différentes structures, à évaluer leurs performances et à mettre en valeur l'alliage InGaN.

De nombreuses perspectives se dégagent de ce travail. De multiples choses restant à réaliser et/ou à optimiser, elles portent plus particulièrement sur les thématiques suivantes:

- ✓ Finalisation des structures multi-jonction par l'ajout des couches restantes: BSF, Window, ARC, et les contacts ohmiques en face avant et arrière des cellules.
- ✓ Etude de l'effet de la température sur les performances de ces cellules.
- ✓ Etude de l'effet des défauts dans l'InGaN sur les performances de ces cellules.
- ✓ Optimisation de structures InGaN avec plus de trois jonctions.
- ✓ Étude des systèmes optiques de concentration du rayonnement solaire.

Bibliographie

- [01] Planete energies, [en ligne], Disponible sur : < [https://www.planete-energies.com/fr/medias/ decryptages/les énergies-renouvelables](https://www.planete-energies.com/fr/medias/decryptages/les%20%C3%A9nergies-renouvelables)>, (Consulté le: 24/04/2019). . (s.d.).
- [02] M. Christophe Magdelaine. notre-planete.info, [en ligne], (2001), Disponible sur : < [https:// www.notre-planete.info/ecologie/energie](https://www.notre-planete.info/ecologie/energie) >, (Consulté le: 24/04/2019). . (s.d.).
- [03] W. Shockley and H. J. Queisser," Detailed Balance Limit of efficiency of p-n Junction Solar Cells.", J. Appl. Phys., Vol. 32, p.510, jun 1961. . (s.d.).
- [04] Wikiwand. [en ligne], Disponible sur : < http://www.wikiwand.com/fr/Spectre_visible>, (Consulté le : 01/03/2019). (s.d.).
- [05] Anne Labouret and Michel Viloz, "Installations photovoltaïques", 5^{ème} éditions: Conception et dimensionnement d'installations raccordées au réseau, Dunod, 2012. 11. (s.d.).
- [06] PVEDUCATION.ORG, [en ligne], Disponible sur : <[https://www.pveducation.org/pvcdrom /appendices /standar-solar-spectra](https://www.pveducation.org/pvcdrom/appendices/standar-solar-spectra) >, (Consulté le:01/03/2019). . (s.d.).
- [07] DOCPLAYER, [en ligne], Disponible sur : < <https://docplayer.fr /13747880- Institut-des sciences-moleculaires- universite-de-bordeaux.html>>, (Consulté le: 02/03/2019). . (s.d.).
- [08] Énergie+ , Architecture et Climat, Faculté d'architecture, d'ingénierie architecturale, d'urbanisme (LOCI), Université catholique de Louvain (Belgique), réalisé avec le soutien de la Wallonie - DGO4, [en ligne], Disponible sur :. (s.d.). <[https://www.energieplus-lesite.be/fileadmin/ ressources/ 04_technique/photovoltaïque/ph14.png](https://www.energieplus-lesite.be/fileadmin/ressources/04_technique/photovoltaïque/ph14.png)>, (Consulté le: 23/03/2019).
- [09] P.Michalopoulos, " Anovel approach for the development and optimisation of state-of-the-art photovoltaic devices using Silvaco", Master's thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 2002.
- [10] M. LAHOUAL, "Etude de caractérisation d'un MESFET-GaAs hyperfréquence et application ", Mémoire de Magister, Electronique: Analyse des Composants et Circuits Electroniques, ENSET, Oran, 2009. (s.d.).

- [11] MEDI@TICE , [en ligne, Composants électroniques de base, Disponible sur : <http://acedim.com/Cours/Modules2A/Module1/cha_1/cha_1_1.html>, (Consulté le: 10/02/2019). (s.d.)
- [12] Sophie norvez, Chimie et Matériaux Inorganique, [en ligne], Paris, ESPCI, 2017, Disponible sur : < <https://cours.espci.fr/site.php?id=26&fileid=1418>>, (Consulté le: 10/02/2019). (s.d.).
- [13] W. KARA MOHAMED, "Les Structures de bandes électroniques et les propriétés relatives aux semiconducteurs quasi binaires (GaP)_{1-x}(ZnSe)_x, Thèse de doctorat, Physique des solides, UNIVERSITE MOHAMED KHIDER, BISKRA, 2012. (s.d.).
- [14] Walid El-Huni, "Modélisation de cellules solaires multi-tandem bas coût et très haut rendement à base de nitrures des éléments III-V", Physique [physics], Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2016. (s.d.).
- [15] S .M. Sze, K. N. Kwok, "Physics of semiconductors devices ", 3rd editions, WILLEY INTERSCIENCE, New Jersey, 2006. . (s.d.).
- [16] L. Ezaki, "New Phenomenon in narrow Germanium p-n Junctions", Phys. Rev, 109, 603 (1958);" Long Journey into Tunneling". Proc. IEEE, 62, 825 (1974); "Discovery of the Tunnel diode." IEEE Trans. Electron Devices. ED-23. 644 (1976). (s.d.).
- [17] K. Louaren, "Etude et réalisation de jonctions tunnel à base d'hétérostructures à semi-conducteurs III-V pour les cellules solaires multi-jonction à très haut rendement", Thèse de doctorat, ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques. (s.d.). Toulouse , Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2018.
- [18] A. Skender, "Etude et simulation des cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V", Mémoire de Magistère, Microélectronique, TIZI-OUZOU, UNIVERSITE MOULOU MAAMRI, 2016. (s.d.).
- [19] C. Boulord, "Développement de techniques de métallisation innovantes pour cellules photovoltaïques à haut rendement", Thèse de doctorat, E.E.A Dispositifs de l'électronique intégré, Lyon, INSA Lyon, 2011. (s.d.).
- [20] H . Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Masson, 1987. (s.d.).
- [21] M. Benaïcha, "Contribution à l'étude des propriétés physiques et électriques des composés semi-conducteurs III-V. Application à l'effet photovoltaïque", Thèse de doctorat, Physique, BATNA, Université El-hadj Lakhdar BATNA 1 , 2018. (s.d.).

- [22] Énergie+ , Architecture et Climat, Faculté d'architecture, d'ingénierie architecturale, d'urbanisme (LOCI), Université catholique de Louvain (Belgique), réalisé avec le soutien de la Wallonie - DGO4, [en ligne], Disponible sur :. (s.d.). <<http://www.energieplus-lesite.be/index.php?id=16679#>> ", (Consulté le : 01/03/2019).
- [23] C. Honsberg and S. Bowden. " Photovoltaics: Devices, Systèmes and applications [CDROM], 1998. (s.d.).
- [24] Z. Djessas, " extraction des paramètres physique d'une cellule solaire à deux exponentiels par la méthode des algorithmes génétiques", Mémoire de magistère, université de Sétif, 2007. (s.d.).
- [25] B. Equer, " Energie solaire photovoltaïque (volume 1: physique et technologie de la conversion photovoltaïque)", 1ère édition, ELLIPSE, Paris, 1993. (s.d.).
- [26] Y. Sayade, " Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charges minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière matière", Thèse de Doctorat, INSA Lyon, 2009.
- [27] J. P. Connolly et al., " Designing III-V multijunction solar cells on silicon", Prog. Photovolt, Res. Appl, ol. 22, n°. 7, pp. 810-820, 2014. (s.d.).
- [28] F. Dimroth and S. Kurtz, " High-Efficiency Multijunction Solar Cells", MRS Bull., Vol. 32, n°. 03, pp. 230-235, Mar. 2007. (s.d.).
- [29] A. Marti and G. L. Araujo, "Limiting efficiencies for photovoltaic energy conversion in multi systems", Sol. Energy Mater. Sol. Cells, Vol. 43, n°.2, pp. 203-222, 1996. (s.d.).
- [30] J. Wu, et al., "Superior radiation of In_{1-x}G_xN alloys: Full solar spectrum photovoltaic material system," J. Appl. Phys, vol.94, n°. 10, pp. 6477-6482, 2003. Thèse de doctorat, université paris-sud 11, 2012. (s.d.).
- [31] V. Gorge, "Caractérisations de matériaux et tests de composants des cellules solaires à base des nitrures des éléments III-V", Thèse de doctorat, Physique, PARIS, UNIVERSITE PARIS-SUD 11, 2012. (s.d.).
- [32] Y. El Gmili, " Étude et caractérisations par cathodoluminescence de couches minces d'InGa_N pour le photovoltaïque", Thèse de doctorat, Physique, Université de Lorraine, 2013. (s.d.).
- [33] Tableau périodique des éléments, [http:// Biblio.allo prof.qc.ca Pages Anonymes Display Fiches. asp?ID=6016=150412](http://Biblio.allo.prof.qc.ca/Pages/Anonymes/DisplayFiches.aspx?ID=6016=150412), consulté le 15/04/2012. (consulté le 15/04/2012.).
- [34] R.Castagné et all, "Circuits intégrés en arsenure de Gallium. Physique, technologie et règles de conception", Masson et CINET ENST Paris, 1989.

-
- [35] S.Laval, "Physique des semi-conducteurs III-V", Ecole d'été d'optoélectronique, 2002.
- [36] Wu, J., et al. Small band gap bowing in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ alloys. Applied Physics Letters, 2002, Vol. 80, 4741-4743.
- [37] Morkoç, H. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. Vol. 1. 978-3-527-40837-5.
- [38] Yam, F.K. and Hassan, Z. InGaN : An overview of the growth kinetics, physical properties and emission mechanisms. Superlattices and Microstructures. 2008, Vol. 43, 1.
- [39] DOCPLAYER, [en ligne], Romuald Houdré, Dispositifs Electroniques et Optiques à semi-conducteurs, (2006/2007), Disponible sur : <<http://docplayer.fr/13836258-Section-science-et-genie-des-materiaux-romuald-houdre-2006-2007.html>>. . (s.d.). 01/03/2019). .
- [40] J. Wu et al., "Small band gap bowing in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ alloys. Appl. Phys. Lett, 80: 4741-4743, 2002. Pages 11, 12, 105. (s.d.).
- [41] S. pereira et al., "Strain and composition distributions in wurtzite InGaN/GaN layers extracted from x-ray reciprocal space mapping. Applied physics letters, 80(21): 3913-3915, 2002. 19, 123. (s.d.).
- [42] Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D. Spontaneous polarization and piezoelectric Communications. 11, 1972, 617.
- [43] A. Dussaigne, " Diodes électroluminescentes blanches monolithiques", thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2005.
- [44] Wright, A.F. and Nelson, J.S. Explicit treatment of the gallium 3d electrons in GaN using the plane-wave pseudopotential method. Physical Review B. 1994, Vol. 50, 2159.
- [45] Hahn: " New developments for high power LEDs", In Forum LED, Lyon France, 2009.
- [46] Liu, L. and Edgar, J.H. Substrates for gallium nitride epitaxy. Materials Science and Engineering R. 2002, Vol. 37, 61.
- [47] Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. Physical Review B. 1997, Vol. 56, R10024. (s.d.).
- [48] Shimada, K., Sota, T. and Suzuki, K. First-principles study on electronic and elastic properties of BN, AlN, and GaN. Journal of Applied Physics. 1998, Vol. 84, 4951.
- [49] Cláudio de Carvalho, L., Schleife, A. and Bechstedt, F. Influence of exchange and correlation on structural and electronic properties of AlN, GaN, and InN polytypes. Physical Review B. 2011, Vol. 84, 195105. (s.d.).
- [50] Vegard, L. Z. Phys. 1921, Vol. 5, 17. (s.d.).

-
- [51] Denton, A.R. and Ashcroft, N.W. Vegard's Law. *Physical Review A*. 1991, Vol. 43, 3161. (s.d.).
- [52] Katsikini, M., et al. Raman study of Mg, Si, O, and N implanted GaN. *Journal of Applied Physics*. 2003, Vol. 94, 4389. (s.d.).
- [53] Axon, H.J. and Hume-Rothery, W. *Proc. R. Soc. London A*. 1948, Vol. 1, A193. (s.d.).
- [54] Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. *Journal of Applied Physics*. 2009, Vol. 106, 011101. (s.d.).
- [55] Wu, J., et al. Universal bandgap bowing in group-III nitride alloys. *Solid State Communications*. 2003, Vol. 127, 411. (s.d.).
- [56] Monemar, B. Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra. *Physical Review B*. 1974, Vol. 10, 676. (s.d.).
- [57] Wu, J., et al. Temperature dependence of the fundamental band gap of InN. *Journal of Applied Physics*. 2003, Vol. 94, 4457. (s.d.).
- [58] Vurgaftman, I. and Meyer, J.R. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics*. 2003, Vol. 94, 3675. (s.d.).
- [59] Bougrov, V., et al. *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 2001. (s.d.).
- [60] Donmez, O., et al. High carrier concentration induced effects on the bowing parameter and the temperature dependence of the band gap of $Ga_xIn_{1-x}N$. *Journal of Applied Physics*. 2011, Vol. 110, 103506. (s.d.).
- [61] Schaff, W.J., et al. 868, s.l. : *Physica Status Solidi B*, 2008, Vol. 245. (s.d.).
- [62] Duan, X.M. and Stampft, C. 115207, s.l. : *Physical Review B*, 2008, Vol. 77. (s.d.).
- [63] Yildiz, A., et al. Structural, electrical and optical characterization of InGaN layers grown by MOVPE. *Chinese Physics B*. 2009, Vol. 18, 4007. (s.d.).
- [64] Neugebauer, J. and Van de Walle, C.G. Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN. *Physical Review B*. 1994, Vol. 50, 8067. (s.d.).
- [65] Gorczyca, I., Svane, A. and Christensen, N.E. Theory of point defects in GaN, AlN, and BN: Relaxation and pressure effects. *Physical Review B*. 1999, Vol. 60, 8147. (s.d.).
- [66] Stampfl, C., et al. Native defects and impurities in InN: First principles studies using the local density density *Physical Review B*. 2000, Vol. 61, 7846. (s.d.).
- [67] Chernyak, L., et al. Electron beam induced current measurements of minority carrier diffusion lengths in gallium nitride. *Applied Physics Letters*. 1996, Vol. 69, 2531. (s.d.).

- [68] Abdoulwahab Adaine," Optimisation numérique de cellules solaires à très haut rendement à base d'InGaN", Thèse de doctorat, Science des matériaux, Université de Lorraine, 2018. (s.d.).
- [69] Ioffe Physico-Technical Institute. GaN - Gallium nitride. Electronic archive. New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties. [Online] [Cited: 11 16, 2011.] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/index.html>. (s.d.).
- [70] Ioffe Physico-Technical Institute. InN - Indium Nitride. New Semiconductor Materials. Characteristics and properties. [Online] [Cited: 12 13, 2011.] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InN/index.html>. (s.d.).
- [71] Optical constants of GaN (Gallium nitride). RefractiveIndex.Info. [Online] 2011. [Cited: 12 23, 2011.] <http://refractiveindex.info/?group=CRYSTALS&material=GaN>. (s.d.).
- [72] Anani, M., et al. In_xGa_{1-x}N refractive index calculations. Microelectronics Journal. 2007, Vol. 38, 262. (s.d.).
- [73] Zhang.X et J.Li, "Simulation of In_{0.65}Ga_{0.35} single-junction solar cell", j of phys. D: Appl. Phys. (2007) 40, 7335-7338 . (s.d.).
- [74] X.Shen, S.Lin, F. Li, Y. Wei, S. Zhong, H. Wan and J. Li, " Simulation of the InGaN-based tandem solar cell", Photovoltaic cell and module Technologies Ii, proc. of SPIE Vol.7045,70450. (2008).
- [75] F. Bouzid et S. Ben Machiche, "Potentials of In_xGa_{1-x}N photovoltaic tandems", Revue des énergies renouvelables, Vol. 14 N°1 (2011), pp. 47-56. (s.d.).
- [76] D.Benmoussa et al., "Simulationof In_{0.52}Ga_{0.48}N solar cell using AMPS-1D", in Proceedings of the 1st international Renewable and Sustainable Energie Conference (IRSEC'13), pp.23-26, IEEE, Ouarzazate, Morocco, March 2013. (s.d.).
- [77] N. Akter, "DESIGN AND SIMULATION OF INDIUM GALLIUM NITRIDE MULTIJUNCTION TANDEM SOLAR CELLS", International Journal of Renewable Energy Technology, 2014, Vol.3, pp.315-321. (s.d.).
- [78] A. Mesrane, F. Rahmoune, A. Mahrane, and A. Oulebsir, Int. J. Photoenergy 2015, 594858 (2015). doi:10.1155/2015/594858. (s.d.).
- [79] A.Adaine, S.Hamady and N.Fressengeas, "Simulation study of new InGaN p-layer free schottky based solar cell", Superlattices and Microstructures 96, (2016), pp. 121-133. (s.d.).
- [80] Hamzaoui. H, H. Bouazi, A. S and Rezig. B, "Theoretical possibilities of In_xGa_{1-x}N tandem PV structures", Solar energy Materials & Solar Cells, 87, pp. 595-603. (2005).

-
- [81] X. Zhang, X. Wang, H. Xiao, C. Yang, J. Ran, C. Wang, Q.Hou, J. Li, and Z. Wang, J. Phys. D Appl. Phys. 41, 245104. (2008). doi:10.1088/0022-3727/41/24/245104. (s.d.).
- [82] A. Mesrane et al., "Theoretical study and simulations of an InGaN Dual-Junction", Solar of electronic Materials , (2016), Vol 46, n°3, pp. 1458-1465. (s.d.).
- [83] Int Silvaco. Atlas User's Manual. 5 2016. (s.d.).
- [84] PINTO M.R, Conor S. Rafferty and Robert W. Dutton, "PSCES2 - Poisson and continuity equation solver", Stanford Electronics Laboratory Technical Report, Stanford University, September 1984.
- [85] Joachim Piprek. Semiconductor Optoelectronic Devices : Introduction to Physics and Simulation. Academic Press, October 2013. Google-Books-ID : qqVuFz1kDp0C. 23,46, 47, 48. (s.d.).
- [86] Jiann S. Yuan and Juin Jei Liou. Semiconductor device physics and simulation. Springer Science & Business Media, 2013. 46, 47, 48. (s.d.).
- [87] D.M. Caughey, R.E. Thomas, Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field, Proc. IEEE 55 (December (12)) (1967) 2192–2193. (s.d.).
- [88] F. Schwierz, An electron mobility model for wurtzite GaN, Solid-State Electron. 49 (6) (2005) 889–895. (s.d.).
- [89] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, Properties of Advanced Semiconductor Materials, Wiley, Chichester, UK, 2001, pp. 1–90. (s.d.).
- [90] M.Nawaz, A.Ahmad, ATCAD-based modeling of GaN/InGaN/Si solar cells, Semicond. Sci. Technol. 27(2012) 035019–035028. (s.d.).
- [91] W.Shockley, W.T. Read, Statistics of the recombinations of holes and electrons, Phys. Rev. 87 (5) (1952) 835–842. (s.d.).
- [92] R.N. Hall, Electron hole recombination in germanium, Phys. Rev. 87 (2) (1952) 387. (s.d.).
- [93] G.F. Brown, Joel W. Ager, W. Walukiewicz, J. Wua, Finite element simulations of compositionally graded InGaN solar cells, Sol. Energy Mater. Sol.Cells. (s.d.).
- [94] J. Dziwior, W.Schmid, Auger coefficient for highly doped and highly excited silicon, Appl. Phys. Lett. 31 (1977) 346–348. (s.d.).
- [95] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames, Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 141101. (s.d.).

- [96] O.K. Jani, Development of Wide-Bandgap InGaN Solar Cells for High-Efficiency Photovoltaics, PhD Thesis, Georgia Institute of Technology, August, 2008. (s.d.).
- [97] J. F. Muth et al, "Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements", Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 2572–2574. (s.d.).