

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université des frères MENTOURI ( Constantine )  
Faculté des sciences de l'ingénieur

Département d'Electronique

N° d'ordre : .....

Série : .....

**THESE**  
**Présentée pour l'obtention du diplôme de**  
**Doctorat en Sciences**  
**En Electronique**

**Option : Semi-conducteurs et systèmes électroniques**

**M<sup>elle</sup> : BENLOUCIF NISRINE**

**THEME**

**Potentialités de films de silicium polycristallin LPCVD  
destinés à l'étude d'une cellule solaire multicouches**

**Soutenue le : .....**      **Devant le jury :**

Président : M<sup>me</sup> S. LASSOUED

Prof. Université de Constantine.

Rapporteur : M<sup>me</sup> F. MANSOUR

Prof. Université de Constantine.

Examineur: M. A. BELLEL

Prof. Université de Constantine.

Examineur : M. R. MAHAMDI

Prof. Université de Batna.

Examineur : M. H. BOURIDAH

M.C.A. Université de Jijel.

# Remerciements

**L**e travail que nous présentons dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire d'Etude des Matériaux Electroniques pour Applications Médicales (LEMEA MED) du département d'Electronique de Constantine.

Nous tenons à remercier très vivement les membres qui nous ont fait l'honneur d'accepter de participer au jury de notre soutenance de thèse :

Mme S.LASSOUED, Professeur au département d'Electronique, Université de Constantine, pour avoir bien voulu juger nos travaux et l'honneur qu'elle nous a accordé en acceptant la présidence de notre commission d'examen.

Mme F.MANSOUR, Professeur au département d'Electronique, Université de Constantine, pour la confiance qu'elle m'a témoignée en acceptant la direction de ma thèse, pour avoir suivi de très près mon travail et m'avoir fait bénéficier de sa compétence et de ses connaissances multidisciplinaires.

M.A.BELLEL, Professeur au département d'Electronique, Université de Constantine, pour l'attention qu'il a portée à ce mémoire et l'honneur qu'il nous a fait en siégeant au jury de soutenance.

M. R.MAHAMDI, Professeur à l'Université de Batna, pour avoir accepté de participer au jury de notre thèse et pour la caution scientifique qu'il veut bien apporter à nos travaux.

M.H.BOURIDAH, Maitre de Conférences à l'Université de Jijel, pour l'intérêt qu'il a porté à nos travaux de thèse et pour avoir accepté de les juger en tant qu'examinateur.

Nous tenons également à exprimer notre profonde reconnaissance et nos remerciements sincères à M.S. AIDA, Professeur au département de physique, Université de Constantine, pour ses précieux conseils, prodigués tout au long de notre travail.

Gratitude et reconnaissance vont également à M<sup>me</sup> N. TOUIDJEN, Maitre de Conférences au département d'Electronique, Université de Constantine et M. S. ABADLI, Maitre de Conférences à l'Université de Skikda pour leur soutien durant mes travaux de thèse, ainsi qu'à l'ensemble des membres du laboratoire LEMEAMED.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à M. Said RAHALI, Ingénieur de Laboratoire, pour son aide et sa contribution à la réalisation de l'impression de ce mémoire dans de bonnes conditions.

Enfin que tous ceux qui par leur enseignements, leurs encouragements et leur amitié trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

## Sommaire

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	2
Références bibliographiques de l'introduction générale.....	5

### **CHAPITRE I**

#### **PHENOMENES PHYSIQUES MIS EN JEU DANS LA CELLULE PHOTOVOLTAIQUE A STRUCTURE PIN**

I. Introduction.....	7
II. Interaction rayonnement –semiconducteur.....	7
II.1. Spectre solaire réel.....	7
II.2. Simulation du spectre solaire.....	8
II.3. Puissance incidente au sol et flux solaire.....	10
II.4. Absorption optique.....	11
II.4.1. Absorption fondamentale.....	11
II.4.2. L'absorption par porteurs de charges libres.....	13
II.4.3. L'absorption dûe aux impuretés dopantes.....	13
II.5. Génération des porteurs.....	13
II.6. Recombinaison de porteurs en excès.....	15
II.6.1. Mécanismes de recombinaison.....	15
II.6.1. a. Recombinaison SRH.....	15
II.6.1. b. Recombinaison Auger.....	16
II.6.1. c. Recombinaison radiative.....	16
II.6.2. Durée de vie des porteurs minoritaires.....	16
II.6.3. Vitesse de recombinaison en surface.....	17
III. Courants dans le semiconducteur.....	18
III.1. Courant de conduction.....	18
III.2. Courant de diffusion.....	19
III.3. Courant total dans le semiconducteur.....	20
IV. Equations fondamentales dans les semiconducteurs.....	20
IV.1. Equation de continuité.....	20
IV.2. Equation de Poisson.....	22
V. Bases et principes du fonctionnement d'une cellule solaire à structure PIN.....	22

V.1. Généralités sur le fonctionnement d'une cellule solaire PIN.....	22
V.2. Epaisseurs des zones de charge d'espace et champ électrique dans une structure PIN.....	24
VI. Comportement de la cellule photovoltaïque éclairée.....	27
VI.1. Schéma équivalent de la cellule idéale .....	27
VI.2. Schéma équivalent de la cellule réelle.....	28
VII. Conclusion.....	31
Références bibliographiques du chapitre I.....	32

## **CHAPITRE II**

### **CELLULES SOLAIRES EN COUCHES MINCES À BASE DE SILICIUM POLYCRISTALLIN**

I. Introduction.....	35
II. Les différents états du silicium.....	35
II.1. Etat monocristallin.....	35
II. 2. Etat amorphe.....	36
II.3. Etat polycristallin.....	36
III. Obtention des films minces de Si polycristallin par la technique LPCVD.....	38
III.1. Four de dépôt LPCVD.....	38
III.2. Processus de dépôt.....	40
III.3. Avantage et inconvénient du dépôt LPCVD.....	40
IV. Propriétés électriques du silicium polycristallin.....	41
IV.1. Phénomènes de conduction électrique dans les films de silicium polycristallin.....	41
IV.2. Modèle du joint à l'équilibre thermodynamique.....	42
IV.3. Modèle de conduction d'un joint en régime continu.....	43
IV. 4. Concentration en porteurs libres.....	44
IV. 5. Propriétés des porteurs minoritaires dans le polysilicium.....	45
IV.5.1. Durée de vie des minoritaires.....	46
IV.5.2. Vitesse de recombinaison des minoritaires.....	47
V. Les constantes optiques dans le silicium polycristallin.....	48
VI. Amélioration de la cellule solaire photovoltaïque.....	49
VI.1. Structure de la cellule solaire basée sur la jonction PIN.....	49

VI.2. Amélioration par passivation frontale.....	50
VI.3. Amélioration par passivation arrière.....	51
VII. Conclusion.....	52
Références bibliographiques de chapitre II.....	53

## CHAPITRE III

### MODELISATION DE LA CELLULE SOLAIRE A BASE DE SILICIUM POLYCRISTALLIN

I. Introduction.....	58
II. Les paramètres physiques nécessaires à la modélisation.....	58
II.1. Coefficient d'absorption.....	58
II.2. Taux de génération .....	64
II.3. Expression du champ électrique.....	65
III. Densités de courant des porteurs minoritaires (photocourant généré).....	66
III.1. Equation de continuité des électrons dans la région P.....	66
III.1.1. Expression de l'équation de continuité dans la région P.....	66
III.1.2. Résolution numérique de l'équation et formulation de la densité de courant dans la région P.....	67
III.2. Equation de continuité, sa résolution et densité de courant des trous dans la région N.....	71
III.3. Densité de courant dans la région intrinsèque et densité totale de courant.....	72
III.3.1. Densité de courant des électrons dans la région intrinsèque.....	72
III.3.2. Densité de courant des trous dans la région intrinsèque.....	73
IV. Courant de saturation inverse dans la cellule solaire et courant total.....	75
V. Calcul de la densité de courant aux joints de grains .....	76
V.1. Courant aux joints de grains dans la zone d'émetteur de type P.....	76
V.2. Densité de courant aux joints de grains de la base.....	79
V.3. Photocourant total dans la cellule.....	79
VI. Paramètres de la simulation et schéma des organigrammes.....	79
VI.1. Paramètres de la simulation.....	80
VI.2. Organigrammes de calcul.....	81
VII. Conclusion.....	84
Références bibliographiques du chapitre III.....	85

## CHAPITRE IV

### RESULTATS ET DISCUSSION

I. Introduction.....	88
II. Structure de la cellule solaire multicouche à base de silicium polycristallin .....	88
III. Etude de la cellule solaire avec passivation arrière .....	90
III.1. Caractéristique J (V) de la cellule solaire.....	90
III.2. Variation du courant de court circuit et de la tension de circuit ouvert sous l'effet de la passivation arrière .....	91
III.3. Densités de courant en fonction de l'énergie de gap sous l'effet de la passivation arrière.....	91
III.4. Optimisation du gap optique.....	93
III.5. Densités de courant obtenues pour le gap optique optimal.....	94
III.6. Calcul des paramètres de sortie de la cellule avec passivation arrière.....	96
IV. Influence des paramètres de la base et de l'émetteur sur le rendement .....	97
IV.1. Influence du dopage et de l'épaisseur de la région base.....	97
IV.2. Influence du dopage et de l'épaisseur de la couche émettrice.....	100
V. Effet de la passivation frontale sur les caractéristiques de sortie de la cellule.....	103
V.1. La nature des deux couches de passivation proposées.....	103
V.2. Résultats obtenus avec les deux couches de passivation.....	103
VI. Effet de l'épaisseur de la couche intrinsèque sur le rendement en présence des couches de passivation arrière et frontale.....	105
VII. Influence des joints de grains sur le comportement de la cellule solaire.....	106
VII.1. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans la couche émettrice et dans la base sur le photocourant.....	107
VII.1.1. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans l'émetteur....	107
VII.1.2. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain dans la région base.	109
VII.1.3. Influence des joints de grains sur le photocourant total.....	110
VII.1.4. Estimation de la hauteur de barrière aux joints de grains.....	111
VII.2. Influence des joints de grains sur le rendement de la cellule solaire.....	112
VIII. CONCLUSION.....	113
Références bibliographiques du chapitre IV.....	115
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>117</b>

**INTRODUCTION GENERALE**

## INTRODUCTION GENERALE

Les performances des cellules solaires à couches minces sont nettement améliorées depuis quelques années. Le silicium polycristallin est un matériau de plus en plus impliqué dans leur fabrication car il présente l'avantage d'un coût de revient relativement bas, en plus d'une grande facilité de dépôt en couches minces. A cause des différentes techniques d'élaboration, les performances des cellules solaires au silicium multicristallin sont limitées par la présence de défauts de structure tels que les joints de grains et les impuretés. En outre, plusieurs études sont menées sur l'influence de la taille des grains sur les performances des cellules au silicium multicristallin. La passivation des défauts en surface et en volume reste critique pour améliorer le rendement des cellules solaires au silicium polycristallin. Il est essentiel que la passivation empêche les pertes des porteurs par recombinaison aux surfaces externes et internes. Il existe plusieurs techniques telles que la passivation des liaisons pendantes à la surface par la croissance d'un oxyde thermique [1]. Cependant, la réalisation de structures performantes nécessite un passivant avec de bonnes propriétés électriques d'interface, une bonne uniformité et une faible densité de pièges. Ainsi, le nitrure de silicium déposé par LPCVD à partir d'un mélange de gaz de dichlorosilane (DCS),  $\text{SiH}_2\text{Cl}_2$  et d'ammoniaque  $\text{NH}_3$  à basse pression, semble offrir des avantages prometteurs [2, 3].

Les nouvelles structures technologiques des cellules solaires telles que la cellule à champ arrière, la cellule passivée, la cellule à couches antireflets ou à surface avant texturée permettent d'obtenir un rendement élevé [4,5]. De plus, les couches de passivation arrière peuvent refléter des photons à l'intérieur de la cellule. Ainsi, elles prolongent leur trajet, facilitant leur absorption, tout en diminuant la vitesse de recombinaison en surface. La réflectivité interne devrait être aussi élevée que possible pour permettre un bon piégeage des photons.

La conduction dans le silicium polycristallin est influencée par le piégeage des porteurs de charges dans les joints de grain [6]. Dans la cellule solaire les porteurs doivent traverser les joints de grains pour que le photocourant soit collecté par la grille métallique. La différence structurale dominante entre une cellule à base d'un monocristal de silicium massif, et une cellule à couche mince est la présence de joints de grains. Ils ont un effet sur les propriétés électroniques, car ils représentent en général une source de recombinaison. L'effet

des joints de grains peut être déterminé par leur dimension, plus spécialement par le rapport de la dimension du grain à l'épaisseur du film, et la vitesse de recombinaison aux joints de grains. Les processus de recombinaison des porteurs minoritaires dans les joints de grains viennent d'un champ électrique intense dans la région de charge d'espace qui se trouve symétriquement de chaque côté des joints de grains pour le polysilicium [7].

Parmi les différents types de cellules photovoltaïques, les photodiodes sont considérées comme les dispositifs de base qui fonctionnent sur les principes d'une jonction PN où les densités des porteurs minoritaires dans les régions neutres de la diode et dans la zone de charge d'espace sont déterminées par la génération de paires électrons-trous créée par le rayonnement. Le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque repose sur le fait que les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions quasi-neutres et la région de charge d'espace. Dans les régions P et N les photoporteurs minoritaires diffusent vers la zone de charge d'espace où ils sont propulsés par un champ électrique intense, en créant un courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créées sont dissociées par le champ électrique et donne naissance à un photocourant de génération. La zone de charge d'espace de la diode doit avoir une valeur suffisante et importante pour que le photocourant soit essentiellement dû à la photogénération de porteurs dans cette zone. Il est donc judicieux d'augmenter artificiellement l'épaisseur de la zone de charge d'espace en intercalant une région intrinsèque entre les régions N et P de la diode, d'où l'intérêt d'étudier la structure de diode PIN, qui est largement utilisée pour l'élaboration de cellules solaires [8]. En effet, si la polarisation inverse de la cellule est suffisante, le champ devient très intense dans toute la zone intrinsèque, les photoporteurs acquièrent leur vitesse limite et on obtient ainsi des photodiodes rapides et très sensibles.

Dans ce mémoire, notre travail portera donc sur l'étude d'une cellule solaire à structure PIN qui sera dotée, sur ses deux faces, frontale et arrière respectivement, de deux couches de passivation de type nitrure de silicium et un empilement oxyde de silicium /nitrure de silicium. Il s'agira essentiellement de la modélisation et de la simulation du comportement de cette cellule solaire.

Notre mémoire est structuré en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous rappellerons les notions de base sur l'interaction rayonnement – semi-conducteurs, en particulier la jonction PN, les courants qui la traverse, en accordant une attention particulière au calcul du champ électrique dans toute la structure PIN.

A la fin de ce chapitre, nous donnerons les principales caractéristiques de la cellule solaire telles que le facteur de forme et le rendement.

Le second chapitre sera consacré à la description du silicium polycristallin en tant que matériau utilisé pour l'élaboration de la cellule solaire. Nous décrirons d'abord l'obtention des films minces de silicium polycristallin par la technique LPCVD, puis les propriétés électriques de ce matériau avec les phénomènes de conduction électriques mis en jeu. Nous terminerons ce chapitre en décrivant les améliorations de la cellule solaire par des couches de passivation frontale et arrière.

Le troisième chapitre traitera de la modélisation de la cellule solaire à base de silicium polycristallin, en commençant d'abord par présenter les paramètres physiques nécessaires pour cette modélisation. En particulier l'approche théorique de la formulation du coefficient d'absorption dans un matériau multicristallin, sera détaillée. Puis, l'essentiel du chapitre sera consacré à la résolution numérique de l'équation de continuité dans les trois régions du dispositif PIN, en aboutissant aux expressions des densités de courant des porteurs minoritaires. Enfin, nous calculerons la densité de courant aux joints de grains afin de tenir compte de la particularité du silicium polycristallin et de pouvoir déduire le photocourant total dans la cellule.

Dans le dernier chapitre, nous essayerons de regrouper et présenter l'essentiel des résultats obtenus dans notre étude. La simulation électrique de la cellule solaire à base de silicium polycristallin nous permettra l'évaluation de l'influence des différentes caractéristiques physiques et géométriques de la cellule sur l'optimisation du rendement de conversion. En effet, afin d'optimiser le dopage de la région émetteur et base de la cellule, nous nous intéresserons à l'étude d'une cellule solaire à base de silicium polycristallin sous l'effet de la passivation arrière au moyen de différentes structures, notamment l'empilement multicouches oxyde mince/  $\text{SiN}_x$  /  $\text{SiO}_x$  PECVD. L'effet comparatif de la passivation frontale par une couche mince de  $\text{SiO}_2$  et le nitrure de silicium  $\text{SiN}_x$  sera étudié afin de montrer son efficacité dans la réalisation de cellules solaires à base de polysilicium.

Pour terminer notre travail, et afin de mieux comprendre les phénomènes de conduction aux joints de grains, nous étudierons l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains sur l'optimisation du rendement de conversion. Il s'agira de mettre en évidence le lien entre la vitesse de recombinaison et la hauteur de barrière aux joints de grains avec le rendement de conversion de la cellule étudiée.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DE L'INTRODUCTION GENERALE**

- [1] O. Schultz, M. Hofmann, S.W. Glunz, G.P.Willeke, Freiburg D-79110, 31st IEEE, PVSC Orlando, Florida 2005.
- [2] J.G.E. Gardeniers and H.A.C. Tilmans, *J.Vac.Sci.Technol.A.14* (5), Sep/Oct 1996, pp 2879-2892.
- [3] K. Coates, S. Morrison, S. Narayanan, Proceeding of 16<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy conference, Glasgow, 2000, p 1279.
- [4] B. Chatterjee, S. A. Ringel, and R. Hoffman, Jr.25<sup>th</sup> IEEE, PVCS, Washington, D.C.96 (1996)179.
- [5] J. Schmidt,T. Laninger. A. G. Abrele, and R. Hezel, Jr.25<sup>th</sup> IEEE, PVCS, Washington, D.C.96 (1996).
- [6] J. Y. W. Seto, *J.Appl.Phys.* Vol 46, N0. 12, (1975), pp 5247-5253.
- [7] B. Ba, M. Kane, J. Sarr. *Solar Energy Material et solar cells*, 80 (2003), pp 143- 154.
- [8] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ", Edition Masson, Paris 1990.

**PHENOMENES PHYSIQUES MIS  
EN JEU DANS LA CELLULE  
PHOTOVOLTAIQUE  
A STRUCTURE PIN**

## PHENOMENES PHYSIQUES MIS EN JEU DANS LA CELLULE PHOTOVOLTAÏQUE A STRUCTURE PIN

### I. Introduction

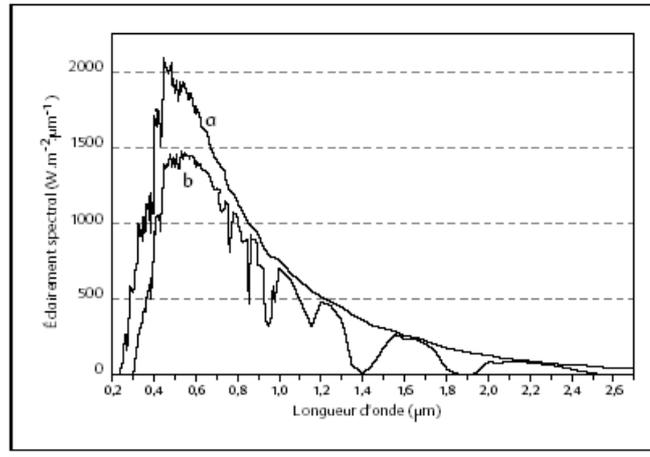
Une cellule photovoltaïque est un dispositif qui transforme la lumière en électricité. Le fonctionnement des cellules solaires est basé sur la physique des semiconducteurs, le phénomène d'absorption et de génération de porteurs ainsi que le mécanisme de recombinaison des porteurs de charges seront traités dans ce chapitre, où nous allons identifier également les équations de base du fonctionnement d'une jonction PN, puis nous présenterons l'effet photovoltaïque à la fin du chapitre, avec la structure de la cellule solaire réalisée à base d'une jonction PIN.

### II. Interaction rayonnement –semiconducteur

#### II.1. Spectre solaire réel

Afin d'aboutir à l'expression du flux solaire absorbé par la cellule, nous nous intéressons d'abord à l'éclairement solaire et au spectre solaire au sol. La fraction rayonnante émise est composée de longueurs d'onde majoritairement comprise entre 0.2  $\mu\text{m}$  et 3  $\mu\text{m}$  [1].

Le rayonnement solaire au sol est constitué de trois composantes : le rayonnement direct qui provient du disque solaire lui-même, le rayonnement diffus qui provient de l'ensemble de la voûte céleste et le rayonnement réfléchi par la surface terrestre [1]. Le spectre du rayonnement solaire est la distribution des photons - particules de lumière - en fonction de leur énergie (inversement proportionnelle à la longueur d'onde). La plus grande partie de l'énergie solaire est cependant rayonnée dans les domaines ultraviolet, visible et proche infrarouge (figure 1a), cette figure représente le spectre hors atmosphère terrestre. Cette énergie est émise sous forme d'ondes électromagnétiques où 8% est dans la bande U.V (0.2 à 0.4 ( $\mu\text{m}$ )), 48 % est dans la bande visible (0.4 à 0.8  $\mu\text{m}$ ), 37% est dans la bande I.R proche (0.8 à 2  $\mu\text{m}$ ) et 7% est dans la bande I.R lointain ( $>2 \mu\text{m}$ ) [1].



**Fig.I.1.Spectre solaire (a) Spectre hors atmosphère  $AM_0$   
(b) Spectre au sol  $AM_{1,5}$  [2]**

Le rayonnement solaire direct (figure 1b) est celui qui arrive au sol sans avoir subi de diffusion.

Pour mesurer l'effet de l'atmosphère on utilise l'Air Masse, qui représente la quantité de puissance absorbée par l'atmosphère définie par  $AM = \frac{1}{\cos \alpha}$  où  $\alpha$  représente l'angle d'incidence que fait la direction du soleil avec la verticale [3].  $AM_1$  correspond au soleil au zénith ( $\alpha = 0$ ) et  $AM_4$  à l'horizon ( $\alpha = 75^\circ$ ).  $AM_{1,5}$  ( $\alpha = 48.19^\circ$ ) est la référence généralement utilisée pour comparer les performance des cellule solaires.  $AM_0$  est utilisé pour préciser les conditions au-dessus de l'atmosphère. L'intégration de l'irradiation sur la totalité du spectre permet d'obtenir la puissance fournie par le rayonnement.

## II.2. Simulation du spectre solaire

L'allure du spectre solaire au sol représentée sur la figure (1.b) a été simulée au moyen de modèles numériques appropriés, par différents auteurs [4, 5, 6], afin de déterminer les paramètres nécessaires au calcul du flux solaire dont les valeurs vont intervenir dans les expressions des taux de génération-recombinaison, comme il sera indiqué dans les prochains paragraphes.

La simulation qui reflète fidèlement le spectre solaire est exprimée suivant [7] :

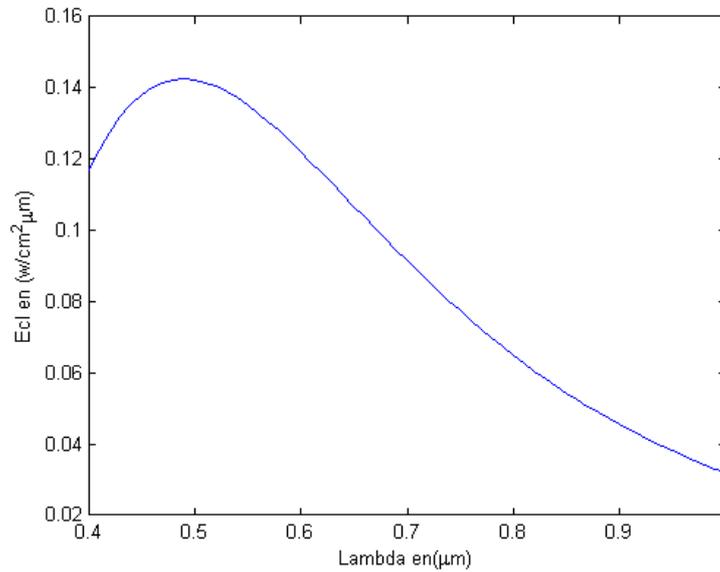
$$Ecl(\lambda) = a + b \left[ 1 + e^{\frac{-(\lambda-\lambda_0)}{c_1}} \right]^k e^{\frac{-(\lambda-\lambda_0)}{c_2}} \tag{I.1}$$

Les paramètres  $a, b, c_1, c_2, \lambda_0$  et  $k_1$  issus d'un fittage précis [7] sont regroupés dans le tableau I.1 ci-dessous :

a (kw/m <sup>2</sup> μm)	0.069
b (kw/m <sup>2</sup> μm)	7.062
c <sub>1</sub> μm	0.159
c <sub>2</sub> μm	0.022
λ <sub>0</sub> μm	0.260
K	2.284

**Tableau I.1. Paramètres issus du fittage du spectre solaire**

L'éclairement solaire issu de la simulation est représenté sur la figure (I.2)



**Fig.I.2. Eclairement solaire**

**II.3. Puissance incidente au sol et flux solaire**

La puissance incidente au sol est définie par l'intégrale du rapport d'éclairement solaire à la longueur d'onde  $\lambda$ , comme l'indique la formule ci-dessous.

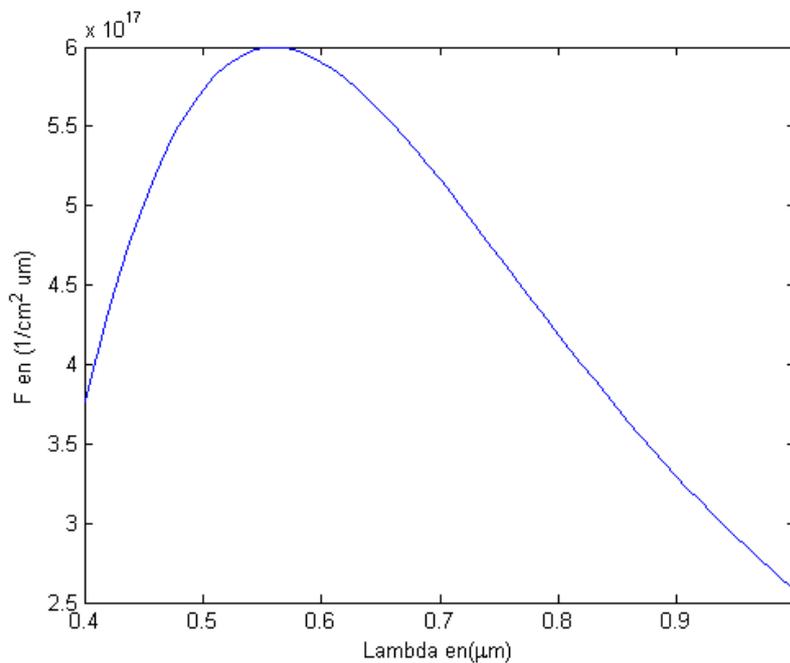
$$P_i = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} Ecl(\lambda) d\lambda \tag{I.2}$$

Pour un éclairement AM<sub>1.5</sub>, la puissance incidente peut aller de 820 à 844 W /m<sup>2</sup> [2], pour une gamme de longueur d'onde comprise dans le visible, allant de 0.4  $\mu\text{m}$  à 1  $\mu\text{m}$ .

Le flux énergétique absorbé dépend de l'intensité du rayonnement solaire, il est calculé comme suit [7]:

$$\phi_0(\lambda) = \frac{Ecl(\lambda)}{h\nu} \text{ [cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}] \tag{I.3}$$

Qui peut être représentée par la figure (I.3) ci-dessous :



**Fig.I.3.Flux solaire**

## II.4. Absorption optique

La lumière peut être considérée sous forme d'onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda$  ou sous forme de photons, corpuscules possédant une énergie  $E$  liée à  $\lambda$  par la relation:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (I.4)$$

Avec :  $h$  : Constante de planck (J.s)

$c$  : Vitesse de la lumière dans le vide ( $\text{ms}^{-1}$ )

$\nu$  : Fréquence ( $\text{s}^{-1}$ )

$\lambda$  : Longueur d'onde (m)

L'atténuation de la densité des photons en profondeur est décrite par la loi de Beer-Lambert [8], d'où le phénomène d'absorption.

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (I.5)$$

Où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du semi-conducteur,  $I_0$  est l'intensité lumineuse incidente

Dans un semi-conducteur, l'absorption optique se manifeste par plusieurs processus qui sont décrits dans ce qui suit :

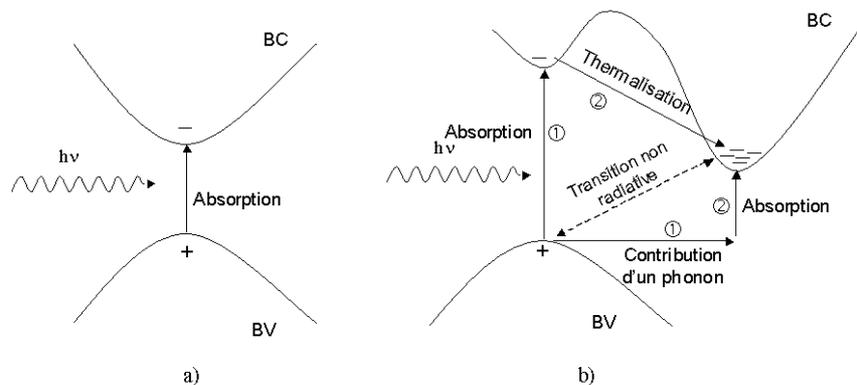
### II.4.1. Absorption fondamentale

Le phénomène d'interaction du rayonnement avec les électrons du semiconducteur peut être représenté à l'aide des états énergétique des bandes de valence et de conduction, séparées par un gap d'énergies interdites

Un photon d'énergie suffisante peut induire le saut d'électron depuis un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction. Cette transition est régie par les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, donc d'un vecteur d'onde. Dans le domaine optique le vecteur d'onde d'un photon,  $k = 2\pi / \lambda$ , est de l'ordre de  $10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ . Pour les électrons,  $k$  varie de zéro au centre de la zone de Brillouin à  $k_0 = \pi / a$  en bord de zone [3]. Lors de l'interaction photon-électron, la transition des électrons entre les bandes de

valence et de conduction se fait sans changement de vecteur d'onde. Les transitions radiatives sont verticales dans l'espace des  $k$  [3, 9].

L'écart entre les bandes de valence et de conduction, ou gap, représente une caractéristique fondamentale des semi-conducteurs. La figure (I.4) représente les différents types de transitions. Dans le semiconducteur à gap direct (Fig.I.4.a), les transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction sont verticales, elles obéissent à la règle de conservation des  $k$ , et par suite sont radiatives. Dans le semiconducteur à gap indirect (Fig.I.4.b), les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques et de ce fait non radiatives au premier ordre [3].



**Fig.I.4. Transitions électroniques entre extrema des bandes de valence et de conduction**  
a)Semiconducteur à gap direct. b)Semiconducteur à gap indirect [3] .

Notons toutefois que dans un semiconducteur à gap indirect, on peut exciter verticalement, c'est-à-dire optiquement, des électrons du sommet de la bande de valence vers le minimum central de la bande de conduction. Les électrons ainsi excités, se thermalisent ensuite dans le minimum absolu de la bande de conduction et peuvent participer aux phénomènes de conduction [3].

Notons en outre que dans un semiconducteur l'absorption peut être effectuée par émission spontanée et émission stimulée :

Un électron de la bande de conduction peut remonter spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon, c'est l'émission spontanée.

Un photon présent dans le semiconducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence, avec émission d'un deuxième photon de même énergie, c'est l'émission stimulée.

#### II.4.2. L'absorption par des porteurs de charges libres

L'absorption par les porteurs libres des photons incidents est un processus concurrent aux processus générant des paires électrons trous, ce processus est significatif pour les photons d'énergies inférieures au gap [10]. Dans ce processus les électrons de la bande de conduction absorbent des photons et bougent vers des états supérieurs. Les bandes d'énergies étant quasi continues, le spectre d'absorption par porteurs de charge libres est continu et s'étend dans la région des grandes longueurs d'ondes correspondant aux valeurs minimales des énergies des photons.

#### II.4.3. L'absorption optique dûe aux impuretés dopantes

Cette absorption est dûe au fait que les impuretés dopantes introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite : niveaux donneurs très près du bord de la bande de conduction et niveaux accepteurs très proches du bord de la bande de valence. Les électrons peuvent donc effectuer des sauts entre ces niveaux vers les bords de ces bandes, et l'absorption mise en jeu nécessite des énergies très faibles ce qui implique que les longueurs d'ondes sont situées dans le domaine des infra-rouges.

### II.5. Génération de porteurs

L'excès de porteurs par rapport à l'équilibre est créé à l'aide d'un rayonnement. Soit  $\phi_0(E)$  le flux de photon incidents d'énergie  $E$ , c'est-à-dire de longueur d'onde

$$\lambda(\mu m) = \frac{1.24}{E(eV)} \quad [3].$$

Si  $R(E)$  est le coefficient de réflexion du semiconducteur pour le rayonnement d'énergie  $E$ , le flux de photons  $\phi_t(E)$  transmis à la surface s'écrit:

$$\phi_t(E) = (1 - R(E))\phi_0(E) \quad (I.6)$$

Les photons sont absorbés au cours de leur propagation dans le matériau. On définit le coefficient d'absorption  $\alpha$  du matériau comme la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur. Ainsi, si la densité de rayonnement varie de  $d\phi$  sur une longueur  $dx$ ,  $\alpha$  est donné par:

$$\alpha(E, x) = -\frac{1}{\phi(E, x)} \frac{d\phi(E, x)}{dx} \quad (\text{I.7})$$

$\alpha$  est positif lorsque  $d\phi$  est négatif, c'est-à-dire lorsqu'il y a une absorption du rayonnement.

$$\frac{d\phi(E, x)}{\phi(E, x)} = -\alpha(E)dx$$

$$\text{Ce qui implique } \phi(E, x) = \phi_0(E)e^{-\alpha(E)x} \quad (\text{I.8})$$

Nous avons donc :

$$\phi(E, x) = (1 - R(E))\phi_0(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Le flux absorbé s'écrit en fonction de la longueur d'onde :

$$\phi(\lambda, x) = (1 - R(\lambda))\phi_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (\text{I.9})$$

Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau entrant dans le semiconducteur génèrent des paires électron-trous. Le nombre de paires électron-trous créées par seconde est égal au nombre de photons disparus. Le taux de génération de paires électron-trous est donc le taux de disparition des photons [3] :

$$g(\lambda, x) = -\frac{d\phi(\lambda, x)}{dx} \quad (\text{I.10})$$

Nous avons donc :

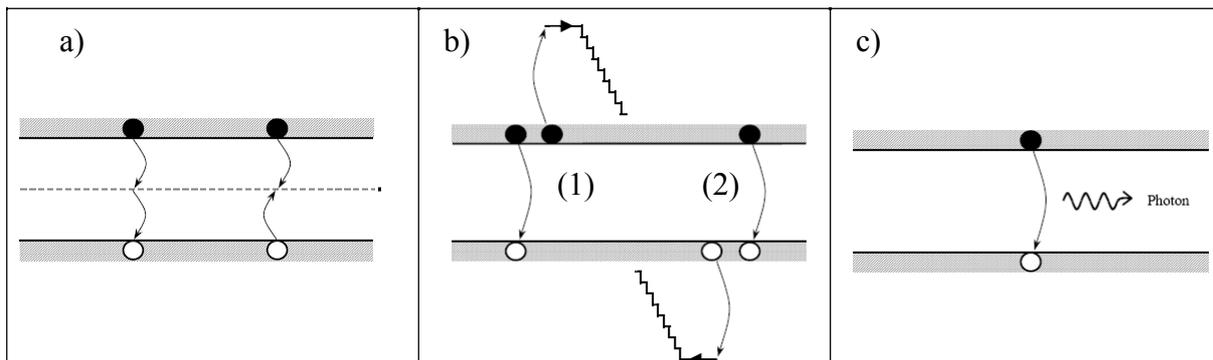
$$g(\lambda, x) = (1 - R(\lambda))\phi_0(\lambda)\alpha(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (\text{I.11})$$

## II.6. Recombinaison de porteurs en excès

Les porteurs minoritaires (électrons dans un matériau type P et trous dans un matériau type N) n'existeront en moyenne que pour un temps égal à la durée de vie qui correspond au temps moyen entre la création d'une paire électron trou et sa recombinaison. En premier lieu, nous allons citer les différents mécanismes de recombinaison.

### II.6. 1. Mécanisme de recombinaison

Dans les semiconducteurs les porteurs de charge libre se recombinent par des mécanismes principaux, tels que la recombinaison Shokley-read Hall [2] introduite par les défauts cristallin dus aux atomes d'impuretés (piège pour les électrons), la recombinaison radiative des photons et enfin la recombinaison d'Auger ou l'excès d'énergie peut être transféré à un électron ou un trou (Figure I. 5).



**Fig.I.5. Mécanismes de recombinaison**

**a) Recombinaison SRH, b) recombinaison Auger, c) Recombinaison radiative [2]**

#### II.6.1. a. Recombinaison SRH

L'apparition des états électroniques dans le gap (défauts) par la présence d'impuretés et d'imperfections cristallines dans les semiconducteurs, conduit au piégeage des électrons ou des trous pour les transférer ensuite vers la bande de conduction ou de valence [11], ce qui influe sur la conductivité du semiconducteurs. Ces défauts peuvent être des centres de recombinaisons des paires électrons-trous par la capture d'un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence provoquant ensuite leurs recombinaison.

**II.6.1.b. Recombinaison Auger**

Aux niveaux de dopage ou d'injection élevés la recombinaison d'Auger peut être effectuée, [12], c'est une recombinaison à trois particules ou l'énergie libérée lors de la recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence est transférée à un autre électron ou un autre trou [8]. Le processus de recombinaison d'Auger est non radiatif, il est spécifique aux semiconducteurs à gap indirect.

**II.6.1.c. Recombinaison radiative**

Les recombinaisons radiatives à la température ambiante dans le silicium sont directes, ou bande-à-bande [13,14], impliquant un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence, l'excès d'énergie est libéré sous forme d'un photon d'énergie proche du gap. L'émission de photons résulte de la recombinaison radiative de porteurs, ainsi le taux global d'émission de photons correspond au taux de recombinaisons radiatives de porteurs.

**II.6.2. Durée de vie des porteurs minoritaires**

La durée de vie effective dépend à la fois de la durée de vie radiative et non radiative [3] :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (\text{I.12.a})$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme [15] :

$$\tau_{eff} = \tau_{nr} \left( \frac{1}{1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_r}} \right) \quad (\text{I.12.b})$$

D'après cette formule, plus le rapport  $\frac{\tau_{nr}}{\tau_r}$  est faible, plus la valeur de la durée de vie effective

est proche de la durée de vie non-radiative. En effet, la durée de vie radiative est très grande par rapport à la durée de vie non-radiative [15,3], ce qui implique :

$$\tau_r \gg \tau_{nr}, \tau_{eff} \approx \tau_{nr}$$

Enfin, les taux de recombinaison des électrons dans un semi-conducteur de type P et des trous dans un semi-conducteur de type N sont définis respectivement par [3] :

$$r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (\text{I.13.a})$$

$$r_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{P - P_0}{\tau_p} \quad (\text{I.13.b})$$

$\Delta n, \Delta p$  représentent la concentration des électrons et des trous en excès, respectivement.

$n_0, p_0$  sont les concentrations des électrons et des trous à l'équilibre, respectivement.

La distance parcourue par un porteur pendant une durée de vie est appelée longueur de diffusion:

$$L = \sqrt{D\tau}$$

$D$  : est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires.

### II.6.3. Vitesse de recombinaison en surface

La surface du semiconducteur est le siège d'états spécifiques, appelés états de surface, dont les niveaux d'énergie peuvent se situer dans le gap. Certains de ces états jouent le rôle de centres de recombinaison. La durée de vie des porteurs en surface est de ce fait toujours inférieure à leur durée de vie en volume. Il en résulte que dans un semiconducteur excité, la densité de porteurs excédentaires en surface est toujours inférieure à sa valeur en volume. Ce gradient de concentration donne naissance à un courant de diffusion qui sera explicité dans ce qui suit (paragraphe III.2) et donné par :

$$j = eD_n \frac{d\Delta n}{dx} \quad (\text{I.14})$$

Afin de définir un paramètre pour caractériser la surface du semiconducteur, on exprime le courant sous une autre forme qui montre que le courant en surface est proportionnel à la densité de porteurs excédentaires en surface et à leur vitesse [3] :

$$j = e \Delta n S$$

Compte tenu de ces deux dernières expressions la vitesse de recombinaison en surface est donnée par [3]:

$$S = \frac{D_n}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{dx} \quad (\text{I.15})$$

### III. Courants dans le semiconducteur

Les courants dans un semiconducteur résultent du déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action d'une force. L'origine de la force peut être un champ électrique ou un gradient de concentration. Dans le premier cas, le courant est dit courant de conduction, dans le deuxième cas le courant est dit courant de diffusion.

#### III.1. Courant de conduction

En présence d'un champ électrique, les électrons sont soumis à une force constante:

$$\vec{F} = -e\vec{E} \quad (I.16)$$

La composante de vitesse instantanée du porteur, dans la direction du champ, est alors donnée par l'équation fondamentale de la dynamique:

$$e\vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (I.17)$$

La valeur moyenne de la vitesse dans ce processus vaut [3]:

$$\langle \vec{v} \rangle = \vec{v}_e = -\frac{e\langle \vec{i} \rangle}{m_e} \vec{E} = -\frac{e\tau_r}{m_e} \vec{E} = -\mu_n \vec{E} \quad (I.18)$$

Qui est la vitesse d'entraînement ou de dérive.

$\tau_r = \langle t \rangle$ , est le temps moyen entre deux collisions, pendant lequel la distance parcourue appelée libre parcours moyen.

$\mu_n = \frac{q\tau_r}{m_e}$  est appelée mobilité électronique.

Au déplacement des charges correspond un courant dont la densité est définie comme la quantité de charge qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps, soit pour chaque type de porteurs :

$$\vec{j}_n = -\eta e \vec{v}_e = n e \mu_n \vec{E} \quad (I.19.a)$$

$$\vec{j}_p = p e \vec{v}_e = p e \mu_p \vec{E} \quad (I.19.b)$$

Le courant total de conduction est :

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = (ne\mu_n + pe\mu_p)\vec{E} = \sigma\vec{E}$$

Où :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = ne\mu_n + pe\mu_p$$

L'inverse de la conductivité est appelée résistivité, telle que :

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

### III.2. Courant de diffusion

Lorsque les porteurs libres ne sont pas distribués uniformément dans le semiconducteur ils sont soumis au processus général de diffusion de la région de forte concentration vers celle de faible concentration. Le flux des porteurs est, conformément à la première loi de Fick, proportionnel à leur gradient de concentration [3].

$$\vec{F}_n = -D_n \vec{\nabla}(n) \tag{I.20}$$

$$\vec{F}_p = -D_p \vec{\nabla}(p)$$

$D_{n,p}$  sont appelées coefficients de diffusion des électrons et des trous, respectivement. Le signe (-) traduit le fait que les porteurs diffusent dans la direction de plus faible concentration.

Il en résulte que les densités de courant de diffusion des électrons et des trous, sont respectivement:

$$\vec{j}_n = -e\vec{F}_n = eD_n \cdot \vec{\nabla}(n) \tag{I.21}$$

$$\vec{j}_p = e\vec{F}_p = -eD_p \cdot \vec{\nabla}(p)$$

**III.3. Courant total dans le semiconducteur**

Dans un semi-conducteur le transport de charge peut se faire par conduction et aussi par diffusion, c'est pourquoi la densité de courant totale s'écrit sous forme d'une somme des deux contributions:

$$\vec{j}_n = en\mu_n\vec{E} + eD_n\vec{\nabla}(n) \quad (\text{I.22.a})$$

Pour les électrons, et :

$$\vec{j}_p = ep\mu_p\vec{E} - eD_p\vec{\nabla}(p) \quad (\text{I.22.b})$$

Pour les trous

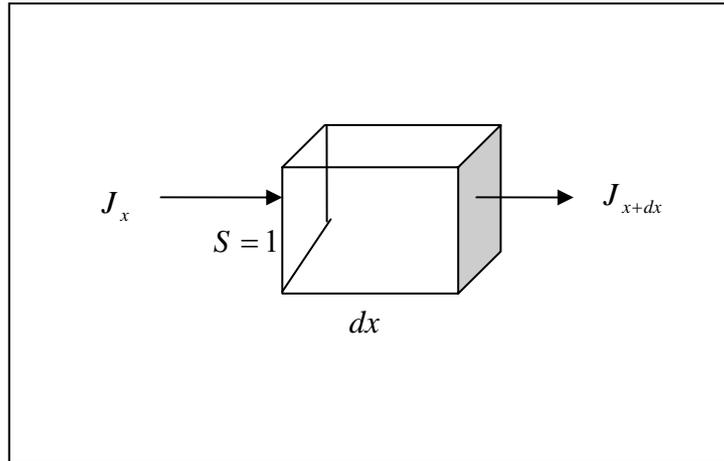
Dans le cas d'une seule dimension x:

$$j_n = en\mu_n E + eD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (\text{I.23})$$

$$j_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

**IV. Equations fondamentales dans les semiconducteurs****IV.1. Equation de continuité**

Les équations de continuité régissent la condition d'équilibre dynamique des porteurs dans le semiconducteur. Dans un barreau semiconducteur excité et parcouru par un courant dans la direction  $o\vec{x}$ , considérons un élément de volume de section unitaire  $s=1$  dans le plan perpendiculaire à  $o\vec{x}$ , et d'épaisseur  $dx$  (Fig.I.6).



**Fig.I.6. Densité de courant des porteurs entrants à travers une section unité [3]**

En présence de génération et de recombinaison, la variation de la concentration des porteurs minoritaires obéit à la deuxième loi de Fick exprimée par :

$$\frac{dn}{dt} = -div(j_x) \tag{I.24}$$

L'expression s'écrit pour les électrons [3] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{dx} \left[ \left( -\frac{1}{e} j_x \right) - \left( -\frac{1}{e} \left( j_x + \frac{dj_x}{dx} dx \right) \right) \right] + g_n + r_n \tag{I.25}$$

Soit, pour les électrons et les trous, le bilan des densités entrant et sortant à travers la section  $s$ , s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + g_n - r_n \tag{I.26.a}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j_{px}}{\partial x} + g_p - r_p \tag{I.26.b}$$

Ou, à trois dimensions :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n + g_n - r_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p + g_p - r_p$$

Dans le cas d'une seule dimension x:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + g_p - \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$
(I.27)

## IV.2. Equation de Poisson

L'équation de Poisson s'écrit [3]:

$$\text{div}(\vec{E}) = \frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$
(I.28)

Où  $\vec{E}$  est le champ électrique.

$\rho = e (N_d^+ + p - N_a^- - n)$ , est la densité totale des charges électriques.

$\varepsilon_r$  et  $\varepsilon_0$  sont la permittivité relative et la permittivité du vide respectivement.

Cette dernière équation détermine les propriétés de la zone de charge d'espace pour une jonction P-N, en particulier son épaisseur totale.

Comme le potentiel V est lié au champ électrique  $\vec{E}$  par :

$\vec{E} = -\text{grad}V$ , il en découle la relation :

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$

Soit :

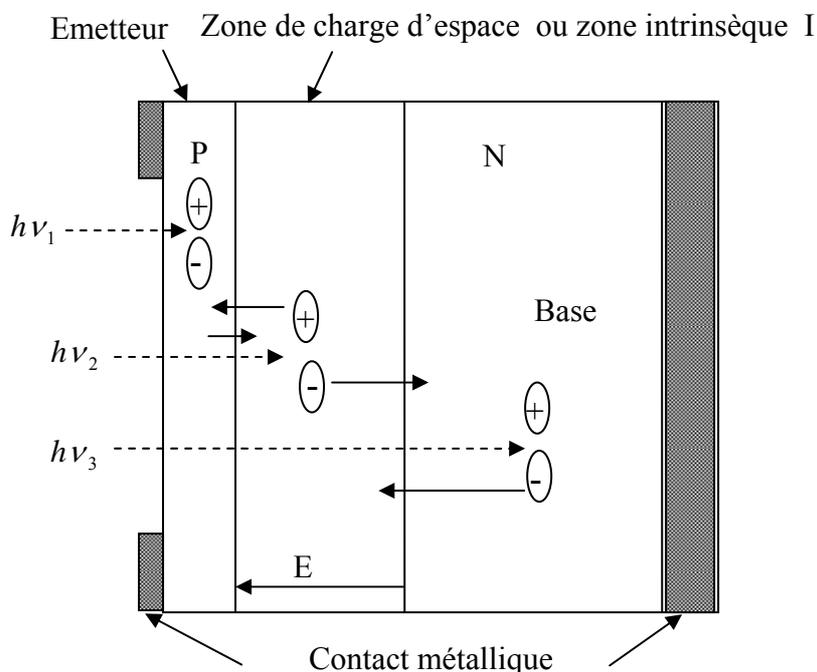
$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$
(I.29)

## V. Bases et principes du fonctionnement d'une cellule solaire à structure PIN

### V.1. Généralités sur le fonctionnement d'une cellule solaire PIN

Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire photovoltaïque est illustré sur la figure (I.7), qui représente le fonctionnement d'une jonction PN où la zone de charge d'espace créée est une région dépourvue de porteurs libres qui se comporte comme une zone intrinsèque. Les photons incidents  $h\nu$  créent des porteurs dans chacune des régions P, I, N, et leur

comportement diffère suivant la région de la jonction où ils sont créés. Dans les régions électriquement neutres P et N, les photoporteurs minoritaires diffusent, ceux qui atteignent la zone de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique, dirigé de la partie chargée positivement à la partie chargée négativement (voir figure I.7), vers la région où ils deviennent majoritaires [3]. Il y a donc une séparation des porteurs dans la ZCE vers les régions p et n. Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photocourant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créées par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région type N et le trou vers la région de type P. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération.



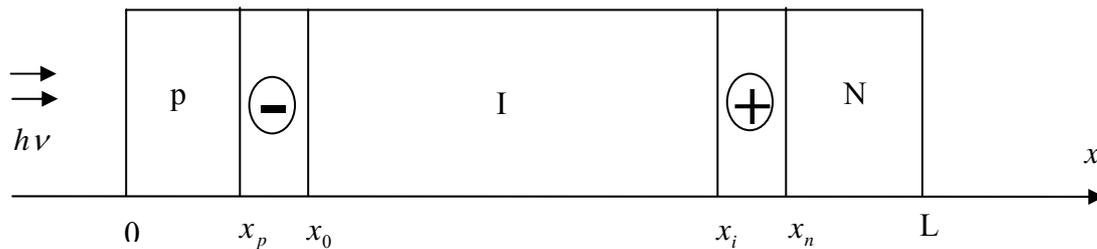
**Fig.I.7. Principe de fonctionnement d'une cellule solaire dont la structure est une jonction PIN [3]**

Sur cette figure, on constate l'existence de trois régions : les régions P et N séparées par une large zone de charge d'espace isolante, symbolisée par la lettre I.

**V.2. Epaisseurs des zones de charge d'espace et champ électrique dans une structure PIN**

La structure de la cellule peut être schématisée par trois régions P, I et N (figure I.8). La zone intrinsèque s'étend entre les abscisses  $x_0$  et  $x_i$ , alors que les zones de charge d'espace coté P et coté N s'étalent respectivement entre  $x_p$  et  $x_0$ , et  $x_i$  et  $x_n$ .

La longueur totale de la cellule est L.



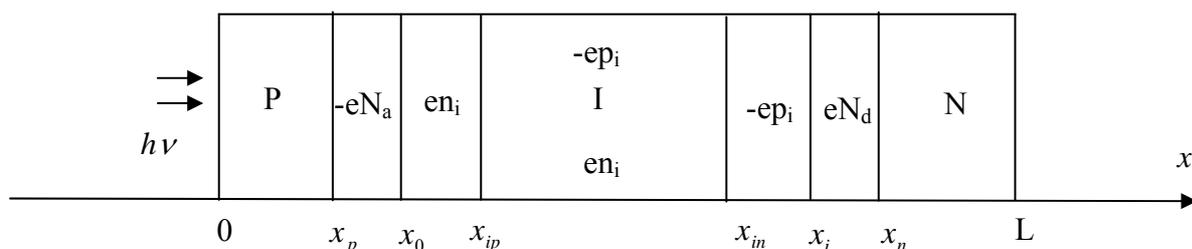
**Fig.I.8. Schéma d'une structure PIN**

La densité de charge s'écrit pour la structure PIN (d'après la figure I.8) :

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_a & \text{pour } x_p \leq x \leq x_0 \\ en_i = |-ep_i| & \text{dans la région intrinsèque } x_0 \leq x \leq x_i \\ eN_d & \text{pour } x_i \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (I.30)$$

Enfin  $\rho(x) = 0$  pour  $x \leq x_p$  et  $x \geq x_n$ .

Vu que la densité de charges se répartit de façon différente coté P et coté N de la jonction, il serait avantageux de considérer l'étude de cette structure PIN en deux parties : une structure PI et une structure IN, où chacune d'elle sera considérée comme une jonction avec la présence d'une zone de charge d'espace. La jonction P-I peut être considérée comme une jonction PN où  $N_d = n_i$  et la jonction I-N peut être considérée comme une jonction PN, où nous avons  $N_a = n_i = p_i$ .



**Fig.I.9. Zone de charge d'espace de la jonction PI et IN**

D'après la théorie classique de la jonction PN, donnant l'épaisseur  $x_n$ , en remplaçant  $N_d$  par  $n_i$  dans la zone intrinsèque, et puisque la zone I est considérée comme région N, nous obtenons :

$$x_{ip} - x_0 = \left( \frac{2\varepsilon}{e} V_{dp} \left( \frac{N_a}{n_i(N_a + n_i)} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.31)$$

$V_{dp}$  est la tension de diffusion de la jonction P-I, qui est la tension aux bord de la ZCE de cette

jonction, avec  $V_{dp} = U_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \approx U_T \ln \left( \frac{N_a}{n_i} \right)$  avec  $U_T = \frac{KT}{q}$  et  $N_d = n_i$ .

De même, pour la jonction IN nous obtenons:

$$x_i - x_{in} = \left( \frac{2\varepsilon}{e} V_{dn} \left( \frac{N_d}{p_i(p_i + N_d)} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.32)$$

Où  $V_{dn}$  est la tension de diffusion de la jonction IN.

Donc  $V_{dn} = U_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \approx U_T \ln \frac{N_d}{n_i}$

Concernant le champ électrique dans les deux zones de charge d'espace étalées dans les zones P et N, la théorie classique de la jonction PN [3] prévoit qu'il a une allure linéaire à l'intérieur des deux parties de la ZCE, et il est nul à l'extérieur de cette zone, c'est-à-dire dans les régions restantes quasi-neutres P et N.

Il est bien connu que la zone de charge d'espace de la cellule doit avoir une valeur importante pour que le photocourant soit essentiellement dû à la photogénération de porteurs dans cette zone. Cette épaisseur doit être artificiellement augmentée pour optimiser les performances de la cellule en intercalant une région intrinsèque entre les zones P et N. Ainsi cette condition devrait garantir qu'un champ électrique important puisse exister dans toute la région intrinsèque [3].

Vu que c'est le champ électrique dans la Z-C-E qui permet le transport les porteurs générés, il est nécessaire que ce champ soit intense.

Pour arriver à obtenir un champ intense et non nul dans la région I, il faut tout d'abord considérer que dans la pratique, les cellules solaires sont conçues avec une région intrinsèque beaucoup plus épaisse que les régions P et N.

D'après la figure I.9, en appliquant l'équation de neutralité dans la Z.C.E d'une jonction PN on a :

$(x_0 - x_p)N_a = (x_{ip} - x_0)n_i$  pour le coté IP.

$$\text{Soit } (x_0 - x_p) = \frac{n_i}{N_a} (x_{ip} - x_0)$$

$$(x_{ip} - x_0) = \frac{N_a}{n_i} (x_0 - x_p)$$

Avec  $N_a \gg n_i$

$$\text{Donc } x_{ip} \gg x_0 \tag{I.33.a}$$

De la même manière on peut arriver à  $x_i \gg x_{in}$  pour le coté IN.

$$\text{Donc } x_{in} \ll x_i \tag{I.33.b}$$

Tenant compte de ces inégalités (I.33.a et I.33.b), et afin d'étaler au maximum la région I, nous pouvons supposer que les points  $x_{ip}$  et  $x_{in}$  peuvent se projeter sur des abscisses  $x_{ip} > L$  et  $x_{in} < 0$  (les limites réelles de la cellule). Pour arriver à cette condition, nous devons considérer que :

$$x_{ip} > L \text{ et } x_{in} < 0.$$

Cette condition permet d'élargir l'épaisseur de la zone intrinsèque du point de vue théorique.

Le calcul du champ  $E_i(x)$  dans la zone intrinsèque est la somme des champs résultants dans cette zone.

Pour  $x_{in} \leq 0 \leq x \leq x_p$

$$E_p(x) = -\frac{ep_i}{\varepsilon} (x - x_{in}) \tag{I.34}$$

Pour  $x_n \leq x \leq L \leq x_{ip}$

$$E_n(x) = \frac{en_i}{\varepsilon} (x - x_{ip}) \tag{I.35}$$

Avec  $n_i = p_i$

$$E_p(x) + E_n(x) = \frac{ep_i}{\varepsilon} [x - x_{ip} - x + x_{in}] = \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{in} - x_{ip})$$

$$E_p(x) + E_n(x) = -\frac{en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in}) = E_i(x) \tag{I.36}$$

Finalement :

$$E_i(x) = -\frac{en_i}{\epsilon}(x_{ip} - x_{in}) \text{ pour } x_0 \leq x \leq x_i \tag{I.37}$$

Cette relation montre que le champ électrique dans la zone intrinsèque est constant, et qu'il est d'autant plus intense que  $(x_{ip} - x_{in})$  est élevé, ce qui justifie un élargissement important de la zone intrinsèque de la cellule solaire.

## VI. Comportement de la cellule photovoltaïque éclairée

### VI.1. Schéma équivalent de la cellule idéale

Dans notre cas, le courant traversant la cellule non éclairée peut se ramener à la formulation suivante donnée par la théorie de la jonction PN [14] :

$$I_d = I_s \left( \exp\left(\frac{eV}{nKT}\right) - 1 \right) \tag{I.38}$$

Où  $I_s$  est le courant de saturation et  $n$  est un facteur empirique dit facteur d'idéalité ou de qualité de la diode.

Le fonctionnement d'une cellule solaire peut être modélisé en considérant le schéma électrique de la cellule idéale d'abord (Fig.I.10) puis réelle (Fig.I.11)

Le schéma équivalent simplifié de la cellule idéale est représenté ci-dessous :

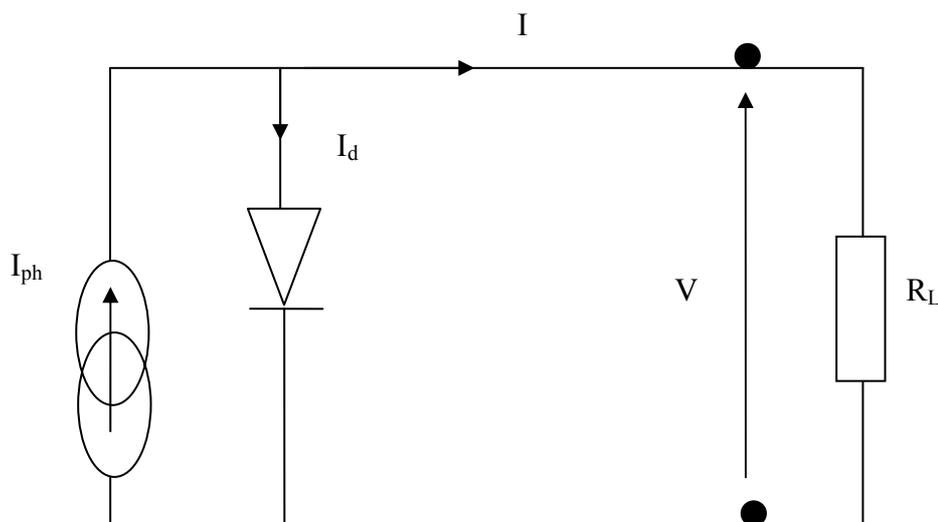


Fig.I.10. Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale

L'expression du courant qui traverse la cellule éclairée est alors [3]:

$$I = I_{ph} - I_s \left( \exp\left(\frac{eV}{nKT}\right) - 1 \right) \tag{I.39}$$

Où  $I_{ph}$  représente le photocourant généré.

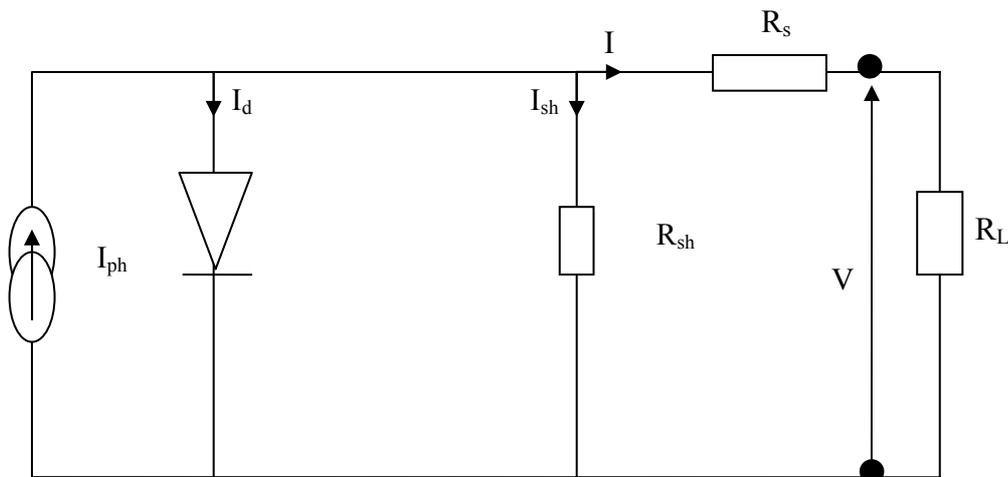
Ainsi, nous pouvons déduire la tension  $V$  à ces bornes :

$$V = nU_t \ln\left(\frac{I_{ph} + I_s - I}{I_s}\right) \tag{I.40}$$

$U_t = KT/e$  est le potentiel thermodynamique, où  $K$  est la constante de Boltzman.

**VI.2. Schéma équivalent de la cellule réelle**

D'une manière générale, pour rendre compte du fonctionnement des diodes sous éclairement, nous devons prendre en considération les différents phénomènes physiques qui limitent leurs performances (par exemple des chutes de tension dans les zones P et N). Il s'introduit ainsi une résistance série  $R_s$  de la diode, analogue à la résistance interne des générateurs de tension et une résistance shunt  $R_{sh}$  qui correspond à la présence du courant de fuite dans la diode due aux défauts dans le matériau [14]. Le schéma équivalent de la cellule photovoltaïque réelle est alors le schéma ci-contre [16] :



**Fig.I.11.Schéma équivalent d'une cellule solaire réelle**

Dans le cas réel, la tension  $V$  aux bornes de la cellule est différente de la tension aux bornes de la jonction, par la présence de la résistance série  $R_s$ .

Une partie du courant  $I_{ph}$  sera dérivée par la résistance shunt et ne pourra être délivrée à la charge. L'équation de la caractéristique I-V de la cellule photovoltaïque compte tenu des résistances parasites  $R_s$  et  $R_{sh}$  s'écrit donc [14] :

$$I(V) = I_{ph} - I_d - I_{sh} \tag{I.41}$$

$$I = I_{ph} - I_s \left( \exp\left(\frac{(V + R_s I)}{n.Ut}\right) - 1 \right) - \frac{V + R_s I}{R_{sh}} \tag{I.42}$$

Cette équation représente l'expression du courant dans le cas réel.

$I_d$  :courant de conduction de la diode en obscurité, et  $I_{sh}$  est le courant shunt,  $I_{ph}$  est le photocourant

$I_s$  :courant de saturation de la jonction PN.

$R_{sh}$ ,  $R_s$ , Sont respectivement les résistances série et shunt.

La caractéristique courant-tension de la cellule solaire éclairée est représentée en traits pleins sur la figure (I.12).

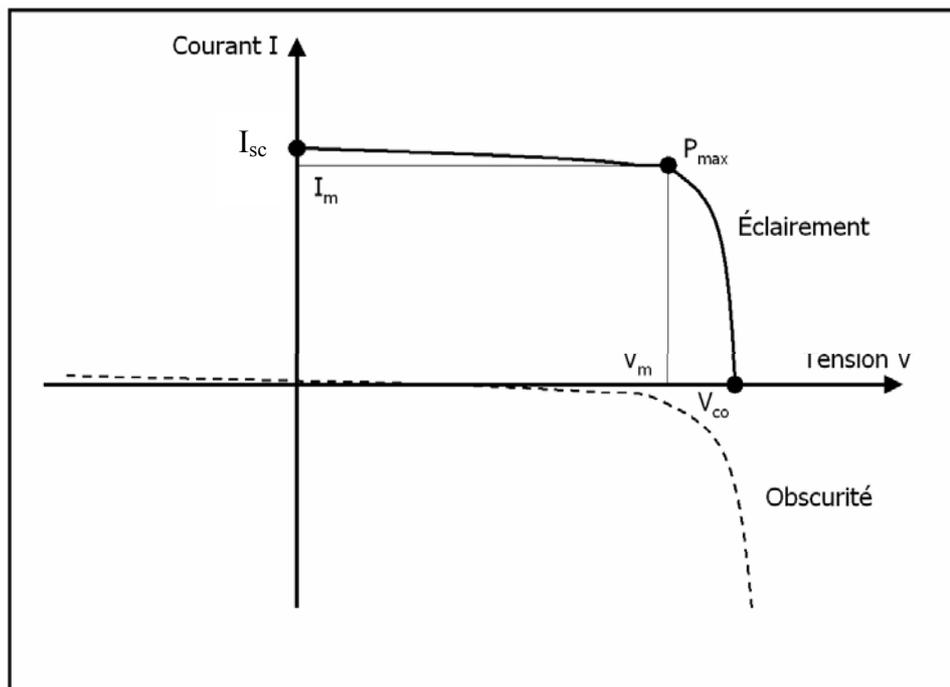


Fig.I.12.Caractéristique courant –tension d'une cellule solaire éclairée [13]

Les différents paramètres caractéristiques de la cellule indiqués sur la figure (I.12), sont les suivants :

**$V_{co}$**  : tension de circuit ouvert : elle représente la tension aux bornes de la cellule sous éclairement sans circuit de charge, elle est donnée par la relation :

$$V_{co} = nU_t \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1\right) \quad (I.43)$$

**$I_{sc}$**  : courant de court circuit, courant lorsque  $V=0$  (en court-circuitant la cellule).

**$V_m$**  : tension correspondante à la puissance maximale fournie.

**$I_m$**  : courant correspondant à la puissance maximale fournie.

**$P_m$**  : La puissance maximale qui est obtenue comme suit [3]:

$$P_m = (I.V)_{\max} = I_m V_m \quad (I.44)$$

Enfin, on définit les deux autres paramètres suivants, très important pour la simulation à venir du comportement de la cellule :

**$FF$**  : facteur de forme ou Fill factor: il détermine la qualité électrique de la cellule. C'est le rapport de la puissance maximale au produit  $I_{sc} \cdot V_{co}$ .

$$FF = \frac{P_m}{I_{sc} V_{co}} \quad (I.45)$$

**$\eta$** : le rendement est le rapport entre la puissance électrique fournie par la cellule et la puissance incidente [16].

$$\eta = \frac{P_m}{P_i} = \frac{I_{sc} \cdot V_{co} \cdot FF}{P_i} = \frac{I_{sc} \cdot V_{co} \cdot FF}{\int_0^{\infty} p(\lambda) d\lambda} \quad (I.46)$$

**VII. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents phénomènes physiques qui gouvernent l'interaction rayonnement semiconducteur, ainsi que l'ensemble des équations qui régissent le fonctionnement d'une jonction PN, à partir de l'équation de continuité et de l'équation de Poisson. Les phénomènes mis en jeu dans la zone de charge d'espace de la jonction ont ensuite été exploités pour interpréter le fonctionnement de la cellule solaire qui se comporte comme une diode à trois régions P, I, N.

Enfin nous avons présenté les schémas équivalents de la cellule idéale et réelle, ce qui nous a permis de déduire les paramètres importants qui influent sur le fonctionnement de la cellule, à savoir le facteur de forme et le rendement.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE I**

- [1] P. Bessemoulin, J. Olivieri, "Le rayonnement solaire et sa composante ultraviolette", La Météorologie 8ème série - n° 31 - Septembre 2000.
- [2] S. M. Sze, "Physics of semiconductor Devices", Wiley, New York, 1969.
- [3] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Edition Masson, Paris 1990.
- [4] N. Benaouda, R. Aiouaz et M. Abersi, Revue des Energie Renouvelables ICRES-07 Tlemcen (2007) 145-150.
- [5] J. S. Harman and M. A. Lind, Solar cells, Vol.7, 1982-1983, pp 147-157.
- [6] R. E. Brid, Solar Energy, Vol.32, N°4, 1984, pp.461-471.
- [7] A. Benmir, 'Modélisation d'une cellule solaire en couche mince de structure PIN à base de silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H)', Thèse de Magister, Département de physique, Centre Universitaire de Ouargla, 2000.
- [8] Y. Sayad, 'Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charge minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière matière', Thèse de Doctorat N°Ordre 2009-ISAL-0053. Institut national de sciences appliquées de Lyon, Année 2009
- [9] A. Goetzberger and al, Crystalline silicon solar cells, John Wiley&Sons, 1977.
- [10] A. Luque and S. Hegendus, Handbook of photovoltaic science and engineering, John Wiley& sons, 2003.
- [11] R. N. Hall, Phys Rev.87, 387 (1952).
- [12] P. P. Altermatt, J. Schmidt, G. Heiser, A.G. Aberle, J.Appl.Phys.82. (1977), 4938-4944.

[13] W. Schokey and W.T.Read, Phys Rev.87, (1952), 835-842.

[14] Y. Veschetti, 'Modélisation, caractérisation et réalisation de nouvelles structures photovoltaïques sur substrat de silicium mince', Thèse de Doctorat, Physique des semi-conducteurs, Université Louis Pasteur Strasbourg, Octobre 2005.

[15] El Harrouni Ep. H. Ilham, 'Analyse des défauts et des propriétés électroniques du Si-4H par voie optique', Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, N° Ordre 04-ISAL-0073, Année 2004.

[16] B. Thuillier, 'Caractérisation structurale des contacts ohmiques réalisés à partir d'encres métalliques sur cellule photovoltaïques en silicium multicristallin', Thèse de Doctorat, INSA Lyon. 2001.

**CELLULES SOLAIRES EN  
COUCHES MINCES À BASE DE  
SILICIUM POLYCRISTALLIN**

## CELLULES SOLAIRES EN COUCHES MINCES À BASE DE SILICIUM POLYCRISTALLIN

### I. Introduction

La nature du matériau impliqué dans la réalisation des cellules solaires en couche minces est un paramètre très influent sur les propriétés électriques du dispositif. Concernant le silicium, les trois états de ce matériau, monocristallin, amorphe et polycristallin peuvent présenter des propriétés tout à fait différentes. Les propriétés électriques du silicium polycristallin sont déterminées essentiellement par la structure cristalline, l'état de surface et le niveau de dopage. La structure et la qualité cristalline résultent des conditions de croissance et de dépôt du matériau, telles que la température, la pression et les débits gazeux.

### II. Les différents états du silicium

Le silicium massif n'existe pas dans la nature à l'état pur. Il est extrait puis purifié à partir de la silice  $\text{SiO}_2$  par différentes étapes de réduction et de purification chimique. Pour les applications microélectroniques et pour la fabrication des composants et dispositifs, le silicium est élaboré à l'état monocristallin sous forme de substrats massifs par les méthodes standard de Czochralski ou de la zone flottante. En couches minces, les dépôts monocristallins de silicium sont obtenus par épitaxie en phase vapeur ou liquide. Selon l'application recherchée pour un dispositif voulu, d'autres techniques sont mises en jeu, telles que la méthode CVD ou le dépôt par sputtering, pour obtenir des couches minces de silicium dont la structure pourra être amorphe à polycristalline.

#### II.1. Etat monocristallin

La structure monocristalline est définie comme étant un arrangement ordonné et périodique d'atomes au sein d'un réseau cristallographique dont l'élément élémentaire est appelée maille [1]. Le silicium cristallin dans la structure cubique diamant, qui est une structure cubique à faces centrées (CFC) à motif, avec une distance inter-atomique ou paramètre de maille  $d=2.35 \text{ \AA}$ , et des angles de liaison bien définis [2], comme l'indique la figure (II.1.a)

Les liaisons chimiques dans le silicium sont de type covalentes et à ce type de liaison correspond des états électroniques couplés entre eux par potentiel périodique du cristal, conduisant à des états permis et interdits pour les électrons, et qui définissent l'existence de bandes d'énergies permises et interdites.

## II.2. Etat amorphe

Cet état est systématiquement défini comme étant dépourvu d'ordre cristallin à longue distance par rapport à la distance inter-atomique. Les angles inter-liaison et les distances interatomiques ne sont pas respectés et seul un ordre à courte distance peut exister. Dans le silicium amorphe, les premiers voisins d'un atome de silicium seront bien aux sommets d'un tétraèdre, mais il y aura distorsion des angles de liaisons en atteignant les seconds, troisièmes voisins. On aboutira à une disposition des atomes ou certaines liaisons chimiques ne peuvent pas être satisfaites pour des raisons géométriques. Les niveaux d'énergie correspondant aux liaisons non satisfaites sont situés dans la région de la bande interdite du cristal puisque c'est précisément l'hybridation qui crée la bande interdite.

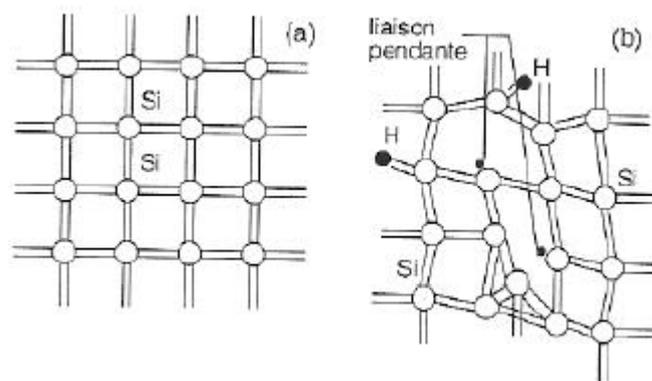


Fig.II.1. Structure cristalline<sup>a</sup> amorphe<sup>b</sup> [3]

## II.3. Etat polycristallin

Une structure polycristalline est considérée comme étant un état intermédiaire entre l'état cristallin et l'état amorphe, elle est souvent considérée comme un mélange de ces deux phases. Le silicium polycristallin est constitué de grains monocristallins séparés entre eux par des zones désordonnées et riches de défauts cristallins, que l'on peut assimiler à du silicium amorphe et que l'on nomme joints de grains. Chacun de ces deux composants de silicium

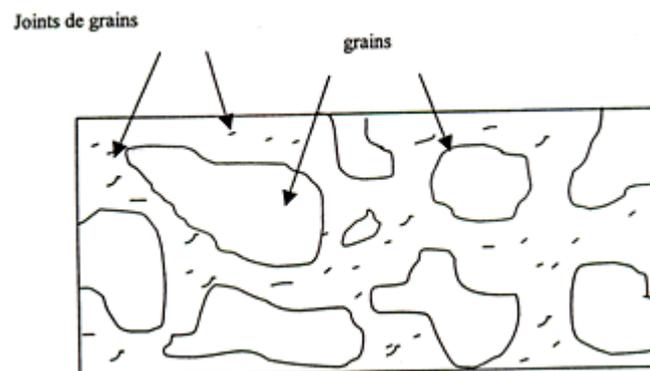
polycristallin, grains et joints de grains, possède des caractéristiques propres que nous rappelons brièvement [4]:

-Le grain peut être défini par sa taille et par sa qualité cristalline.

-Les caractéristiques essentielles du joint de grain sont ses dimensions c'est-à-dire son épaisseur, et également ses défauts.

Parler d'un type unique du silicium polycristallin serait donc une erreur et c'est pourquoi il est toujours nécessaire de définir le silicium polycristallin selon certains critères que l'on peut résumer comme ceci :

- Texture et taille de grains.
- Densité de défauts intragranulaires et intergranulaires.
- Rapport du volume cristallin sur le volume amorphe.
- Porosité.



**Fig. II.2. Structure du silicium polycristallin**

La structure polycristalline de silicium dépend fortement de ses paramètres du dépôt et en générale, la qualité de ce matériau est déterminée par la taille et la qualité des grains ou des cristallites qui le forment. En effet, les grains d'un polycristal ne sont pas de vraies cristallites monocristallines, ils peuvent contenir des défauts électriques venant d'états localisés à l'intérieur de la bande interdite [5]. En général, la qualité d'un matériau polycristallin est déterminée par la taille et l'orientation de ces grains, par la densité de défauts dans les joints de grains et dans les grains, et par les fractions volumiques de chaque état constituant le matériau. Les caractéristiques structurales d'un matériau polycristallin peuvent introduire des états localisés à l'intérieur de la bande interdite (liaison pendante). La qualité structurale détermine donc la structure électronique du matériau, et par conséquent le phénomène de transport à l'intérieur du matériau, sans tenir compte d'un dopage éventuel qui modifie les propriétés électriques du matériau comme pour un semiconducteur parfait.

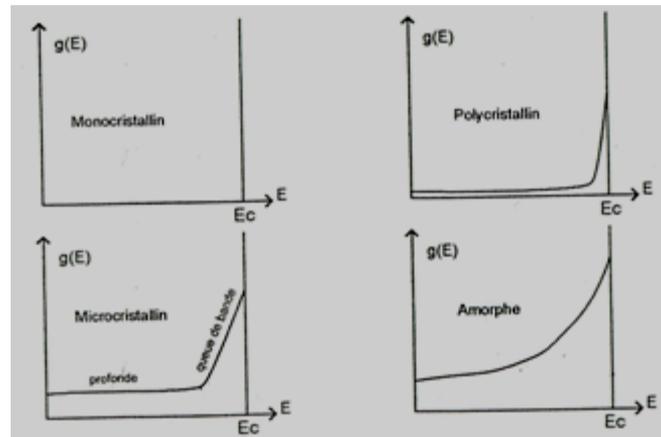


Fig.II.3. Densité d'états de différents types de silicium [6]

### III. Obtention des films minces de Si polycristallin par la technique LPCVD

Durant ces dernières années, l'industrie des composants et circuit intégrés au silicium porte un intérêt croissant aux films polycristallin préparés par la technique chimique de dépôt en phase vapeur à basse pression LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition). Elles sont de plus en plus fréquemment utilisées pour la réalisation de composants électronique, depuis les cellules solaires jusqu'aux dispositifs de très petites dimensions de la microélectronique. Le développement et les applications de ces films dépendent essentiellement de l'amélioration de ces performances, liés directement aux conditions d'obtention et d'un éventuel traitement ultérieur.

#### III.1. Four de dépôt LPCVD

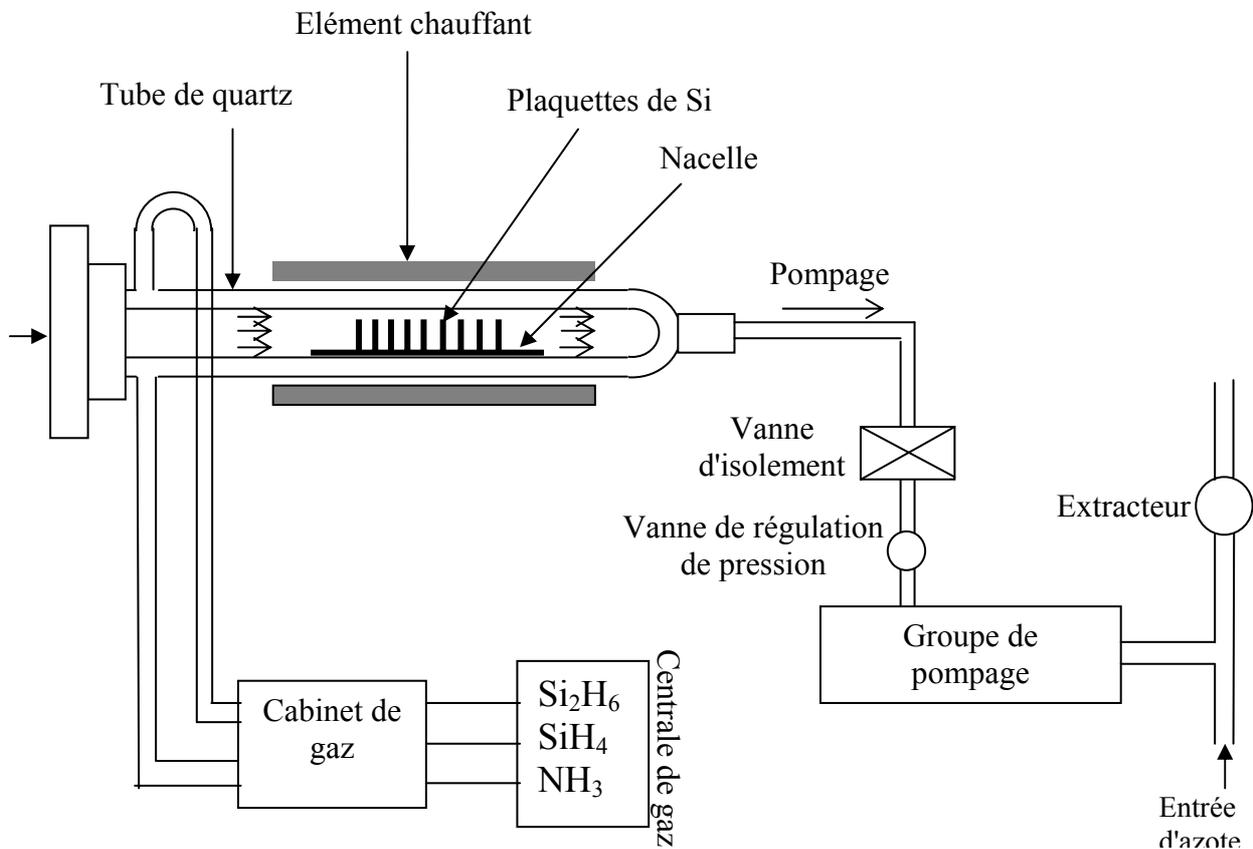
Les dépôts de silicium ont été effectués dans un bâti LPCVD TEMPRESS de la centrale de technologie du LAAS-CNRS. C'est un four horizontal à murs chauds, dimensionné pour des plaquettes 4 pouces, diamètre intérieur du four 135 mm (voir figure II.4) [7].

La régulation en température se fait par un système comportant trois éléments chauffants, assure le maintien d'une température constante à  $\pm 5^\circ\text{C}$  dans une zone de 70 cm au milieu du tube. La mesure de la température se fait avec des thermocouples de type R (Platine/Platine-Rhodium 10%).

Les débits des gaz réactants pouvant être utilisés à savoir le silane ( $\text{SiH}_4$ ), le disilane ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) et l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) (éventuellement) sont contrôlés par des débitmètres massiques

TYLAN, dont la valeur de débit maximum est de 200 sccm. Au cours d'un dépôt, l'évacuation des produits de réaction se fait à l'aide d'un groupe de pompage ROOTS d'Alcatel "RSV250", incluant une pompe primaire. Le débit de pompage est supérieur à 150 m<sup>3</sup>/h pour des pressions entre 0.02 à 7 mbar. La pression dans le tube est réglée automatiquement à l'aide d'une vanne papillon par l'intermédiaire de deux capteurs de type capacitif placés à l'entrée du tube.

Le disilane ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ), utilisé comme nouvelle source gazeuse pour les dépôts de silicium par LPCVD, semble offrir de meilleures potentialités. L'étude entreprise par NAKAZAWA [8] confirme l'amélioration de la cristallisation, de la taille des grains et par conséquent de la mobilité des porteurs apportée par l'utilisation du disilane.



**Fig. II.4. Diagramme schématique du four de dépôt LPCVD**  
[7]

### III.2. Processus de dépôt

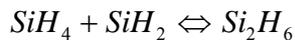
En présence d'une source de chaleur, le silane  $\text{SiH}_4$  ou le disilane  $\text{Si}_2\text{H}_6$  subissent des réactions de pyrolyse avant de se déposer sous forme solide sur les surfaces du substrat. Le mécanisme de dépôt passe par deux phases, qui sont décrites dans ce qui suit [5]:

#### \*Phase homogène

La pyrolyse du silane conduit à la formation du radicale silylène selon l'équation:



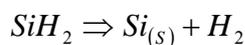
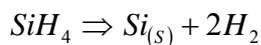
Ce dernier va ensuite réagir avec le silane pour donner du disilane selon la réaction:



Le disilane se pyrolyse selon la même réaction.

#### \* Phase hétérogène

Les dérivés comportant du silicium issu des réactions de pyrolyse en phase homogène réagissent sur les substrats en déposant du silicium solide sur ces derniers à partir du silane et du silylène.



La décomposition directe de  $\text{Si}_2\text{H}_6$ , en  $\text{Si}_i$  est négligé.

Cependant, le contrôle du type de dopage et de la concentration d'impureté, afin de moduler les propriétés électriques en modifiant les concentrations des porteurs est primordial.

### III.3. Avantage et inconvénient du dépôt LPCVD

Un four industriel LPCVD [7] permet de traiter un grand nombre de plaquettes, lors d'un même cycle de dépôt, tout en obtenant des couches de bonne qualité et d'épaisseur uniforme sur toutes les plaquettes, avec une réduction de température et une faible consommation de gaz. Ainsi, la technique LPCVD permet de répondre à la double préoccupation de recherche de la qualité des couches tout en abaissant le coût du procédé en milieu industriel [9]. Car par cette méthode on peut contrôler l'orientation et la structure, avec une bonne adhérence sur les substrats.

L'inconvénient majeur de cette technique est la limitation de température, car certains réacteurs chimiques ont besoin de très hautes températures qui dépassent la température que

doit supporter le substrat. Ce qui risque d'entraîner la détérioration du substrat ou la modification des propriétés physiques du matériau.

#### **IV. Propriétés électriques du silicium polycristallin**

##### **IV.1. Phénomènes de conduction électriques dans les films de silicium polycristallin**

La conduction électrique dans un matériau polycristallin est étroitement liée à sa microstructure, qui se présente comme un assemblage de petits cristaux ou grains séparés les uns des autres par des zones fortement désordonnées appelées joints de grains. Ces zones intergranulaires, présentant de nombreuses liaisons incomplètes, sont en grande partie responsables de la limitation de la conduction dans les films polycristallins [10].

Etant donné que la structure cristalline du grain est généralement assimilée à celle d'un monocristal de silicium, caractérisée par arrangement périodique d'atomes et exempt de défauts, toutes les lois classiques relatives à la conduction dans un semi-conducteur sont applicables à l'intérieur du grain. Néanmoins, de nombreuses études concernant la microstructure de couches minces de silicium polycristallin [11, 12, 13, 14,15] ont montré que la qualité cristalline du grain joue un rôle important sur les propriétés structurales et électroniques de ces dépôts. Un grain peut présenter des sous-joints dus à des réseaux de dislocations ou de macles. Ces défauts étant engendrés lors de la croissance même du film, ils sont forcément liés aux phénomènes de germination et de cristallisation. D'autre part, un très fort dopage des dépôts, dans le cas du bore, peut entraîner, au sein même du grain, l'apparition d'agrégats de nature amorphe et électriquement inactifs [16, 17, 18,19], qui conduisent également à une dégradation de la qualité du grain.

Les deux constatations précédentes montrent bien que les défauts inhérents au grain lui-même peuvent représenter également un facteur limitatif de la conductivité dans les films polycristallins. Il est cependant couramment admis que l'influence du joint de grain reste prépondérante sur les propriétés électriques des polycristaux de silicium. L'action des joints de grains peut répondre à deux modèles différents, abondamment cités dans la littérature [20,21, 22, 23,24].

1. Le modèle de ségrégation des dopants décrit la tendance des atomes dopants à diffuser vers les joints de grains, ce qui a pour effet de dépeupler le grain. Le joint se comporte alors comme un 'puits' vis-à-vis des impuretés, où elles deviennent électriquement inactives

[20,21]. Ce phénomène dépend de la nature du dopant : le phosphore ségrège au joint de grain beaucoup plus que le bore [25, 26].

2. Le modèle de piégeage des porteurs tient compte du grand nombre de défauts présents au niveau des joints de grains, tels que les liaisons pendantes. Ces défauts créent des états pièges capable de capturer les porteurs libres, et par la suite de les immobiliser. Le piégeage de ces porteurs va changer électriquement les états pièges et créer une diminution locale de la densité de porteurs libres. De ce fait, il apparaît une barrière de potentiel de part et d'autre de chaque grain, limitant ainsi le passage des porteurs d'un grain à l'autre [22,24].

#### IV.2. Modèle du joint à l'équilibre thermodynamique

Le modèle associé au caractère isolant du joint de grain tient compte de l'existence d'une barrière électrostatique liée à une distribution de charges de part et d'autre du joint. Les paramètres fondamentaux qui caractérisent une barrière de potentiel aux joints de grains sont :

- La position énergétique du niveau piège par rapport au niveau de fermi.
- Le caractère accepteur ou donneur de ce piège.
- La densité du niveau piège.

Plusieurs auteurs ont décrit le modèle énergétique de la barrière de potentiel [27, 28, 29,30]. La figure (II.5) schématise des niveaux d'énergie dans le joint de grain, et de part et d'autre du joint, pour un matériau de type P [28]. Sur ce diagramme, le niveau de fermi  $E_{Fj}$  de la zone du joint, vu le caractère isolant de ce dernier, est situé près du milieu de la bande interdite. En présence du matériau de part et d'autre, ce niveau  $E_{Fj}$  correspond à l'état d'équilibre entre le joint et les cristallites et caractérise la densité des niveaux qui sont ionisés par suite de la capture des porteurs majoritaires du matériau de type P adjacent. Une charge d'espace s'étend alors dans ce matériau de façon à maintenir la neutralité électrique, et il apparaît une barrière de potentiel  $\phi_{B_0} = E_{Fj} - E_{Fr}$  au niveau du joint de grains.

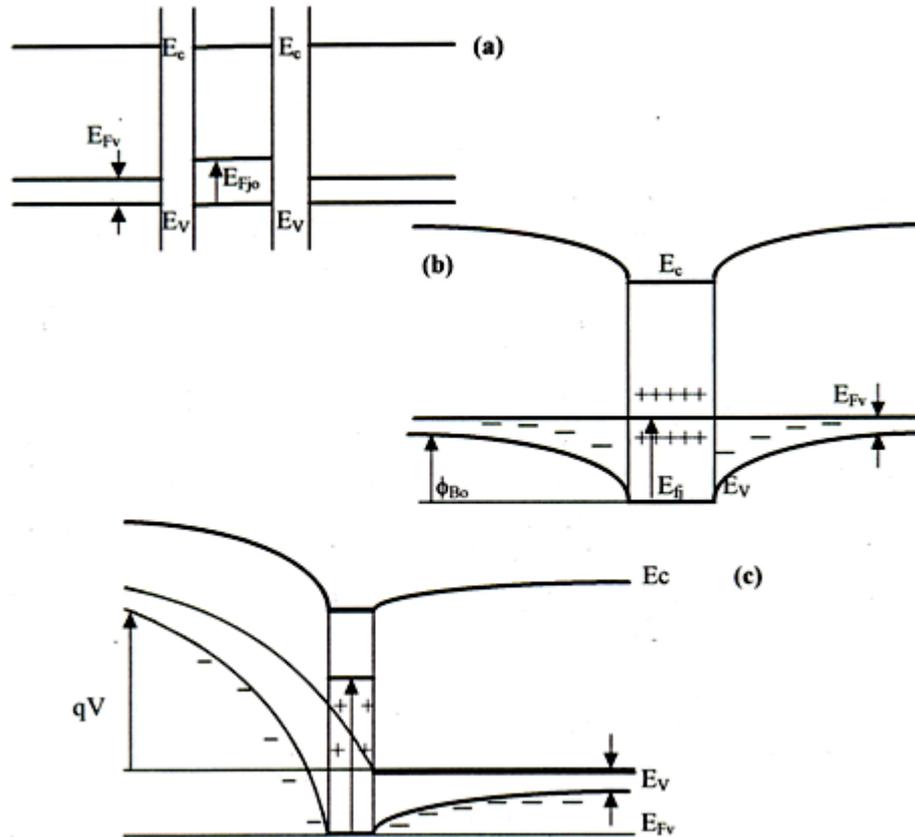


Fig. II.5. Diagramme de bandes énergétiques d'un ensemble grain-joint de grains. Joint isolé du grain (a), adjonction grain-joint (b) et après application d'une tension  $V$  (c) [10].

#### IV.3. Modèle de conduction d'un joint en régime continu

Le modèle du joint de grains est basé sur l'analogie entre la barrière de potentiel  $\phi_{B_0}$  et une barrière de Schottky [31]. Ceci est pris en compte dans le modèle de la double barrière de Schottky [30, 32].

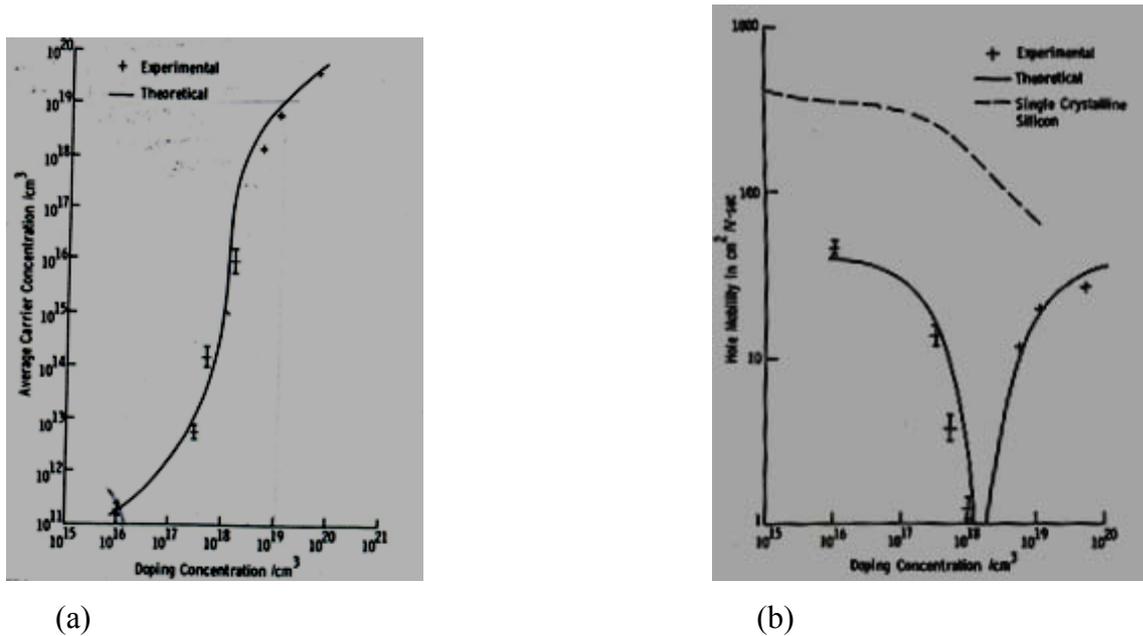
Pour que la conduction soit gouvernée par une double barrière de Schottky symétrique, la polarisation appliquée ne doit pas modifier l'état d'équilibre associé au joint. Dès que la valeur de la tension de polarisation  $V$  n'est plus négligeable devant  $\phi_{B_0}$ , la double barrière de Schottky cesse d'être symétrique, comme il est indiqué sur la figure (II.5.c).

Dans ce modèle, la conduction s'effectue par émission thermoïnique au dessus de la barrière  $\phi_{B_0}$  ou par effet tunnel [33,34], cependant le courant thermoïnique reste prépondérant par rapport au courant tunnel, particulièrement pour les polycristaux fortement dopés ou la barrière est suffisamment faible [22].

#### IV. 4. Concentration en porteurs libres

De nombreux travaux de base relatifs à la concentration des porteurs libres et la mobilité des porteurs dans le silicium polycristallin ont fait l'objet de publications dans les années 1970 [21, 22, 23, 24,25], et sont actuellement souvent cités dans les articles et thèses concernant les propriétés électriques de ce matériau.

Selon ces travaux, les mesures expérimentales de ces deux paramètres montrent que leurs valeurs varient beaucoup selon le type et la structure du silicium polycristallin élaboré, d'une part, et sont nettement différentes de celles du silicium monocristallin. En effet, vu la présence de défauts localisés dans les joints de grains, où le piégeage des porteurs se produit, la concentration des porteurs libres dans le poly-si reste relativement faible jusqu'à des concentrations de dopants de type P de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , puis elle augmente brutalement entre  $10^{18}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , qui correspond à une concentration critique. La mobilité quant à elle, suit une évolution plus complexe, comme indiqué sur la figure (II.6) où on peut constater qu'elle présente un minimum aux valeurs de la concentration dite critique qui correspond à une saturation des pièges présents aux joints de grains [22]. Comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, la mobilité est liée à la hauteur de barrière aux joints de grains, et lorsque les pièges aux joints de grains sont saturés, il est donc normal que la résistivité diminue ainsi que la hauteur de barrière de potentiel. Par conséquent la mobilité des porteurs augmente avec une concentration des dopants supérieure à la concentration critique. Cette dernière dépend de plusieurs paramètres tels que la taille des grains, la nature des atomes dopants, elle est moins importante pour un dopage de type P au bore que pour un dopage de type N au phosphore, car il est bien connu que le bore active la croissance et la germination cristalline dans les dépôts de silicium polycristallin, alors que le phosphore l'inhibe [10].



**Fig.II.6. Concentration des porteurs libres (a), mobilité en fonction de la concentration en atomes dopant pour le silicium polycristallin (b) [22].**

Au vu de cette synthèse, qui montre l'importance du rôle joué par les joints de grains dans la structure polycristalline, il est donc important de signaler les effets néfastes que causent ces zones à défauts dans le fonctionnement des dispositifs. En effet les joints de grains peuvent aussi entraîner une augmentation de la diffusion des dopants dans les composants électronique de type MOS (diffusion néfaste des dopants vers l'oxyde de grille) ou de type bipolaire (diffusion de l'émetteur sur dopé vers la région de base).

Dans le cas de la cellule solaire, les états d'interface aux joints de grains où les dislocations (qui sont des discontinuités dans la structure cristalline) et les liaisons pendantes sont prépondérantes, dominent le courant de court circuit, en agissant par piégeage ou comme centre recombinant [35].

#### IV. 5. Propriétés des porteurs minoritaires dans le polysilicium

Il est important de comprendre le comportement des porteurs minoritaires aux joints de grains dans le silicium polycristallin, car leur phénomène de recombinaison et leur durée de vie influe directement sur la valeur du photocourant, dans la cellule solaire.

#### IV.5.1. Durée de vie des minoritaires

Plusieurs travaux ont été consacrés à la problématique des mécanismes de recombinaison de ces porteurs minoritaires [35, 36,37] dans le but d'améliorer le fonctionnement des dispositifs en couches minces, en développant la dépendance de la durée de vie des porteurs minoritaires en fonction de la concentration de dopant, de la dimension des grains et de la densité des états d'interface aux joints de grains dans le polysilicium [35]. Les travaux de A. K.Ghosh [38] qui portent sur l'effet de la taille des grains sur les propriétés photovoltaïques du polysilicium (durée de vie, longueur de diffusion des minoritaires), montrent que la durée de vie augmente avec la taille des grains, de  $10^{-11}$  s à  $10^{-5}$  s lorsque les grains passent de  $0.01 \mu\text{m}$  à  $10^3 \mu\text{m}$  (figure II.7) et cet auteur mentionne également la relation entre durée de vie et taille des grains d.

$$\tau_{eff} = 5.10^{-6} d \quad [d \text{ en cm, } \tau_{eff} \text{ en secondes}] \quad (\text{II.5})$$

Toujours d'après cet auteur, il est important d'indiquer la relation entre taille des grains et dopage. En effet, il se trouve une linéarité entre dopage et taille des grains et cette dernière diminue quand le dopage du silicium polycristallin augmente.

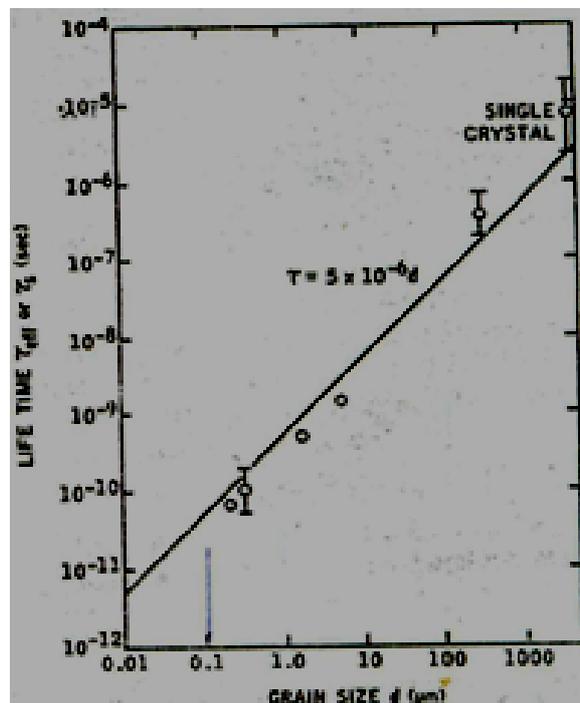


Fig.II.7. Durée de vie en fonction de la taille des grains pour le silicium polycristallin

[38]

**IV.5.2. Vitesse de recombinaison des minoritaires**

La vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires pour une cellule solaire sous éclairement peut être calculée sur la base du courant de recombinaison défini par la relation suivante [39] :

$$j_r = eS_0 p(0) \cong eS_0 p_0 \tag{II.6}$$

Où  $S_0$  est la vitesse de recombinaison en  $x=0$ .

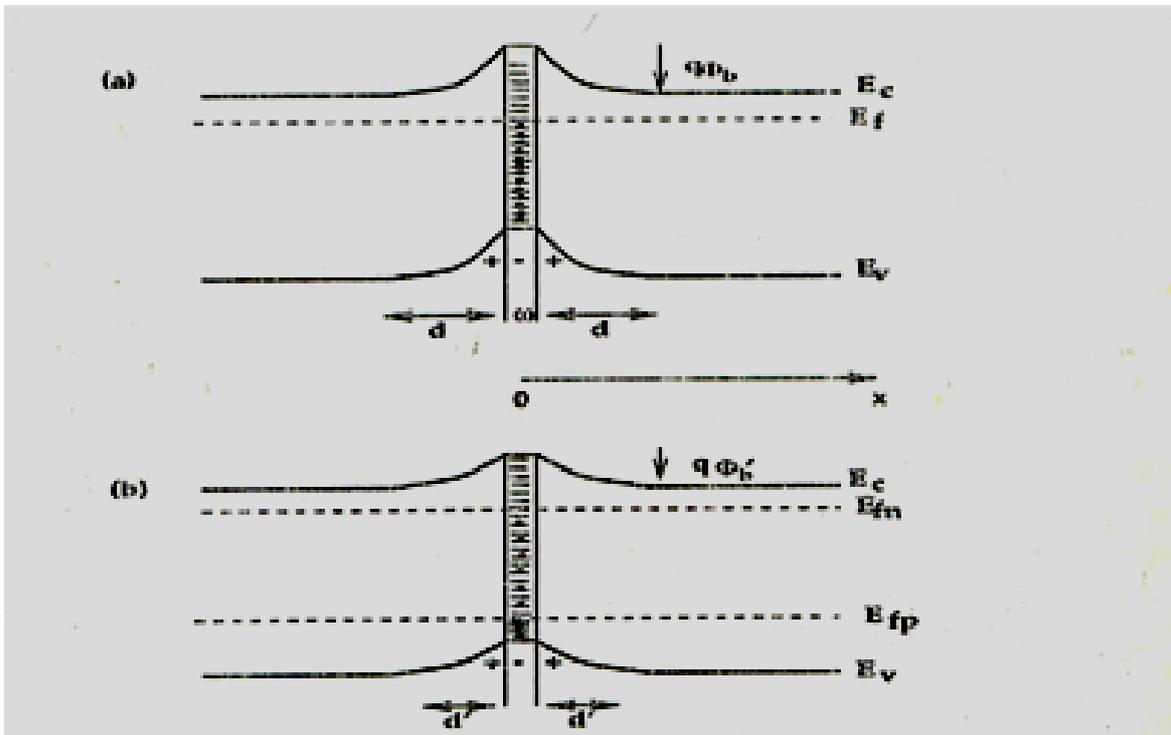
$p(0)$  est la concentration des minoritaires en excès en  $x=0$ .

$P_0$  est la concentration des minoritaires à l'équilibre.

La concentration des minoritaires sous l'effet d'un potentiel  $\phi'_b$  au joint de grain qui crée une zone déplétée peut être donnée analogiquement par la formulation obtenue suite à la diffusion des porteurs à la limite d'une zone de charge d'espace soumise à une barrière de potentiel dans une jonction PN [2] :

$$p(d') = p_0 \exp\left(\frac{e\phi'_b}{KT}\right) \tag{II.7}$$

Comme indiqué sur la figure(II.8) ci-dessous.



**Fig.II.8. Diagramme de bande d'énergie de la région de joint de grain pour un semiconducteur de type n (a) cas en obscurité, (b) sous illumination [5]**

D'où l'expression du courant de recombinaison en fonction de la hauteur de barrière :

$$j_r \cong eS_0 p_0 \exp\left(\frac{e\phi'_b}{KT}\right) \quad (\text{II.8})$$

Nous exploiterons cette relation au chapitre III suivant pour formuler l'expression de la densité de courant aux joints d grains.

Les travaux de Ba et al indiquent que l'ordre de grandeur de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans le polysilicium à applications photovoltaïques varie entre  $10^2$  cm/s et  $10^5$  cm/s, cet auteur montre bien que la densité de photocourant augmente avec la diminution de la vitesse de recombinaison. Les travaux antérieurs de Kazmerski [36] fournissent des ordres de grandeurs de la vitesse de recombinaison similaires, compris entre 10 et  $10^6$  cm/s, et montrent que cette vitesse augmente linéairement en fonction de la barrière de potentiel du joint de grain sous illumination, qui peut varier de 0.05 à 0.2 Volt.

## V. Les constantes optiques dans le silicium polycristallin

Parmi les paramètres optiques les plus influents sur le fonctionnement de la cellule solaire, citons le coefficient de réflexion et le coefficient d'absorption. Ce dernier sera détaillé dans un paragraphe du chapitre III, car il est lié aux phénomènes de génération recombinaison des porteurs.

Concernant le coefficient de réflexion plusieurs méthodes peuvent amener à sa formulation, comme l'ellipsométrie qui donne les indices de réfraction du matériau, et aussi la méthode basée sur l'étude des franges d'interférences en fonction de la longueur d'onde.

Soient  $R$  l'indice de réflexion,  $T_s$  la transmission, et  $n_s$  l'indice de réfraction du substrat, respectivement. La relation entre ces paramètres est donnée par [40].

En effet, dans le cas où l'indice du substrat est inconnu, on peut le calculer en mesurant la transmission en fonction de la longueur d'onde [5] :

$$T_s = \frac{(1-R)^2}{1-R^2} \quad (\text{II.9})$$

Où l'indice de réflexion est calculé par la formule suivante [5] :

$$R = \left[ \frac{(n_s - 1)}{(n_s + 1)} \right]^2 \tag{II.10}$$

L'indice de réfraction peut être facilement calculé à partir de cette équation [5]:

$$n_s = \frac{1}{T_s} + \left( \frac{1}{T_s^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \tag{II.11}$$

Lorsqu'une structure est formée d'un empilement de deux matériaux ayant deux indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , le coefficient de réflexion est donné par la relation [5] :

$$r = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \tag{II.12}$$

## VI. Amélioration de la cellule solaire photovoltaïque

### VI.1. Structure de la cellule solaire basée sur la jonction PIN

Afin d'augmenter les performances d'une cellule solaire à structure PIN à base de silicium polycristallin, des améliorations considérables sur la forme et sur la structure sont réalisées. La structure la plus simple d'une cellule en silicium polycristallin (voir figure II. 9) se compose d'une zone dopée bore, d'une zone intrinsèque et d'une zone dopée phosphore (PIN).

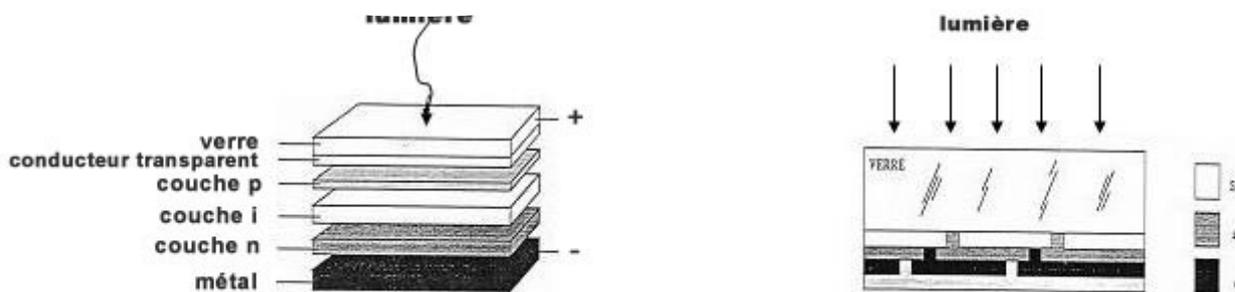


Fig.II.9.Structure PIN [1]

Pour réduire le coefficient de réflexion de la première face éclairée de la cellule, il est préférable de la recouvrir par une couche d'oxyde transparente et conductrice (TCO), ce qui permet son utilisation comme contact électrique en avant de la cellule. Le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) est utilisé pour obtenir une couche anti-reflet [41]. La recombinaison à la surface peut être un facteur contrôlant le court-circuit, et par conséquent l'efficacité de la cellule solaire. Pour une cellule solaire à couche mince efficace, il est essentiel que la passivation empêche les pertes des porteurs par recombinaison aux surfaces externes et internes [42]. Un nettoyage de surface approprié, suivi d'une oxydation doit être suffisant pour réduire considérablement l'effet de la vitesse de recombinaison. Une autre approche peut être par exemple de créer un profil de dopage, causant un champ électrique interne qui s'oppose au mouvement des porteurs minoritaires vers la surface [43]. Une autre méthode de passivation de surface des cellules solaires est de les exposer à une hydrogénation par plasma [42]. Une telle passivation réduit la concentration des niveaux profonds dans la base de la cellule, ceci résulte en une nette diminution du courant de fuite en polarisation. Il est essentiel de réduire la fraction de lumière réfléchi par la cellule solaire. Pour cela, deux techniques sont souvent utilisées, la première est liée à la texturation de surface [44], qui doit produire une diminution de la réflectivité à la surface. La deuxième méthode utilise une couche supérieure anti-réfléchissante.

Les cellules à couche mince sont généralement à base de matériau amorphe ou polycristallin. La nature du matériau polycristallin introduit des surfaces internes à cause de la forme des joints de grains. Ces joints de grains peuvent dégrader le courant de génération, la tension et la stabilité de la cellule (effet Staebler-Wronski) [45].

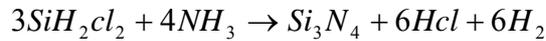
L'élimination ou l'amélioration de ces défauts a été le principal défi pour la réussite des matériaux photovoltaïques à couche mince et ceci par la diminution de la vitesse de recombinaison en surface au joint de grain [5].

## **VI.2. Amélioration par passivation frontale**

La passivation des défauts en surface et en volume reste critique pour améliorer le rendement des cellules solaires au silicium polycristallin. Il existe plusieurs techniques telles que la passivation des liaisons pendantes à la surface par la croissance d'un oxyde thermique. Cependant, la réalisation des structures nécessite un passivant avec de bonnes propriétés électriques d'interface, une bonne uniformité et une faible densité de pièges.

Les couches minces de nitrure ont un intérêt particulier pour la technologie des microsystemes. Un des processus généralement utilisé dans ce domaine est le dépôt en

phase vapeur à basse pression (LPCVD) à partir d'un mélange de gaz de dichlorosilane (DCS),  $\text{SiH}_2\text{Cl}_2$  et d'ammoniaque  $\text{NH}_3$  aux températures entre 700 °C et 900 °C [46], l'utilisation de basses pressions (1 mTorr) a généralement comme conséquence une excellente uniformité d'épaisseur de film. La réaction chimique du nitrure de silicium stœchiométrique peut s'écrire de la manière suivante [46] :



Le nitrure de silicium est employé comme couche de passivation ou comme masque pour l'oxydation sélective du silicium, utilisant un excès d'ammoniaque. Il est essentiel que la passivation empêche les pertes des porteurs par recombinaison aux surfaces externes et internes.

La passivation par dépôt d'une couche de nitrure de silicium de  $\text{SiN}_x$  obtenu par PECVD 'dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma', sur la couche avant de la cellule, permet de réduire le coefficient de réflexion de la structure ainsi que la vitesse de recombinaison en surface de la couche frontale comme le décrit K.Coates [47]. Connaissant l'influence du rapport des débits gazeux  $R = \Phi(\text{NH}_3) / \Phi(\text{SiH}_4)$  sur l'indice de réfraction mesuré par ellipsométrie, et par conséquent sur l'indice de réflexion de la structure, il est possible d'étudier l'effet du rapport des débits de gaz de la couche de nitrure sur le rendement, ce qui sera présenté au chapitre IV donnant les résultats.

### VI.3. Amélioration par passivation arrière

La surface arrière de la cellule contribue de façon importante à l'efficacité du dispositif du fait que les exigences en termes de réflexion de la lumière et de passivation de surface augmentent lorsque l'épaisseur diminue. Actuellement la structure standard des cellules industrielles est constituée d'un champ répulsif arrière réalisé par la cuisson à haute température d'une couche épaisse d'aluminium déposée par sérigraphie [48]. Cette idée consiste à faire déposer sur la couche arrière ( $\text{P}^+$  ou  $\text{N}^+$ ) une couche d'aluminium diffusé, pour créer un champ électrique à l'arrière de la cellule (structure BSF). Ce champ empêche les porteurs minoritaires, (électrons dans la couche P et les trous dans la couche N), d'arriver à la surface où ils se recombinent. De plus l'aluminium lors de sa cuisson crée de fortes contraintes induisant une courbure des plaques. Pour ces raisons, la future génération de cellules photovoltaïques utilisera une technologie connue dans les cellules à haut rendement; la passivation de la face arrière par des couches diélectriques 'Oxyde thermique' et la structure empilée 'Oxyde mince/ $\text{SiN}_x$ / $\text{SiO}_x$ '. Ces couches arrière de passivation permettent de

réfléchir les photons vers l'intérieur de la cellule, prolongeant ainsi leur trajet dans le matériau, ce qui favorise leur absorption. Tout en diminuant la vitesse de recombinaison en surface de la base. La réflectivité interne devrait être la plus haute possible pour permettre un bon piégeage des photons.

## VII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le dépôt LPCVD, adapté aux couches minces de silicium polycristallin et sa structure cristalline, présence de joints de grains dans le silicium polycristallin. Ainsi, nous avons défini les propriétés électriques des couches minces de silicium polycristallin. La passivation frontale et arrière des cellules solaires à base de silicium polycristallin met en évidence l'importance du choix de la couche nitrure de silicium comme un bon passivant.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE II

- [1] R. Legros, “ Les semiconducteurs, physique des semiconducteurs technologie-Diodes”, Edition Eynolles, paris, 1974.
- [2] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”, Edition Masson, Paris, 1990
- [3] A. Benmir, ‘Modélisation d’une cellule solaire en couche mince de structure pin à base de silicium amorphe hydrogéné (a-Si : H)’, Thèse de magistère, Département de physique, Centre Universitaire de Ouargla, 2000.
- [4] H. Bouridah, ‘Etude des propriétés de couches minces de silicium dopé azote obtenues par LPCVD et implantées au bore pour grille polysilicium de transistors MOS’, Thèse de Doctorat En Sciences, Département d’électronique, université de Constantine, 2005.
- [5] Y. Laghla, ‘Elaboration et caractérisation de couches minces de silicium polycristallin déposées par LPCVD pour application photovoltaïque’, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, N° 3038(1998).
- [6] V-Diep. Bui, ‘Conception et modélisation de transistors TFTs en silicium microcristallin pour des écrans AMOLED’, Thèse de Doctorat, Ecole polytechnique, spécialité Electronique grande surface, France 2006.
- [7] E. Couderc, ‘Etude de dépôts de silicium dopé azote  $\text{SiN}_x$  obtenus par LPCVD à partir du mélange  $\text{Si}_2\text{H}_6/\text{NH}_3$ ’, Rapport de stage effectué au LAAS du CNRS -Toulouse. Année 1998-1999.
- [8] K. Nakazawa, J. Appl. Phys. 69 (3), 1 Février (1991), p. 1703.
- [9] M. Guendouz, ‘Cristallisation thermique en phase solide du silicium amorphe, déposé par LPCVD : effet du substrat’. Thèse de Doctorat rennes I- France 7 décembre (1990).

- [10] F. Mansour, 'Propriétés électriques et technologiques de films de silicium LPCVD fortement dopés bore', Thèse de Doctorat d'Etat, Département d'Electronique, Université de Constantine, 1996.
- [11] G. Harbecke, L. Krausbauer, E .F. Steigmeir, A. E. Widmer, Appl. Phys. Lett.(1983), 42, 249.
- [12] G.Harbecke, L.Krausbauer, E.F.Steigmeir, A.E.Widmer, J.Electrochem. Soc.(1982), 129, 8, 1791.
- [13] D.Bielle-Daspet, F. Mansour-Bahloul, A. Martinez, G. Pierragi, M. David, B. de Mauduit, A. Oustry, R. Carles, G. Landa, F. Ajustron, A. Mazel, P. Riboulet, Thin Solid Films, 1987,150,69-82.
- [14] E. Campo, Procédés thermiques rapides RTAO, 'Application à la réalisation de transistors à films minces de silicium déposés à partir de disilane', Thèse de Doctorat de L'INSA Toulouse, France (1996).
- [15] D. Bielle-Daspet, E. Scheid, C. Azzaro, B. De Mauduit, B. Pieraggi, Thin solid films (1991), 204,33-48.
- [16] T. Makino, H. Nakamura, Solid-State Electronics, (1981),34,49-55.
- [17] A. Armigliato, D. Nobili, P. Ostojia, M. Servidori and S. Solmi, J.Electrochem. Soc.Inc, (1977), 638-647.
- [18] E. Arai, H. Nakamura, and Y. Terunuma, J.Electrochem .Soc, (1973), 120,980.
- [19] S. Nakayama, L. Kawashima and J. Murota, J.Electrochem.Soc,(1986),133,1721-4.
- [20] E. Munoz, L. M. Boix, J. Liabres, J. P. Monico, J.Piqueras, Solid State Electron. (1974), 174, 39.
- [21] A. L Fripp, .J.Appl.Phys. (1975), 46, 1240.

- [22] J. Y. W. Seto, J.Appl.Phys. Vol46, No.12, (1975), pp5247-5253.
- [23] T. I.Kamins, J.Appl.Phys.(1971),42,4357.
- [24] G. Baccarani, B. Ricco, G. Spadini, J.Appl.Phys.(1978),49,5565.
- [25] L. Mei, M. Rivier, Y .K wark, R. W. Dutton, J.Electrochem.Soc, (1982),129,8,1791.
- [26] M. Mandurah, K. C. Saraswat, C. R. Helms, T. I. Kamins, J. Appl. Phys. (1980), 11, 5755-63.
- [27] C. H. Seager, T. G. Castner, J.Appl.Phys.(1978), 49, 3879-89.
- [28] G. E. Pike, C. H. Seager, J.Appl.Phys. (1978), 49, 3414-22.
- [29] W. E. Taylor, N. H. Odell, Phys.Rev.(1952),88,867.
- [30] J. D. Levine, Rev.Solid State Sc. (1975),5,597.
- [31] M. Roux, 'Qualité électrique et propriétés électronique de matériaux de silicium étudiées par les méthodes à laser pulsé', Thèse de Docteur Ingénieur (1981), Université de Paris SUD-France.
- [32] M. L. Tarng, J.Appl.Phys. (1978),49,4069.
- [33] D. J. Thomson, H. C. Card, J.Appl.Phys.(1978),54,1983.
- [34] C. H. Seager, G. E. Pike, D. S. Ginley, Phys.Rev.Lett (1979),43,7.
- [35] H.C. Card and E.S. Yang, IEEE Trans. On electron. Devices, ED-24, 35 (1977) 397.
- [36] L. L. Kazmerski, Solid-State Electron. 21 (1978)1545.
- [37] L. M. Fraas, J.Appl.Phys, 49(1978)871.

- [38] A. K. Ghosh, C. Fishman, and T.Feng, J.Appl.Phys. Vol.51, No.1, January 1980.
- [39] S. M. Sze, Physics of semiconductor Devices, Wiley, New York, 1969.
- [40] D. E. Aspnes, Thin solid film, vol.89, (1982), pp249-262.
- [41] D. E. Carlson, C. Y. Wronski, Appl.Phys.Lett. 28(11), (1976), p 671.
- [42] B. Chatterjee, S.A. Ringel, and R. Hoffman, jr.25<sup>th</sup> IEEE, PVCS,Washington, D.C.96(1996)179.
- [43] H.J. Hovel, "Semiconducteur and semimetals", Vol.11, Sola Cells.Academ.Press, New York, 1975.
- [44] R. B. Bergmann, R. Brendel, M. Wolf, P. Lolgen, and J.H.Werner; IEEE, PVCS,Washington, D. C. 96(1996).
- [45] D. L. Stae, C. R. Wronski, Appl.Phys.Lett, 31.(1977)292.
- [46] J. G. E. Gardeniers and H. A. C. Tilmans J.Vac.Sci.Technol.A.14 (5), Sep/Oct 1996.
- [47] K. Coates, S. Morrison, S. Narayanan, Proceeding of 16<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy conference, Glasgow, 2000, p 1279.
- [48] O. Schultz, M. Hofmann, S. W. Glunz, G. P. Wileke, Fraunhfer institute for Solar energy systems, Freiburg, D-79110. 31<sup>st</sup> IEEE, PVSC Orlando, Florida 2005.

**MODELISATION DE LA  
CELLULE SOLAIRE A BASE DE  
SILICIUM POLYCRISTALLIN**

## MODELISATION DE LA CELLULE SOLAIRE A BASE DE SILICIUM POLYCRISTALLIN

### I. Introduction

Le modèle théorique d'une structure de cellule solaire nous permet de mettre en évidence la relation entre les caractéristiques du dispositif, les propriétés du matériau et la structure de la cellule. Afin d'essayer d'expliquer et de comprendre le phénomène de conduction électrique dans une cellule solaire à base de silicium polycristallin, plusieurs modèles ont été établis, notamment les solutions numériques ayant trait à la résolution du comportement d'une structure PIN [1, 2]. Notre modèle donne une description numérique et analytique d'une cellule solaire de structure P-I-N. Dans ce travail de modélisation, nous nous sommes inspirés de travaux issus d'une recherche bibliographique pour présenter les formules théoriques nécessaires à notre modélisation concernant le calcul des densités de courant de la jonction PIN [3, 4,5].

### II. Les paramètres physiques nécessaires à la modélisation

L'analyse des phénomènes qui interviennent pendant le transport des charges dans les différentes parties de la cellule, s'effectue en définissant tous les paramètres nécessaires au calcul numérique des expressions du photocourant, puis à leur simulation.

La formulation de ces paramètres, tels que le coefficient d'absorption, repose sur des bases théoriques issues de la bibliographie [6, 7, 8]. La formulation du taux de génération sera également donnée dans ce paragraphe, car il intervient dans le calcul du photocourant, ainsi que l'expression du champ électrique que nous rappellerons.

#### II.1. Coefficient d'absorption

La formulation du coefficient d'absorption nous a été inspirée par les travaux effectués sur la cellule solaire réalisée à base de silicium amorphe [4]. En effet, nous avons estimé que la particularité de la cellule envisagée dans ce travail met en jeu du silicium multicristallin, riche en défauts, de part la présence d'une forte densité de joints de grains. De ce fait nous avons supposé que l'effet de ces zones amorphes peut être prépondérant dans les phénomènes

d'absorption. Nous avons trouvé dans certains articles de base les propriétés de l'absorption dans le silicium qui présente une structure de bandes caractérisée par des queues de bandes [6, 7].

M.A.Hassan [7], a étudié les phénomènes d'absorption optique dans les matériaux à désordre, et a tracé l'allure du spectre d'absorption optique pour différentes catégories de films quasi-amorphe. D'autres auteurs [8] indiquent aussi que pour les matériaux à transition indirecte, le coefficient d'absorption prend la forme suggérée par Tauc et al [9], qui caractérise l'absorption fondamentale et reste valable pour les états étendus ou profonds.

$$\alpha(\omega) = \frac{B(\hbar\omega - E_g)^2}{\hbar\omega} \quad \text{Où } E_g \text{ est le gap optique et } \omega \text{ est la pulsation de la radiation incidente}$$

ou

$$\alpha(E) = \frac{B(E - E_g)^2}{E} = \alpha_{Tauc}$$

Nous pouvons préciser qu'une forme plus générale du coefficient d'absorption est issue de la théorie de Davis et Mott [10] qui suggèrent que  $\alpha(\omega)$  prend la forme :

$$\alpha(\omega) = \frac{B(\hbar\omega - E_g)^n}{\hbar\omega} \quad \text{Où } B \text{ est une constante tabulée dans la littérature [8], } n \text{ est un exposant}$$

qui peut prendre les valeurs de  $\frac{1}{2}$  ou  $\frac{3}{2}$  selon le type de transition optique dans le matériau. La

valeur  $n = 2$  est recommandée pour différents types de matériaux amorphes à gap indirect, car elle permet d'obtenir un bon fittage des spectres expérimentaux d'absorption optique [8].

Toujours d'après Hassan [7], l'absorption fondamentale dans les semiconducteurs amorphes dans la région de faible absorption, obéit à la loi empirique d'Urbach [11] qui est de la forme :

$$\alpha(\omega) = C \exp\left(\frac{\hbar\omega}{E_u}\right) \quad \text{Où } C \text{ est un facteur pré-exponentiel constant, } E_u \text{ représente l'énergie}$$

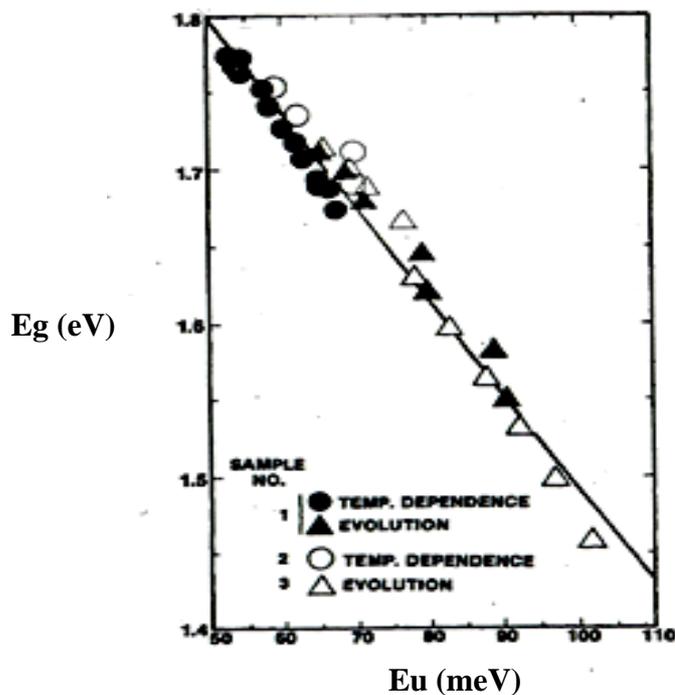
d'Urbach qui est la largeur des états d'énergies localisés dans le gap ou queues de bandes. Cette énergie dépend du désordre dans le matériau, sa valeur est liée à l'état structural et cristallin du matériau, et dépend de la présence de défauts.

Suite à cette synthèse bibliographique sur les phénomènes d'absorption dans les semiconducteurs à désordre et à transition indirecte, les résultats issus de cette recherche peuvent être appliqués au cas du silicium multicristallin qui est considéré comme un matériau

mélange d'une phase cristalline et d'une phase amorphe ou les états de queues de bandes jouent un rôle non négligeable dans l'absorption.

Tenant compte de ces considérations, nous avons donc identifié deux domaines : le domaine d'énergie relatif à l'absorption dans les états profonds ou étendus, qui est typiquement l'absorption fondamentale, gouvernée par la loi de Tauc [9], et le domaine d'énergie relatif à l'absorption due aux états de queues de bandes, gouvernée par la relation d'Urbach. Ces deux domaines sont séparés par l'énergie  $E_c$  qui est une énergie de coupure, correspondant à  $\lambda_c$ , longueur d'onde de coupure, comme explicité dans les travaux de Cody [6], qui précise la valeur de  $E_c = 2.2$  eV.

Dans son article, Cody [6] exploite la formulation de Wiley et al [12] du coefficient  $\alpha(E,T)$  donnée précédemment et montre que l'énergie d'Urbach  $E_u$  et le gap optique  $E_g$  sont reliés par une loi linéaire, comme indiqué sur la figure III.1 ci-dessous.



**Fig.III.1.** Variation du gap optique avec l'énergie d'Urbach

Ce tracé linéaire nous a permis d'obtenir l'équation de la droite  $E_u = f(E_g)$ , ce qui va nous permettre d'obtenir, pour l'étude de la simulation qui sera traitée plus loin, les valeurs de l'énergie d'Urbach selon le gap optique choisi pour notre matériau.

Pour revenir à la formulation d'Urbach du coefficient d'absorption donnée par :

$$\alpha(E, T) = \alpha_0 \exp\left(\frac{E - E_c}{E_U}\right) = \alpha_{Urbach}$$

Précisons que le facteur pré exponentiel  $\alpha_0$  est obtenu par la condition de continuité entre  $\alpha_{Tauc}$  et  $\alpha_{Urbach}$  à la valeur  $E = E_c$  qui est l'énergie de coupure séparant les deux domaines [4].

Ainsi le coefficient d'absorption prend la forme suivante selon (voir aussi chapitre 2) [10, 4] :

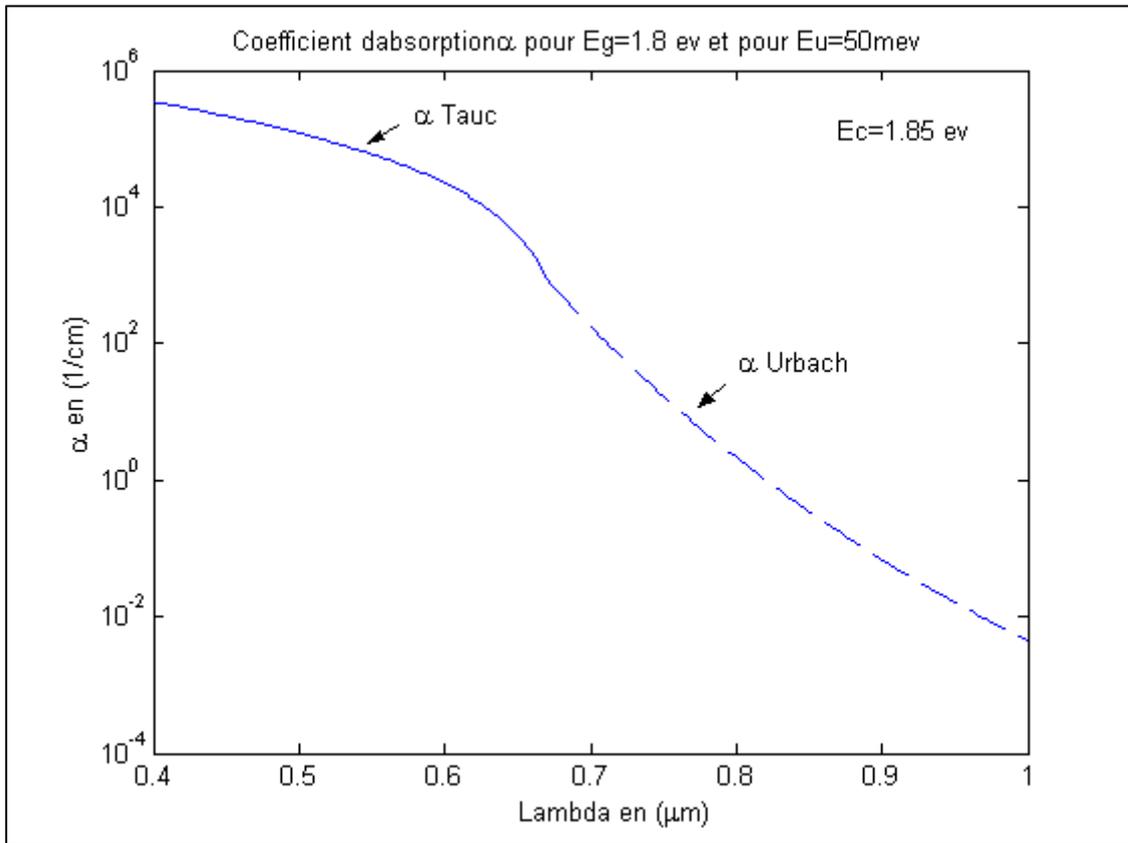
$$\alpha(\lambda) = \begin{cases} \alpha_1(\lambda) = \frac{\beta^2}{E} (E - E_g)^2 \text{ pour } E_0 \leq E \leq E_{\max}; \lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_c \\ \alpha_2(\lambda) = \alpha_0 e^{\frac{E - E_0}{E_u}} \text{ pour } E_{\min} \leq E \leq E_0; \lambda_c \leq \lambda \leq \lambda_{\max} \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

Où  $E$  est l'énergie (eV),  $\lambda$  la longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ ),  $E_g$  le gap optique (eV).

Nous constatons dans cette formulation que le coefficient d'absorption  $\alpha(\lambda)$  obéit à deux lois différentes selon deux domaines de longueurs d'onde allant de  $\lambda_{\min}$  à  $\lambda_{\max}$  et séparés par une valeur  $\lambda_c$  appelée longueur d'onde de coupure.

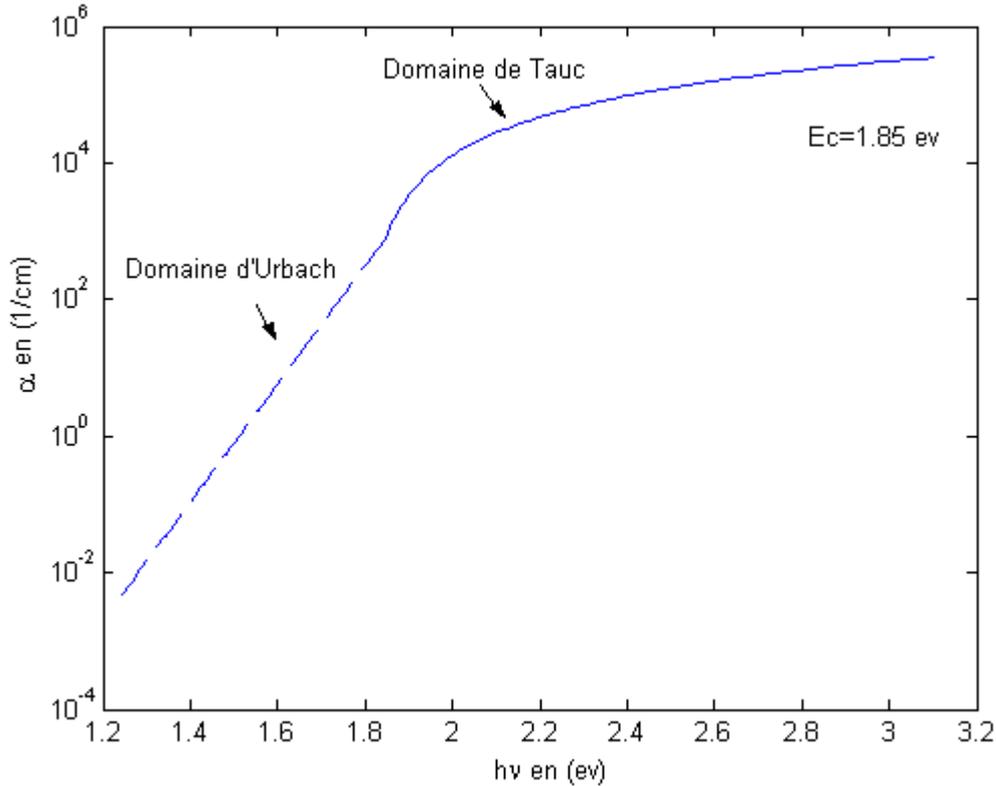
Dans la formule (III.1), les autres paramètres qui interviennent sont  $E_u$ ,  $\alpha_0$  et  $B$ , qui représentent respectivement, l'énergie caractéristique d'Urbach (elle dépend linéairement du gap optique  $E_g$ ), le coefficient d'absorption issu de la condition de continuité ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ), et un paramètre de valeur constante ( $B = 690 \text{ (eV.cm)}^{-1/2}$ ) [4].

Nous avons tracé l'évolution du coefficient d'absorption  $\alpha(\lambda)$  dans les deux domaines, ce qui est représenté sur la figure III.2 (a), où sont indiqués les valeurs de  $\lambda_c$  et  $\alpha_0$ , pour cette courbe, nous avons pris  $E_g = 1.8 \text{ eV}$ .



**Fig.III.2 (a).Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde**

D'après la figure III.2 (a), le tracé du coefficient d'absorption pour les deux domaines, d'Urbach et de Tauc montrent une continuité de la courbe, lorsque l'absorption gouvernée par la loi de Tauc agit aux faibles longueurs d'onde, alors que l'absorption donnée par la formulation d'Urbach est dominante aux grandes longueurs d'onde, comme le prévoit la théorie. Le seuil de longueur d'onde indiqué sur la figure est significatif d'une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  correspondant à une énergie de coupure  $E_c$ . Les tracés de cette figure ont été obtenus avec la valeur du gap optique  $E_g=1.8$  eV et des valeurs optimales de  $B$  pouvant aller de 700, 800 ou 900  $(\text{eV}\cdot\text{cm})^{-1/2}$ .



**Fig.III.2 (b). Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie**

La valeur de  $E_c$  montre une bonne continuité de  $\alpha_{Urbach}$  et  $\alpha_{Tauc}$  est de 1.85 eV, ce qui confirme que l'énergie de coupure séparant les domaines d'Urbach et Tauc correspond bien au gap optique du matériau  $E_g$ .

Le calcul de l'énergie d'Urbach, qui représente la longueur des queues de bandes, a été obtenu d'après la relation linéaire [6] reliant  $E_u$  et  $E_g$  (figure III.1).

Les résultats ont fourni la relation suivante :

$$E_u = -0.1 E_g + 0.23$$

Avec la valeur  $E_g = 1.8$  eV du gap optique, on obtient  $E_u = 50$  meV.

## II.2. Taux de génération

Un paramètre important à considérer pour la modélisation, car il intervient dans l'équation de continuité des porteurs minoritaires est le taux de génération des porteurs. Il dépend du coefficient d'absorption  $\alpha(\lambda)$  par la relation [13]:

$$g(\lambda, x) = \phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x} \quad (\text{III.2})$$

Il est important aussi de signaler que, comme nous l'avons décrit au chapitre II précédant, la cellule étudiée présente une couche de passivation arrière. En prenant en compte l'effet de cette couche, le taux de génération est donné par la somme suivante, où intervient la réflectivité interne  $R_r$ , qui peut être aussi appelé réflectivité de retour (due à la couche arrière de passivation) :

$$g(\lambda, x) = \alpha(\lambda) \phi_0(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x} + \alpha(\lambda) \phi_0(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha L} R_r e^{\alpha(L-x)}$$

$$g(\lambda, x) = \phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x} (1 + R_r(\lambda)) \quad (\text{III.3})$$

Avec  $R_r(\lambda)$  la réflectivité, et L l'épaisseur totale de la cellule.

Dans notre modèle nous supposons que l'effet de la réflectivité interne, est pris en compte dans la couche intrinsèque I puisque elle est considérée comme couche absorbante.

### II.3. Expression du champ électrique

Dans ce paragraphe, nous rappellerons les résultats obtenus au chapitre I à partir du calcul du champ électrique dans les trois régions P,I,N de la cellule étudiées avec les notations  $E_p(x), E_i(x), E_n(x)$  qui représente respectivement le champ dans les régions P, intrinsèque I et N.

$$E(x) = \begin{cases} E_p(x) = \frac{-ep_i}{\varepsilon} (x - x_{in}) \\ E_i(x) = \frac{-en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in}) = \text{cons} \tan te \\ E_n(x) = \frac{en_i}{\varepsilon} (x - x_{ip}) \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Les trois relations données ci-dessus vont intervenir dans les expressions des densités de courants dans les trois régions de la cellule solaire, ce qui va être détaillé dans ce qui suit.

### III. Densités de courant des porteurs minoritaires (photocourant généré)

Dans ce qui a précédé, les expressions du champ électrique dans les différentes régions de la cellule ont été établies. Sur cette base, nous calculerons dans ce qui suit, les densités de courant des porteurs minoritaires dans ces mêmes régions.

#### III.1. Equation de continuité des électrons dans la région P

Les équations de continuité décrivent les variations temporelles des concentrations des porteurs. Ces variations des concentrations des trous ou des électrons sont à lier aux générations dues aux agents externes, aux générations et aux recombinaisons internes, ainsi qu'aux phénomènes de transport.

##### III.1.1. Expression de l'équation de continuité dans la région P $0 \leq x \leq x_p$

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la région P s'écrit [3] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n - n\mu_n \frac{\partial E_p}{\partial x} - \mu_n E_p \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (\text{III.5})$$

Où  $E_p(x)$  est le champ électrique dans cette région, il est donné par :

$$E_p(x) = \frac{-ep_i}{\varepsilon} (x - x_{in})$$

$g_n$  est le taux de génération des paires électron-trou par des agents externes.

$r_n$  est le taux de recombinaison interne des électrons, il est de la forme :

$$r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Où  $\Delta n = n - n_0$  est la concentration des électrons en excès et  $n_0 = \frac{n_i^2}{N_a}$  est la concentration

des électrons à l'équilibre.

En régime permanent, c'est-à-dire lorsque  $n(x)$ , le nombre d'électrons, est constant, alors :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

De ce fait, la relation précédente devient :

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - n \mu_n \frac{\partial E_p}{\partial x} + \mu_n E_p \frac{\partial n}{\partial x} + g_n(\lambda, x) - \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0 \quad (\text{III.6})$$

De plus,

$$\frac{\partial E_p}{\partial x} = -\frac{e p_i}{\varepsilon} = -\frac{e n_i}{\varepsilon}$$

Sachant que

$$g_n(\lambda, x) = \phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x}$$

$$\text{et } D_n \tau_n = L_n^2$$

On obtient finalement, en remplaçant par leurs expressions respectives, le champ  $E_p(x)$ , sa dérivée et  $g_n(\lambda, x)$ , la relation donnant l'équation de continuité sous forme d'une équation différentielle de deuxième ordre à coefficients variables avec second membre qui dépend de  $x$  :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - A_1(x) \frac{\partial n}{\partial x} - B_1 n = K_1(x) \quad (\text{III.7})$$

Avec :

$$A_1(x) = -\frac{\mu_n}{D_n} \cdot \frac{e p_i}{\varepsilon} (x_{in} - x) ; B_1 = \frac{\mu_n \cdot e \cdot p_i}{D_n \cdot \varepsilon} + \frac{1}{L_n^2} ; K_1(x) = -\frac{\phi_0 \cdot \alpha (1 - R) e^{-\alpha x}}{D_n} - \frac{n_i^2}{L_n^2 \cdot N_a}$$

### III.1.2. Résolution numérique de l'équation et formulation de la densité de courant dans la région P

La concentration des porteurs minoritaires  $n(x)$  est déterminée numériquement [14, 15] en discrétisant la région P représentée par l'intervalle  $[0, x_p]$ . Celui-ci est découpé en  $k+1$

intervalles de longueur  $\hbar$ , telle que  $\hbar = \frac{b-a}{k+1}$ . Aussi, les valeurs de  $x_i$  auront pour expression

$$x_i = a + i\hbar \text{ pour } i=1, 2, \dots, k \text{ avec } x_0 = 0 \text{ et } x_{k+1} = x_p. \text{ On notera } n(x_i) = n_i, n'(x_i) = n'_i \text{ et}$$

$$n''(x_i) = n''_i \text{ pour } i=0, \dots, k+1 \text{ où } n'' = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \text{ et } n' = \frac{\partial n}{\partial x}.$$

De ce fait, l'équation de la continuité se réduit à la forme suivante :

$$n'' - A_1(x)n' - B_1 n = k_1(x) \quad (\text{III.8})$$



Pour le calcul de la concentration des porteurs minoritaires, on fait appel tout d'abord à deux conditions aux limites :

La continuité de la densité de courant à la surface en  $x = 0$ , caractérisé par la vitesse de recombinaison en surface,  $S_n$  [5, 4] :

$$S_n \Delta n = D_n \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{III.12})$$

La continuité de la densité des porteurs minoritaire en  $x = x_p$  [4]

$$n = n_0 = \frac{n_i^2}{N_a} \left. \right|_{x=x_p} \quad (\text{III.13})$$

L'application de la première condition à la limite donne:

$$n(0) = n_0 = \frac{1}{1 + \frac{\hbar S_n}{D_n}} n_1 + \frac{n_i^2}{N_a \left( 1 + \frac{D_n}{\hbar S_n} \right)} = \alpha \quad (\text{III.14})$$

Et ceci en utilisant :

$$\Delta n(x) \Big|_{x=0} = n_0 - \frac{n_i^2}{N_a} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{n_1 - n_0}{h}$$

Cette discrétisation mène au changement de  $a_{1,1}$  et  $k_1$  qui deviennent :

$$a_{1,1} = -(4 + 2\hbar^2 B_1) + \frac{2 + \hbar A_1(x_1)}{1 + \frac{\hbar S_n}{D_n}} \quad \text{et} \quad k_1 = 2 \hbar^2 K_1(x_1) - \frac{[2 + \hbar A_1(x_1)] n_i^2}{N_a \left( 1 + \frac{D_n}{\hbar S_n} \right)}$$

Notons que la matrice  $M$  est tridiagonale. Pour sa résolution, nous nous sommes inspirés de méthodes de calcul citées dans des travaux portant sur la modélisation de phénomènes dans les semiconducteurs [4,16]. Il est donc possible, moyennant des techniques numériques classiques, de déterminer les valeurs de  $n(x)$  aux points  $\{x_i\}$ , soit par le double balayage de Cholevsky, soit par la méthode de Thomas [15]. Cette dernière, cas particulier de la méthode de Gauss, permet de déterminer les valeurs  $\{n_i\}$  [14]. Cet algorithme consiste à exprimer  $n_1$  en fonction de  $n_2$ , à partir de la première équation. Ce qui donne :

$$a_{1,1}n_1 + a_{1,2}n_2 = k_1 \Rightarrow n_1 = \frac{k_1 - a_{1,2}n_2}{a_{1,1}}$$

En posant :

$$b_1 = \frac{k_1}{a_{1,1}} \text{ et } c_1 = \frac{a_{1,2}}{a_{1,1}}$$

Alors l'équation précédente devient :

$$n_1 = b_1 - c_1 n_2$$

La seconde équation du système s'écrit :

$$a_{2,1}n_1 + a_{2,2}n_2 + a_{2,3}n_3 = k_2$$

En remplaçant  $n_1$  par sa valeur, on obtient :

$$a_{2,1}(b_1 - c_1 n_2) + a_{2,2}n_2 + a_{2,3}n_3 = k_2$$

D'où,

$$(a_{2,2} - c_1 a_{2,1})n_2 + a_{2,3}n_3 = k_2 - b_1 a_{2,1}$$

De ce fait, il est possible d'exprimer  $n_2$  en fonction de  $n_3$ . Ce qui donne :

$$n_2 = \frac{(k_2 - b_1 a_{2,1})}{(a_{2,2} - c_1 a_{2,1})} - \frac{a_{2,3}}{(a_{2,2} - c_1 a_{2,1})} n_3$$

En posant :

$$b_2 = \frac{(k_2 - b_1 a_{2,1})}{(a_{2,2} - c_1 a_{2,1})} \text{ et } c_2 = \frac{a_{2,3}}{(a_{2,2} - c_1 a_{2,1})}$$

Alors,

$$n_2 = b_2 - c_2 n_3$$

Un raisonnement par récurrence permet alors d'écrire,

$$n_{k-1} = b_{k-1} - c_{k-1} n_k$$

Avec

$$b_{k-1} = \frac{(k_{k-1} - b_{k-2} a_{k-1,k-2})}{(a_{k-1,k-1} - c_{k-1} a_{k-1,k-2})}, \quad c_{k-1} = \frac{a_{k-1,k}}{(a_{k-1,k-1} - c_{k-2} a_{k-1,k-2})}$$

Par ailleurs, la dernière équation du système matriciel, aboutit à :

$$a_{k,k-1}n_{k-1} + a_{k,k}n_k = k_k \Rightarrow n_{k-1} = \frac{k_k - a_{k,k}n_k}{a_{k,k-1}}$$

La combinaison des deux expressions de  $n_{k-1}$ , donne la valeur de  $n_k$ . En effet,

$$b_{k-1} - c_{k-1}n_k = \frac{k_k - a_{k,k}n_k}{a_{k,k-1}} \Rightarrow n_k = \frac{(k_k - b_{k-1}a_{k,k-1})}{(a_{k,k} - c_{k-1}a_{k,k-1})}$$

Sachant que

$$\left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=x_p} = \frac{n(x_p) - n_k}{\hbar} = \frac{\frac{n_i}{N_a} - n_k}{\hbar} \quad (\text{III.15})$$

Il est donc possible d'écrire l'expression de la densité de courant, qui est donnée par :

$$j_p(\lambda) = en\mu_n E_p(x_p) + eD_n \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=x_p} \quad (\text{III.16})$$

D'où,

$$j_p(\lambda) = e n \mu_n E_p(x_p) + eD_n \frac{\frac{n_i^2}{N_a} - n_k}{\hbar} \quad (\text{III.17})$$

### III.2. Equation de continuité, sa résolution et densité de courant des trous dans la région

$$\mathbf{N} \quad (x_n \leq x \leq L)$$

Dans la région N, le champ électrique est de la forme :

$$E_N(x) = \frac{en_i}{\epsilon} (x - x_{ip})$$

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans cette même région s'écrit [3] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - p\mu_p \frac{\partial E_N}{\partial x} - \mu_p E_N \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{III.18})$$

Le taux de recombinaison est donné par :

$$r_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

Où  $\Delta p = p - p_0$  est la concentration des électrons en excès et  $p_0 = \frac{n_i^2}{N_d}$  est la concentration des électrons à l'équilibre.

En régime permanent, et pour les mêmes raisons que précédemment, l'équation différentielle ci-dessus peut être mise sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - A_1(x) \frac{\partial p}{\partial x} - B_1 p = K_1(x) \quad (\text{III.19})$$

Avec :

$$A_1(x) = \frac{\mu_p}{D_p} \frac{en_i}{\varepsilon} (x - x_{ip}); B_1 = \frac{\mu_p en_i}{D_p \varepsilon} + \frac{1}{L_p^2}; K_1(x) = -\frac{\phi_0 \alpha (1-R) e^{-\alpha x}}{D_p} - \frac{p_i^2}{L_p^2 N_a}$$

$p(x)$  est déterminée numériquement de la même manière que  $n(x)$ .

Sur cette base, l'expression de la densité de courant est donnée par :

$$j_n(\lambda) = e p \mu_p \frac{en_i}{\varepsilon} (x_N - x_{ip}) - e D_p \left[ \frac{p_1 - \frac{n_i^2}{N_d}}{\hbar} \right] \quad (\text{III.20})$$

### III.3. Densité de courant dans la région intrinsèque $x_p \leq x \leq x_n$ et densité totale de courant

Dans la région intrinsèque, nous avons montré précédemment que le champ électrique est :

$$E_i(x) = \frac{-en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in}) = \text{Constante}$$

#### III.3.1. Densité de courant des électrons dans la région intrinsèque

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la région intrinsèque est [3] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n - n \mu_n \frac{\partial E_i}{\partial x} + \mu_n E_i \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (\text{III.21})$$

Le taux de recombinaison est donné par :

$$r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Où  $\Delta n = n - n_0$  est la concentration des électrons en excès et  $n_0 = n_i$  est la concentration des électrons à l'équilibre.

En régime permanent, l'équation différentielle ci-dessus peut être mise sous la forme d'une équation différentielle du second ordre à coefficients constants :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + c_1 \frac{\partial n}{\partial x} + c_2 n = b_1 e^{-\alpha x} \quad (\text{III.22})$$

Avec :

$$c_1 = -\frac{\mu_n}{D_n} \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in}), \quad c_2 = \frac{-1}{L_n^2}, \quad b_1 = -\frac{\alpha \phi_0 (1-R)(1+r)}{D_n}$$

La solution de cette équation différentielle est la somme de la solution de l'équation homogène et d'une solution particulière. Elle est donc de la forme :

$$n(x) = Ae^{-\alpha x} + Be^{K_1 x} + Ce^{K_2 x}$$

Avec  $A, B, C$  sont des constantes déduite de l'application des conditions aux limites:

Les deux conditions aux limites sont données par la continuité des densités des porteurs minoritaires en  $x = x_0$  et  $x = x_i$  [4].

$$n(x)_{x=x_0} = n_0 = n_i \quad (\text{III.23.a})$$

$$n(x)_{x=x_i} = n_0 = n_i \quad (\text{III.23.b})$$

Nous pouvons obtenir :

$$A = \frac{\alpha \phi_0 (1-R)(1+r) \tau_n}{1 + \alpha \mu_n E_i \tau_n - L_n^2 \alpha^2}; \quad B = \frac{e^{-(\alpha+k_1)x_i} - e^{-(\alpha+k_1)x_0}}{e^{(k_2-k_1)x_0} - e^{(k_2-k_1)x_i}} A$$

$$C = -Ae^{-(\alpha+k_1)x_0} - Be^{(k_2-k_1)x_0}$$

Il est donc possible d'écrire l'expression de la densité de courant :

$$j_{in}(\lambda) = en_i \mu_n \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{in} - x_{ip}) + eD_n \left( -A\alpha e^{-\alpha x_i} + Bk_1 e^{k_1 x_i} + ck_2 e^{k_2 x_i} \right) \quad (\text{III.24})$$

### III.3.2. Densité de courant des trous dans la région intrinsèque

L'équation de continuité des trous dans la région intrinsèque est [3] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - p\mu_p \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_p E_i \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{III.25})$$

Le taux de recombinaison est donné par :

$$r_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

Où  $\Delta p = p - p_0$  est la concentration des électrons en excès et  $p_0 = p_i$  est la concentration des électrons à l'équilibre.

En régime permanent, l'équation différentielle ci-dessus peut être mise sous la forme d'une équation différentielle du second ordre à coefficients constants :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + c_3 \frac{\partial p}{\partial x} + c_4 p = b_2 e^{-\alpha x} \quad (\text{III.26})$$

Avec :

$$c_3 = -\frac{\mu_p}{D_p} \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in}), c_4 = -\frac{1}{L_p^2}, b_2 = -\frac{\alpha \phi_0 (1-R)(1+r)}{D_p}$$

La solution de cette équation différentielle est la somme de la solution de l'équation homogène et d'une solution particulière. Elle est donc de la forme :

$$p(x) = A'e^{-\alpha x} + B'e^{k_3 x} + C'e^{k_4 x}$$

Avec :

$$A' = \frac{\alpha \phi_0 (1-R)(1+r)\tau_p}{1 - \alpha \mu_p E_i \tau_p - L_p^2 \alpha^2}; B' = \frac{e^{-(\alpha+k_3)x_i} - e^{-(\alpha+k_3)x_0}}{e^{(k_3-k_4)x_i} - e^{(k_3-k_4)x_0}} A$$

$$C' = -A'e^{-(\alpha+k_3)x_0} - B'e^{(k_4-k_3)x_0}$$

Il est donc possible d'écrire l'expression de la densité de courant :

$$j_{ip}(\lambda) = ep_i \mu_p \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{in} - x_{ip}) - eD_p \left( -A'\alpha e^{-\alpha x_0} + B'k_3 e^{k_3 x_0} + C'k_4 e^{k_4 x_0} \right) \quad (\text{III.27})$$

La densité de courant dans la région intrinsèque est la somme des densités de courant précédemment établies :

$$j_i(\lambda) = j_{in}(\lambda) + j_{ip}(\lambda)$$

La densité du photocourant  $j_{ph}(\lambda)$  est donc la somme des densités de courant dans chacune des régions, d'où :

$$j_{ph}(\lambda) = j_p(\lambda) + j_i(\lambda) + j_n(\lambda)$$

$j_{ph}(\lambda)$  représente le photocourant total généré dans tout le dispositif.

#### IV. Courant de saturation inverse dans la cellule solaire et courant total

Dans le chapitre I, nous avons défini l'allure de la caractéristique courant-tension  $J$  (V) de la cellule solaire idéale et réelle. Le courant de saturation inverse  $j_s$  est un facteur d'une grande influence sur cette caractéristique.

A titre de rappel, le courant  $J$  (V) pour la cellule idéale s'exprime par :

$$J = J_{ph} - J_s \left( \exp\left(\frac{eV}{nKT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III.28})$$

Où  $j_{ph}$  est le photocourant total généré dans la cellule, qui a été calculé dans le paragraphe précédent, et le second terme correspond à la caractéristique de la jonction PN avec  $n$  le facteur de qualité, come nous l'avons vu au chapitre I.

$j_s$  est le courant de saturation de la jonction PN qui s'exprime, selon la théorie basée sur les courants de diffusions des minoritaires, par l'expression connu :

$$j_s = S e \left( \frac{p_{n_0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p_0} D_n}{L_n} \right) \quad (\text{III.29})$$

Ou  $S$  est la section,  $e$  la charge élémentaire,  $D_p, D_n$  les coefficients de diffusion des trous et des électrons, respectivement.

$L_p, L_n$  les longueurs de diffusion des trous et des électrons, respectivement.

$n_{p_0}, p_{n_0}$  sont les concentrations des porteurs (électrons et trous) minoritaires à l'équilibre dans les régions P et N respectivement.

$$\text{On a : } n_{p_0} = \frac{n_i^2}{N_a} \text{ et } p_{n_0} = \frac{n_i^2}{N_d}$$

Dans le cas d'une jonction P<sup>+</sup>N, ce qui est l'hypothèse supposée pour la cellule que nous allons étudier, le courant  $j_s$  se ramène à une expression simplifiée :

$$j_s = S e \left( \frac{p_{n_0} D_p}{L_p} \right) = S e \frac{n_i^2 D_p}{N_d L_p} \quad (\text{A})$$

Ou la densité de courant de saturation :

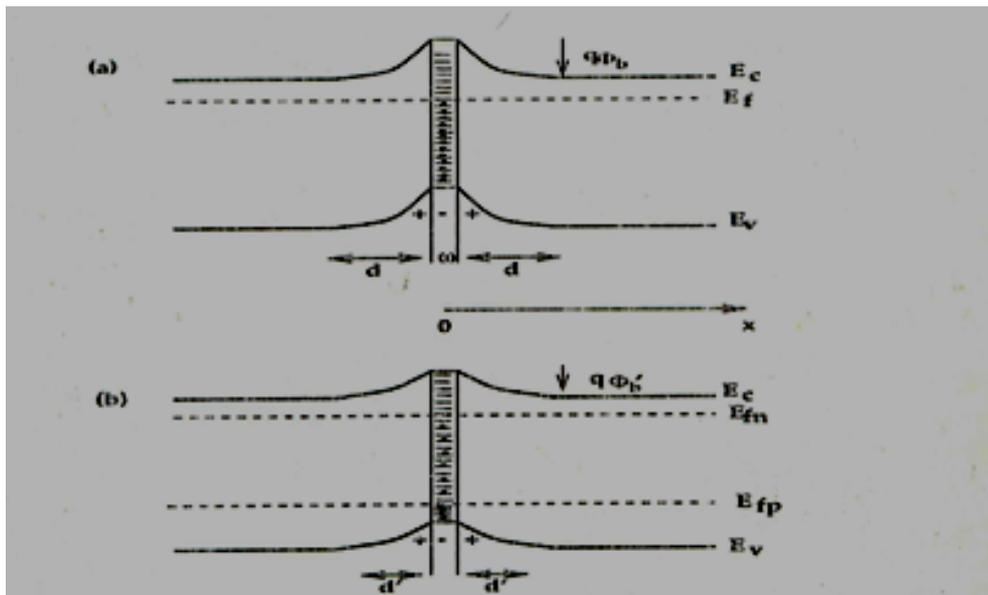
$$j_s = e \frac{n_i^2 D_p}{N_d L_p} \quad (\text{A /cm}^2) \quad (\text{III.30})$$

## V. Calcul de la densité de courant aux joints de grains

### V.1. Courant aux joints de grains dans la zone d'émetteur de type P

Les propriétés électriques du silicium polycristallin sont gouvernées par la recombinaison des porteurs minoritaires dans les joints de grains. Notre modèle prendra en considération la présence des joints de grain dans le polysilicium.

En effet, les propriétés électroniques d'un matériau polycristallin dépendent essentiellement des processus de recombinaison des porteurs minoritaires dans les joints de grains. Le transport de ces porteurs minoritaires à travers les joints provient du champ électrique intense dans la région de charge d'espace qui est symétrique de part et d'autre du plan représentant le joint, comme l'indique la figure (III.3) [17]. La barrière de potentiel résultante est généralement décrite comme étant une double barrière de Schottky [18] et les régions adjacentes aux joints de grain sont caractérisées par une grande résistance électrique qui détériore les performances du composant à si polycristallin.



**Fig.II.3. Diagramme de bande d'énergie de la région de joint de grain pour un semiconducteur de type n (a) cas en obscurité, (b) sous illumination [17]**

Les effets du joint de grain dans les semiconducteurs ont été examinés dans plusieurs travaux et quelques approches ont été utilisées pour prévoir les propriétés électriques et photovoltaïques des dispositifs.

A ce sujet les concepts de la longueur de diffusion des minoritaires [19,20] et de leur durée de vie [21] sont couramment utilisés pour quantifier les mécanismes de recombinaison aux joints de grains. D'autres articles [22,23] passent en revue les propriétés de la plupart des modèles connus pour les joints de grains en indiquant les propriétés électriques et structurales, et présentent des investigations théoriques sur les recombinaisons aux joints de grains dans les régions de charge d'espace de la jonction PN d'une cellule solaire à silicium. Dans leur travail, Ba et al [24] apportent une contribution à la compréhension de la cellule solaire photovoltaïque à polysilicium, en exposant un calcul basé sur la méthode de résolution du courant de diffusion des minoritaires dans les joints de grains lorsque ces derniers sont sous illumination.

D'après cet auteur, le courant des électrons minoritaires excédentaires aux joints de grains s'exprime par :

$$\begin{aligned} J_{gb}(x) &= qD_n \frac{\partial(n_p - n_{p_0})}{\partial x} \quad \text{dans la région P de la cellule} \\ &= qS_{gb}(n_p - n_{p_0}) \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Où  $D_n$  est le coefficient de diffusion et  $S_{gb}$  est la vitesse de recombinaison des électrons minoritaires.

Dans notre travail à  $x = x_p$  de la région émettrice, nous avons en effet la condition aux limites imposée par la continuité de la densité de courant donnée par :

$$S_{gb}\Delta n = D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=\pm d}$$

Où  $d$  représente la limite de l'étalement de la région de la ZCE autour du joint de grain.

Dans notre travail nous supposons la présence du joint de grain à  $x = x_p$  de la région émettrice nous pouvons écrire donc :

$$J_{gb} = qS_{gb} \left( \frac{n_i^2}{Na} - n_k \right) \quad (\text{III.32})$$

Où  $\frac{n_i^2}{Na}$  est la concentration des porteurs minoritaires au point  $x = x_p$  dans la région P de la cellule.

$n_k$  est la concentration au point  $k$ , calculé par la méthode numérique présentée au paragraphe III de ce chapitre. Nous obtenons ainsi la densité de courant au joint de grain qui dépend de la

vitesse de recombinaison à la surface du joint de grain et de la densité des porteurs minoritaires.

Nous allons étudier successivement l'influence du courant au joint de grain  $J_{gb}$  dans l'émetteur noté  $J_{gbe}$ , en fonction de la vitesse de recombinaison  $S_{gbe}$ , dans cette région de la cellule et le courant  $J_{gbb}$  dans la base.

La vitesse de recombinaison dépend des paramètres du polysilicium dans la région de type P qui sont essentiellement le dopage  $Na$  et la densité d'état d'interface  $N_i$  présents aux joints de grains, qui dépendent eux-mêmes de la dimension du joint. En effet, selon Y.Laghla [17] la valeur des états d'interface peut varier dans le polysilicium entre  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  et  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , suivant la valeur du dopage et la taille des joints.

D'après ses travaux :

- $N_i \geq 10^{13} / \text{cm}^2$  ev joint de grande dimension,  $S$  de l'ordre de  $10^6$  à  $10^7$  cm/s.
- $10^{11} \leq N_i \leq 10^{13} / \text{cm}^2$  ev joint moyen,  $S$  de l'ordre de  $10^3$  à  $10^4$  cm/s.
- $N_i \leq 10^{11} / \text{cm}^2$  ev faible joint,  $S$  de l'ordre de  $10$  à  $10^2$  cm/s.

Le comportement des joints des grains sous illumination s'explique par le fait que les états d'interface ajustent leur charge par capture des électrons (type P), et cela réduit le potentiel au joint de grain. La densité du courant de recombinaison peut être reliée à la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires par l'expression suivante, obtenue d'après la formulation du courant de recombinaison, que nous avons rappelée au chapitre 2 précédent.

$$J_r = qS_{gb}(n - n_0)$$

Et aussi d'après l'expression de la concentration des minoritaires  $n(d)$  aux joints de grains, rappelée au chapitre II.

$$n(d) = n_0 \exp \frac{q\phi_b}{kT} \quad (\text{III.33})$$

$S_0$  est la vitesse de recombinaison en  $x = 0$ .

$n_0$  est la concentration des minoritaires à l'équilibre dans la région de type P.

$d$  la largeur de la région déplétée du joint de grain.

$$J_r = qS_{gb}n_0 \left( \exp \frac{q\phi_b}{kT} - 1 \right) = J_{gb} \quad (\text{III.34})$$

Où  $n_0$  est la concentration à l'équilibre.

Cette dernière expression nous permet d'estimer la valeur de la hauteur de barrière au joint de grain, connaissant la valeur de  $J_{gb}$ .

## V.2. Densité de courant aux joints de grains de la base

Notons que la même méthode de calcul nous permettra d'obtenir le courant du joint de grains dans la région base, noté  $J_{gbb}$ . Dans le cas de notre cellule solaire, nous avons supposé que dans la région de la base, la taille des grains est importante avec un faible dopage, ce qui correspond à une gamme de valeurs de vitesses de recombinaison comprise entre 10 et  $10^2$  cm/s [17].

## V.3. Photocourant total dans la cellule

Finalement, l'expression de la photo courante total générée dans la cellule, en tenant compte de l'influence des joints de grain dans l'émetteur et dans la base va s'écrire :

$$J_{ph\ total} = J_{ph} - (J_{gbe} + J_{gbb})$$

$$J_{ph\ total} = J_{ph} - J_{gb}$$

La relation ci-dessus montre que le photocourant possède deux composantes, la première  $J_{ph}$  représente le courant des porteurs excédentaires qui traversent la cellule solaire à jonction PIN, et la seconde  $J_{gb}$  affectée du signe moins, qui représente la contribution du courant aux joints de grains, et qui tient compte de la spécificité du matériau polycristallin considéré dans notre étude.

## VI. Paramètres de la simulation et schéma des organigrammes

Lors de l'étape de simulation, l'optimisation consistera par la suite à faire varier le gap optique  $E_g$ , les épaisseurs  $w_p, w_n, w_i$  et le dopage  $N_a, N_d$ , pour obtenir un rendement de conversion maximal.

### VI.1. Paramètres de la simulation

La présentation des paramètres des porteurs minoritaires pour plusieurs niveaux de dopage du polysilicium type P et type N sont regroupées dans les tableaux suivants, d'après une synthèse bibliographique [25, 26, 27].

Concentration des atomes accepteurs $N_a$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) [25]	Mobilité $\mu_n$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) [25]	Durée de vie $\tau_n$ (s) [26]
$10^{20}$	60	$5 \cdot 10^{-14}$
$5 \cdot 10^{19}$	30	$10^{-13}$
$10^{19}$	25	$5 \cdot 10^{-13}$
$10^{18}$	2	$5 \cdot 10^{-12}$

**Tableau III.1 :** Mobilité et durée de vie des électrons dans le silicium polycristallin type P et leurs variations avec le dopage de l'émetteur.

Concentration des atomes donneurs $N_d$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) [27]	Mobilité $\mu_p$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) [27]	Durée de vie $\tau_p$ (s) [26]
$10^{14}$	3	$5 \cdot 10^{-8}$
$10^{15}$	10	$5 \cdot 10^{-9}$
$5 \cdot 10^{15}$	60	$10^{-9}$

**Tableau III.2:** Mobilité et durée de vie des trous dans le silicium polycristallin type N et leurs variations avec le dopage de la base.

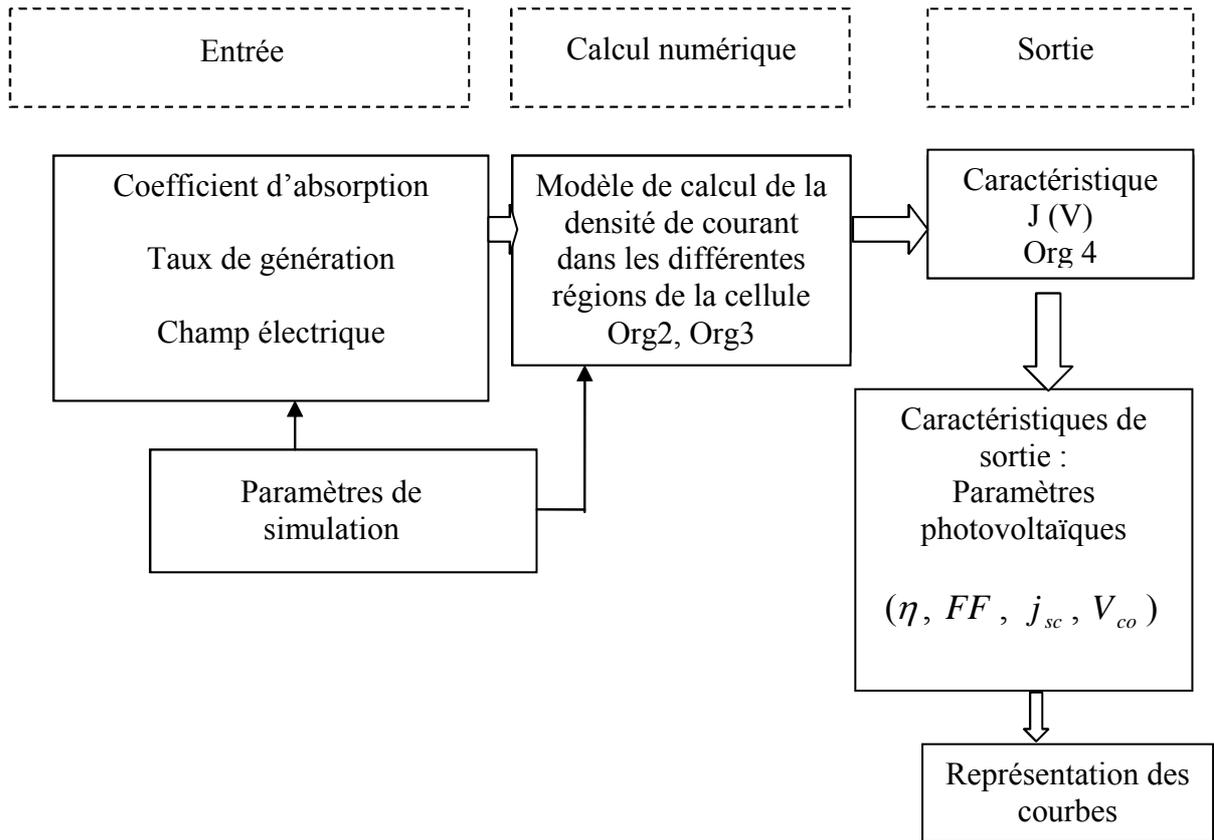
En plus, dans le tableau (III.3) nous avons rassemblé quelques valeurs des paramètres utilisées dans le calcul.

Paramètre	Valeur	Références
Facteur de qualité, Q	1.5	[28]
Vitesse de recombinaison des électrons à la surface, $S_n$	$10^6(\text{cm.s}^{-1})$	[17]
Vitesse de recombinaison des trous à la surface, $S_p$	$10^4(\text{cm.s}^{-1})$	[17]
Permittivité relative du semiconducteur, $\epsilon_r$	8	[28]
Indice de réflexion du polysilicium, $r_{\text{poly}}$	0.2	[17]

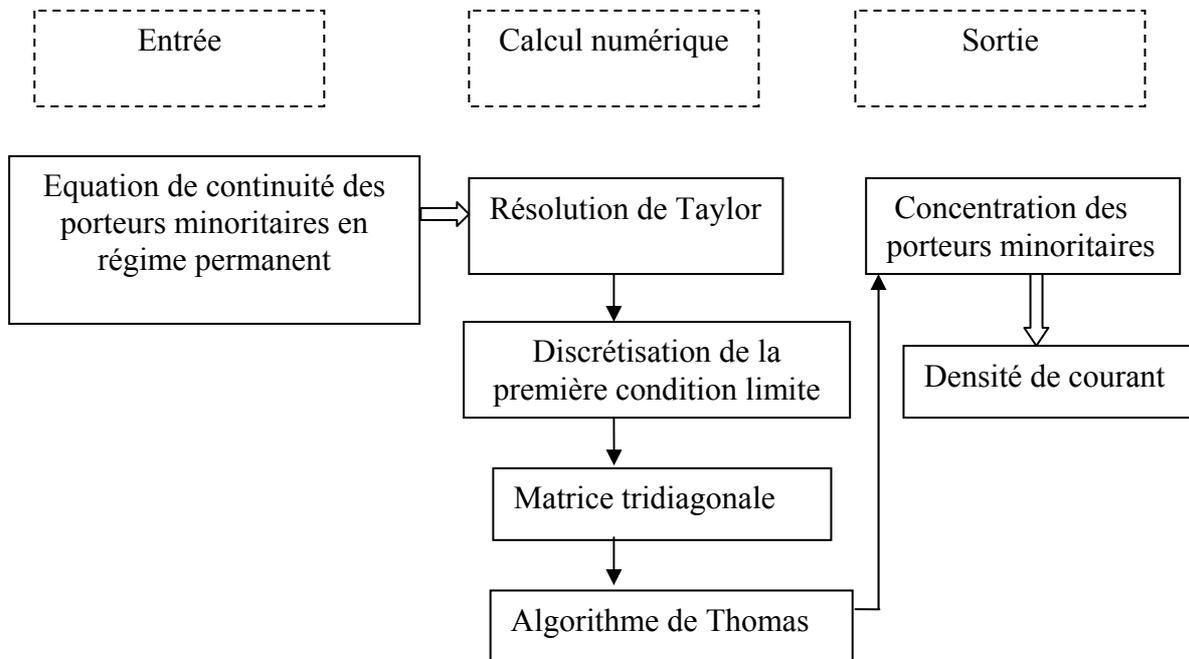
**Tableau III.3 :** Paramètres de calcul

## VI.2. Organigrammes de calcul

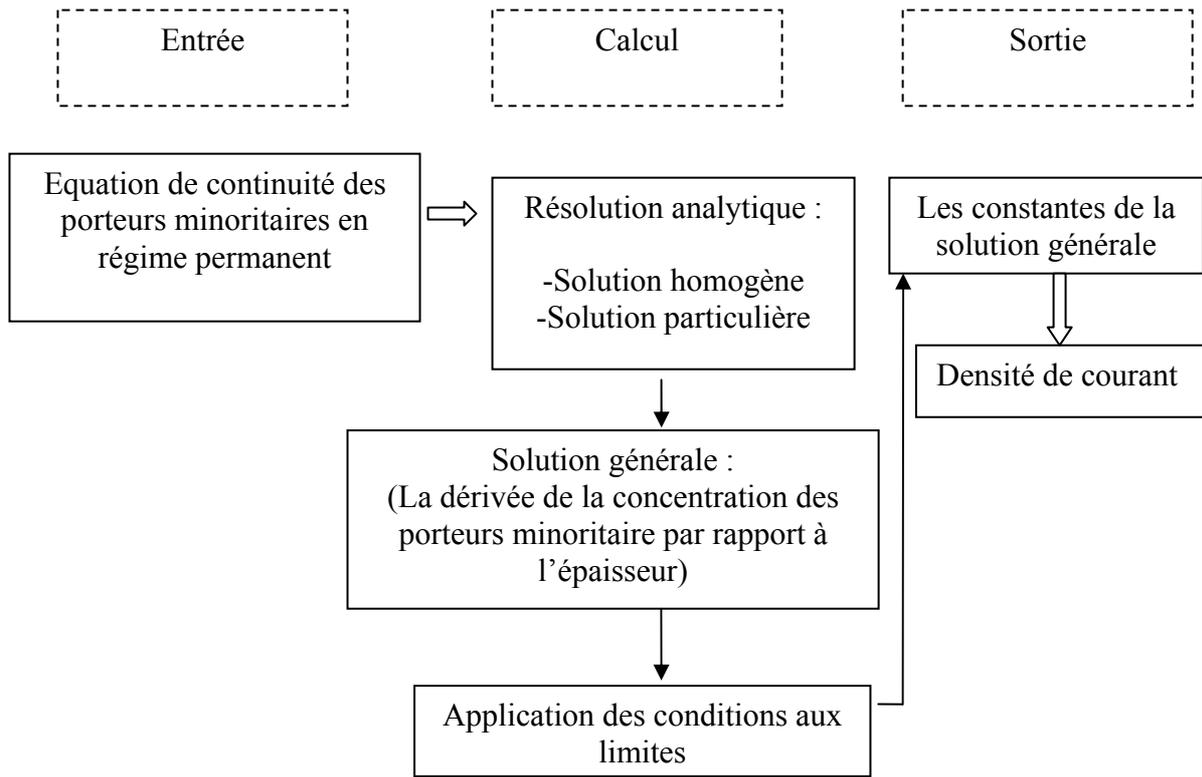
Les organigrammes de calcul établis dans le cadre de notre programmation sont indiqués ci-dessous. L'organigramme principal fait appel à trois autres organigrammes qui sont relatifs au calcul de la densité de courant dans les régions P, I, N et au calcul de la caractéristique  $J(V)$ . L'organigramme principal fournit les résultats sous forme de caractéristiques de sortie qui sont le rendement  $\eta$ , le facteur de forme  $FF$ , le courant de court circuit  $j_{sc}$ , la tension de circuit ouvert  $V_{co}$ .



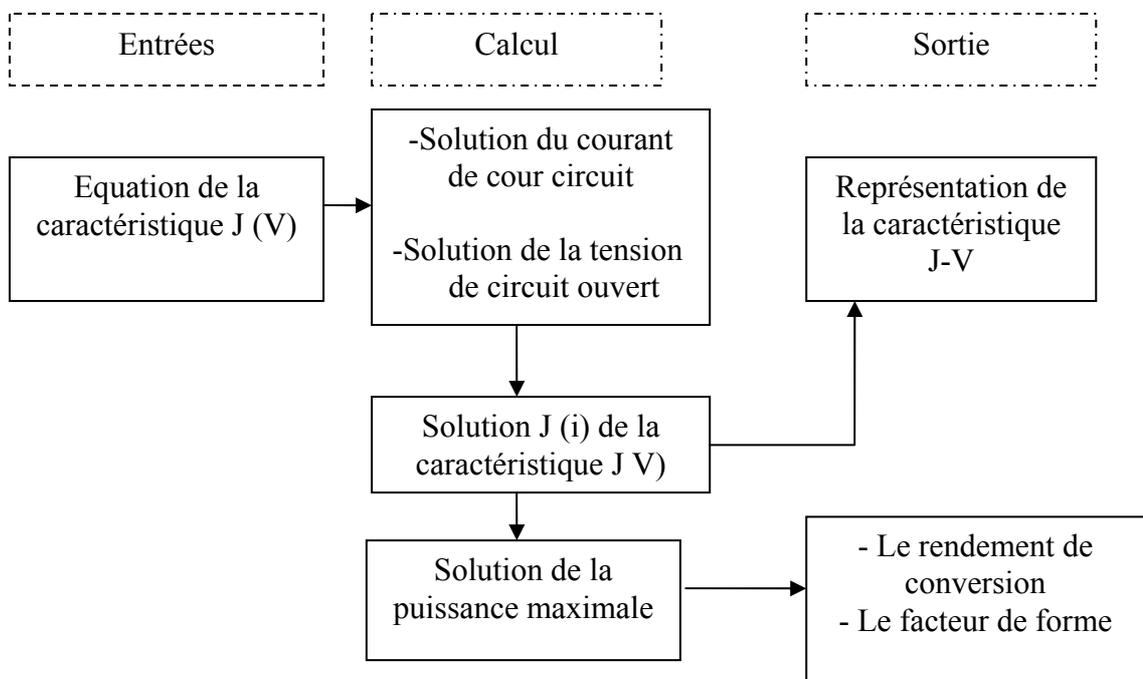
**Org.1. Schéma simplifié de l'organigramme principal donnant les étapes nécessaires de la simulation**



**Org.2. Schéma simplifié de calcul de la densité de photocourants dans les zones P et N**



**Org.3. Schéma simplifié de calcul de la densité de photocourant dans la région intrinsèque**



**Org.4.Organigramme de calcul de la caractéristique J (V)**

## VII. Conclusion

Ce chapitre est une approche à la modélisation de la densité de courant dans la structure PIN. En premier lieu, nous avons défini les différents paramètres physiques nécessaires à cette modélisation tels que le coefficient d'absorption et le taux de génération ainsi que le champ électrique dans les différentes régions de la cellule. Le calcul des densités de courant est basé sur la résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires dans chaque région de la cellule. Dans notre travail on a fait appel à l'algorithme de Thomas pour la résolution numérique. Ensuite, nous nous sommes intéressés au phénomène de recombinaison des porteurs minoritaires aux joints de grains du silicium polycristallin et ceci par le calcul de la densité de courant aux joints de grains et la barrière de potentiel résultante. Enfin, après avoir abouti à la densité de photocourant total nous avons exposé les différentes phases de calcul de notre travail, sous forme de schémas d'organigrammes.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE III**

- [1] M. Hack et M. Shur, *J.Appl.Phys.*58, 997(1985).
- [2] I. Chen et S.Lee, *J. Appl .Phys.*53,1045(1982).
- [3] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ", Edition Masson, Paris 1990.
- [4] A. Benmir, 'Modélisation d'une cellule solaire en couche mince de structure pin à base de silicium amorphe hydrogégé(a-Si :H)', Thèse de magistère, Département de Physique, Centre Universitaire de Ouargla, 2000.
- [5] A . Zouari, A .Trabelski, A. Ben Arab, *Solar Energy Materials & Solar cells* 92(2008), pp 313-322.
- [6] G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles, B. Brooks, and Y. Goldstein, *Physical review letters*, Volumes 47, Number 20, 16 November 1981, pp 1480-1483.
- [7] M. A. Hassan, W. I. Khleif, G. A. Hogarth, *Journal of materials science* 24 (1989), pp 1607-1611.
- [8] A. A. Hossein, *Journal of materials science letters* 13 (1994) 1144-1143.
- [9] J.Tauc,R.Grigrivici and A. Vancu, *Phys.Status solidi* 15 (1966) 627.
- [10] E. A. Davis and N.F.Mott, *Phil. Mag.* 22 (1970) 903.
- [11] F. Urbach, *Physical review*, Vol.92,N° 5, (1953),p 1324.
- [12] J. D. Willey, D. Thomas, E. Schonherr, and A. Breit-schwerdit, *J.Phys. Chem. Solids* 41, 801 (1980).
- [13] S. Bensmaine et B. Benyoucef, *Rev.Energ.Ren* (1999) 55-64.

- [14] M. Boumahrat et A. Gourdin, 'Méthodes Numériques Appliquées', OPU, Année 1993.
- [15] J. P. Nougier, 'Méthodes de calcul numérique', Hermes science publications, ISBN 2-7462-0279-4, Paris 2001.
- [16] H. Bouridah, 'Etude des propriétés de couches minces de silicium dopé azote obtenues par LPCVD et implantées au bore pour grille polysilicium de transistors MOS', Thèse de Doctorat En Sciences, Département d'électronique, Université de Constantine, 2005.
- [17] Y. Laghla, 'Elaboration et caractérisation de couches minces de silicium polycristallin déposées par LPCVD pour application photovoltaïque', Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, N° 3038(1998).
- [18] G. Blatter, F. Greuter, Phys.Rev.B.33 (6)(1986)3952.
- [19] C. Donolato, Semicond.Sci.Technol.13(1998)781.
- [20] C. Donolato, J.Appl.Phys.84(5)(1998)2656.
- [21] H. C. Card, E. S. Yang, IEEE Trans.Electrons Devices ED-24(1977)397.
- [22] S. A. Edmiston, G. Heiser, A. B. Sproul, M. A. Green, J.Appl.Phys.80(1996)6783.
- [23] J.W. Tringe, J. D. Plummer, J.Appl.Phys. 87(11),(2000)7913.
- [24] B. Ba, M. Kane, J. Sarr. Solar Energy Material et solar cells 80 (2003) pp 143- 154.
- [25] J. Y. W. Seto, J.Appl.Phys. Vol46, N0.12, (1975), pp5247-5253.
- [26] C. Feldman, N. A. Blum, H. K. Charles, Jr. and F. G. Satkiewicz, J.Electron .Mat. 7, 309 (1978).
- [27] R. Young, J. W. Cleland, and R. F. Wood, 12 th IEEE Photovoltaic conference, 1976
- [28] F. Irera et F. Palma, Solid-State Electronics. 34,801(1991).

# **RESULTATS ET DISCUSSION**

## RESULTATS ET DISCUSSION

### I. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons exposer les résultats de la simulation d'une cellule solaire multicouches à base de silicium polycristallin, à jonction PIN avec passivations arrière et frontale, en se basant essentiellement sur la modélisation du comportement électrique de la cellule, présentée au chapitre III précédent.

La modélisation des densités de courants des différentes régions de la cellule est basée principalement sur les phénomènes de transport des porteurs minoritaires dont les paramètres tels que la mobilité et la durée de vie sont primordiaux. Dans notre travail, nous supposons que les porteurs minoritaires dans le polysilicium type P et type N ont des valeurs de mobilité proches de celles des porteurs majoritaires [1, 2]. La durée de vie des porteurs minoritaires varie avec le dopage d'après Ghosh et al [1], elle diminue lorsque le dopage augmente. Nous nous sommes inspirés des résultats publiés [1, 3] pour le choix de ces valeurs.

De plus, dans cette étude, nous allons prendre en compte la nature particulière du polysilicium qui introduit des effets de taille des grains et de joints de grains.

Le but visé dans ce travail est d'arriver à optimiser les paramètres photoélectriques (densité de courant, facteur de forme), géométriques (épaisseurs des différentes régions) et technologiques (dopage de l'émetteur et de la base) de la cellule afin d'obtenir le meilleur rendement possible.

### II. Structure de la cellule solaire multicouche à base de silicium polycristallin

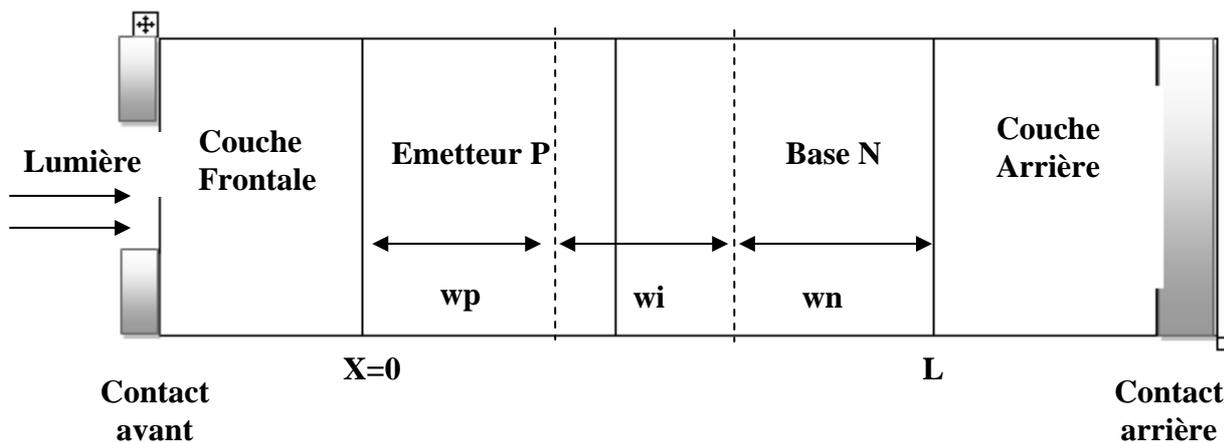
Nous avons décrit dans les chapitres précédents, le comportement théorique et les différentes équations qui décrivent le fonctionnement de la cellule solaire à jonction PIN, ainsi que les phénomènes de réflectivité interne de la face arrière et paramètres optiques de la face frontale. A présent nous allons nous intéresser à l'étude d'une cellule solaire à structure PIN dotée de deux couches de passivation, frontale et arrière, élaborées en différents matériaux dont les propriétés physiques et optiques, à savoir la réflectivité interne, la vitesse de

recombinaison en surface, et l'indice de réflexion, sont des paramètres essentiels qui vont intervenir dans la simulation.

La structure de cette cellule à contacts avant et arrière, nous a été inspirée par une étude bibliographique sur les cellules solaires multicouches [4, 5, 6, 7].

Dans notre travail, nous allons proposer la structure de la cellule solaire illustrée sur la figure (IV.1) qui nous a été inspirée des travaux de Schultz, et Coates [6, 5], qui ont impliqué l'oxyde de silicium et le nitrure de silicium comme matériaux de couches de passivations arrière et frontale. Notons que l'intérêt du nitrure de silicium non stœchiométrique ( $\text{SiN}_x$ ) comme couche de passivation est justifié par le fait qu'il présente d'excellentes propriétés optiques anti-reflet. De plus, c'est un matériau dont la facilité de dépôt et sa compatibilité avec le polysilicium, constituent un atout majeur pour la réalisation d'une cellule à base de silicium polycristallin.

Dans cette cellule nous avons proposé comme matériau actif de la jonction PIN le silicium polycristallin dont les différentes épaisseurs sont  $w_p$ ,  $w_i$  et  $w_n$  (figure IV.1).



**Fig.IV.1. Schéma d'une structure empilée de cellule solaire [4]**

L'étude de cette cellule sera menée en deux étapes, d'abord l'influence de la couche arrière, et ensuite l'effet de la couche frontale.

Donc dans ce qui suit, nous allons étudier d'abord les caractéristiques et le comportement électrique de la cellule avec la couche de passivation arrière, en essayant d'optimiser les paramètres physiques afin d'obtenir le meilleur rendement. Une fois cette optimisation obtenue, l'étude sera complétée par l'influence d'une couche de passivation frontale, en présence de la couche arrière.

### III. Etude de la cellule solaire avec passivation arrière

#### III.1. Caractéristique J (V) de la cellule solaire

Nous avons tracé sur la figure (IV.2) la caractéristique J (V) de la cellule solaire, en accord avec la formule I.48 du chapitre I. Nous constatons que l'allure de cette caractéristique est en bon accord avec l'allure théorique de la figure I. 15. D'autre part, l'influence de la présence d'une couche de passivation arrière améliore l'intensité de la densité de courant, en fournissant un meilleur courant, qui augmente considérablement avec l'empilement  $\text{SiO}_x/\text{SiN}_x/\text{SiO}_x$ , et  $\text{SiO}_2$  seul (oxyde de silicium), par rapport à une couche d'aluminium diffusé [6]. Ceci confirme les propriétés adéquates du nitrure de silicium  $\text{SiN}_x$  pour son utilisation en tant que couche anti-reflet dans la cellule solaire.

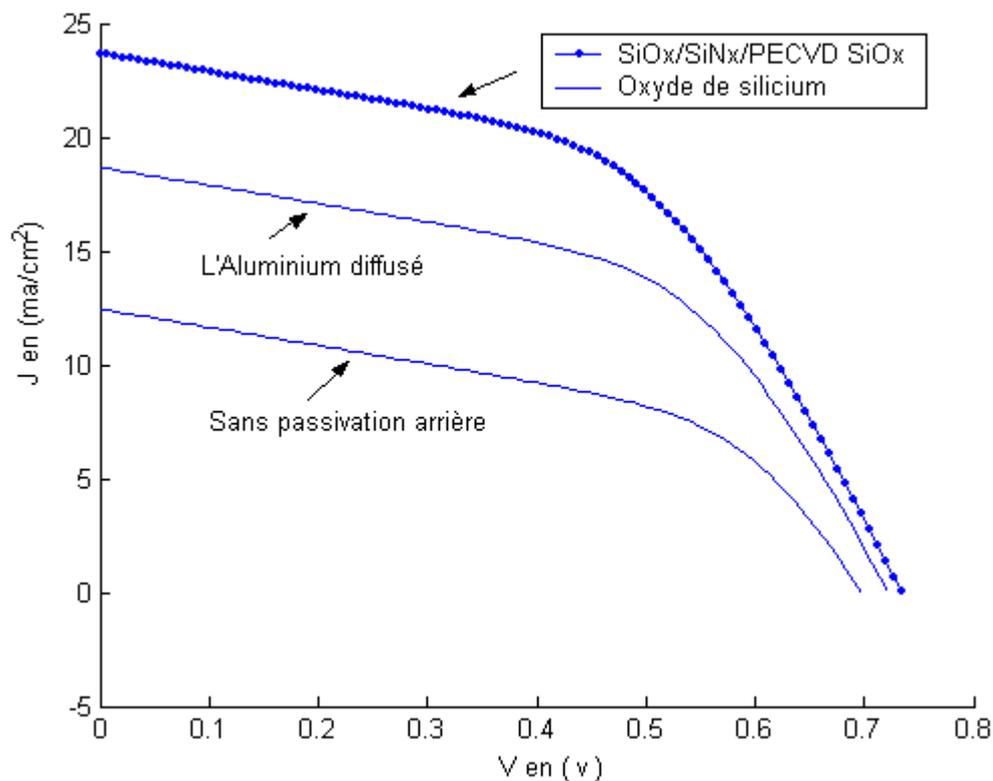
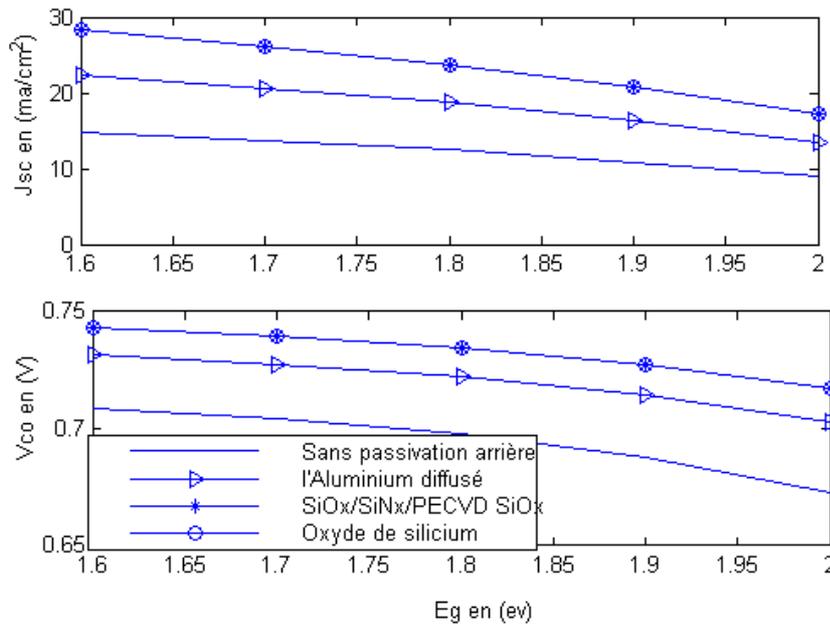


Fig.IV.2.Variation de la caractéristique J-V réelle sans et avec passivation arrière

**III.2. Variation du courant de court circuit et de la tension de circuit ouvert sous l'effet de la passivation arrière**

Par le biais de la simulation, nous avons obtenu le courant de court circuit ainsi que la tension de circuit ouvert. Le courant de court circuit est de l'ordre de 29mA/cm<sup>2</sup> pour une passivation arrière optimale. La tension de circuit ouvert dépend du gap du matériau et représente une limitation du rendement, elle est de l'ordre de 0.74 V. Ces valeurs des caractéristiques de sortie sont en bon accord avec la littérature [7].



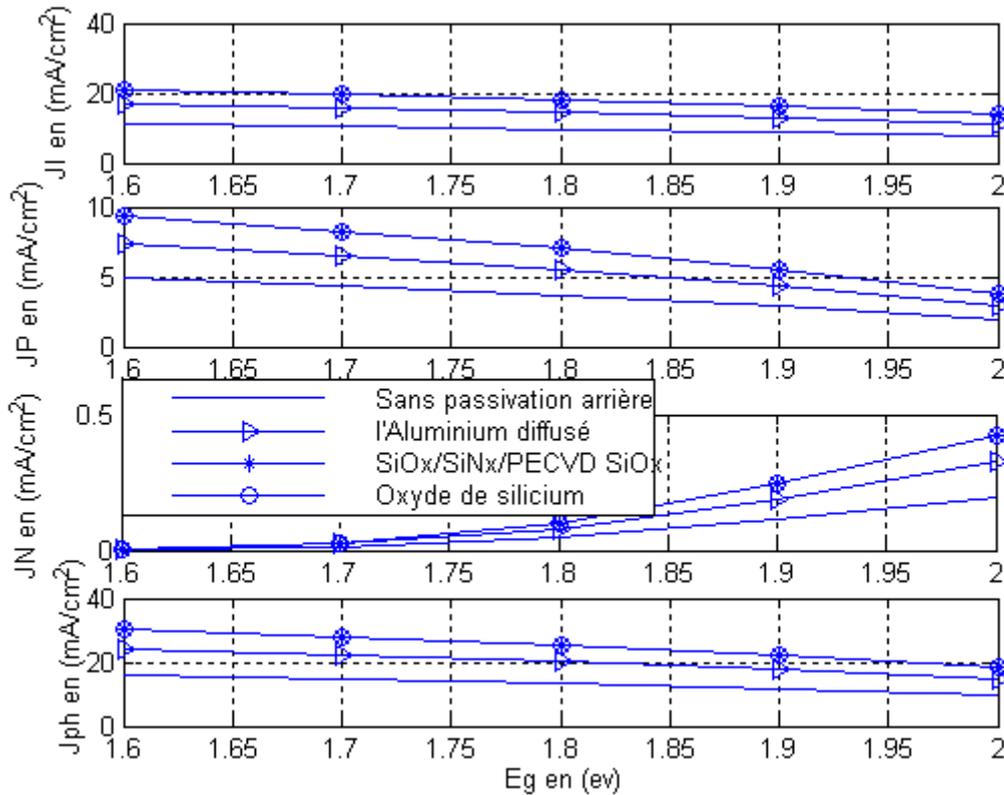
**Fig .IV.3. Variation du courant de court circuit et de la tension en circuit ouvert sous l'effet de la passivation arrière et en fonction du gap optique**

**III.3. Densités de courant en fonction de l'énergie de gap sous l'effet de la passivation arrière**

Dans ce paragraphe nous donnons les résultats issus du calcul des photocourants dans les trois régions de la cellule, ainsi que le photocourant total  $J_{ph}$  (figure IV.4). Sur cette figure l'effet de la nature de la couche de passivation est mis en évidence en confirmant une nette amélioration des densités de courant avec l'introduction d'une passivation arrière, la plus remarquable étant pour les couches SiOx/SiNx/SiO<sub>2</sub> et SiO<sub>2</sub> seul, qui donnent des résultats similaires.

Concernant la variation des photocourants avec le gap optique  $E_g$ , on constate que son influence n'est pas la même dans chaque région. On constate dans la région P d'émetteur une

nette décroissance avec l'augmentation du gap optique, notamment à partir de la valeur 1.8 eV. Cette décroissance pourrait être due à la diminution des photons absorbés avec l'augmentation du gap. Notons que l'ordre de grandeur du courant d'émetteur de la région P peut atteindre 10mA/cm<sup>2</sup>. Dans la région I,  $J_I$  est de l'ordre de 20mA/cm<sup>2</sup>, alors que l'influence du gap optique est visible à partir de 1.8 eV, en montrant une légère diminution du courant  $J_I$ . Concernant la région de base, de type N, nous remarquons d'abord que la densité de courant n'excède pas 0.5 mA/cm<sup>2</sup>, cette faible valeur peut être interprétée par le fait que l'absorption des porteurs dans cette région est très faible, contrairement aux régions P et I.



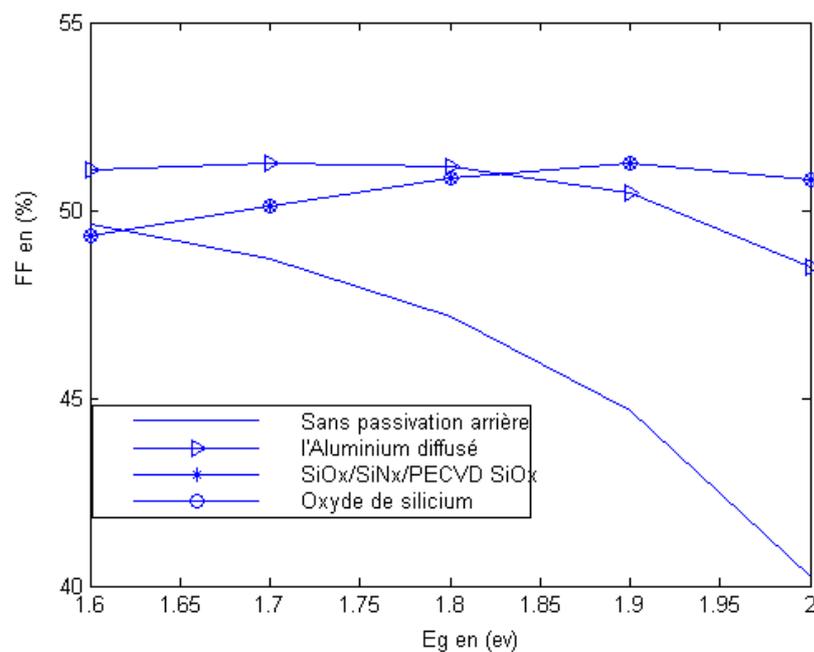
**Fig.IV.4. Densités de courant en fonction de l'énergie de gap et sous l'effet de la passivation arrière**

En plus, notons qu'à partir de la valeur  $E_g = 1.8$  eV, il apparaît une nette augmentation du courant dans la base. Enfin, l'allure du photocourant total dans la cellule est similaire à celle de la région intrinsèque, en indiquant une légère diminution entre  $E_g = 1.8$  et 2 eV. Cependant sa valeur peut atteindre 30 mA/cm<sup>2</sup>, qui est une valeur de photocourant acceptable.

Au vu de ces considérations sur les variations de ces quatre courants en fonction du gap optique, il semblerait que la valeur  $E_g = 1.8$  eV constitue un ‘seuil’ à partir duquel les densités de courants indiquent une variation sensible (nette augmentation pour  $J_N$  et diminution pour  $J_P$  et  $J_I$ ). Ceci va nous amener, dans le point suivant, à essayer d’optimiser la valeur du gap optique, vu son importance dans les phénomènes d’absorption de la cellule.

### III.4. Optimisation du gap optique

Au paragraphe III.2 précédent, nous avons indiqué l’allure des deux paramètres de la cellule, tension de circuit ouvert  $V_{co}$ , et densité de courant de court circuit  $J_{sc}$  en fonction de l’énergie du gap optique. A partir de ces deux paramètres, et de la caractéristique  $J(V)$ , nous pouvons calculer le facteur de forme  $FF$  donné par la formule I.51. La figure (IV.5) ci-dessous illustre l’évolution du facteur de forme en fonction de l’énergie de gap. La variation du facteur de forme de la cellule sous l’effet de la passivation arrière en fonction de l’énergie de gap nous a permis de constater qu’à partir de la valeur 1.8 eV du gap, la variation du facteur de forme suit la variation de la caractéristique  $J(V)$ , en montrant un meilleur effet de la passivation pour les couches  $SiO_2$  et  $SiO_x/SiNx/SiO_x$ , avec des valeurs de  $FF$  allant jusqu’à environ 52%, qui est une valeur cohérente avec les résultats de la littérature [7]. Ceci nous permet de déduire que la valeur 1.8 eV du gap devrait être optimale.



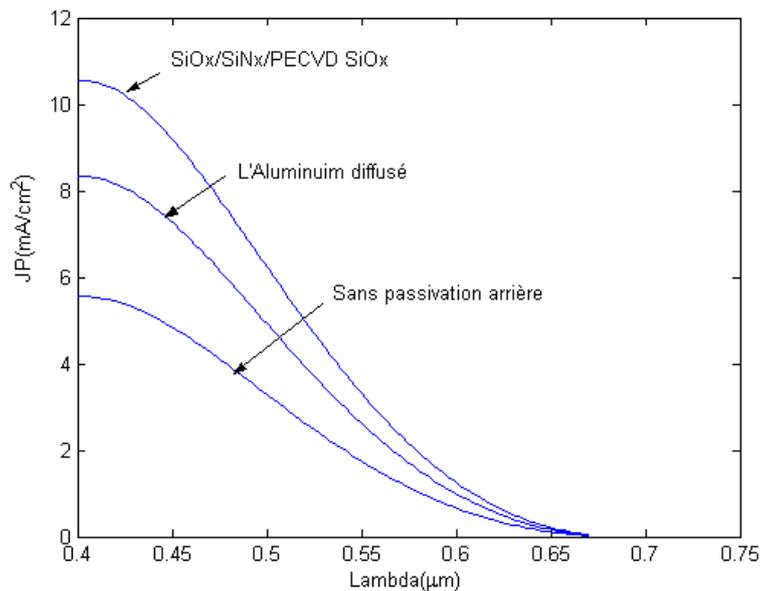
**Fig.IV.5. Variation du facteur de forme sous l’effet de la passivation arrière en fonction du gap optique**

A partir de cette conclusion obtenue sur la valeur optimale de  $E_g$ , les résultats qui seront présentés dans les paragraphes suivants sont calculés pour cette valeur précise du gap optique.

### III.5. Densités de courant obtenues pour le gap optique optimal

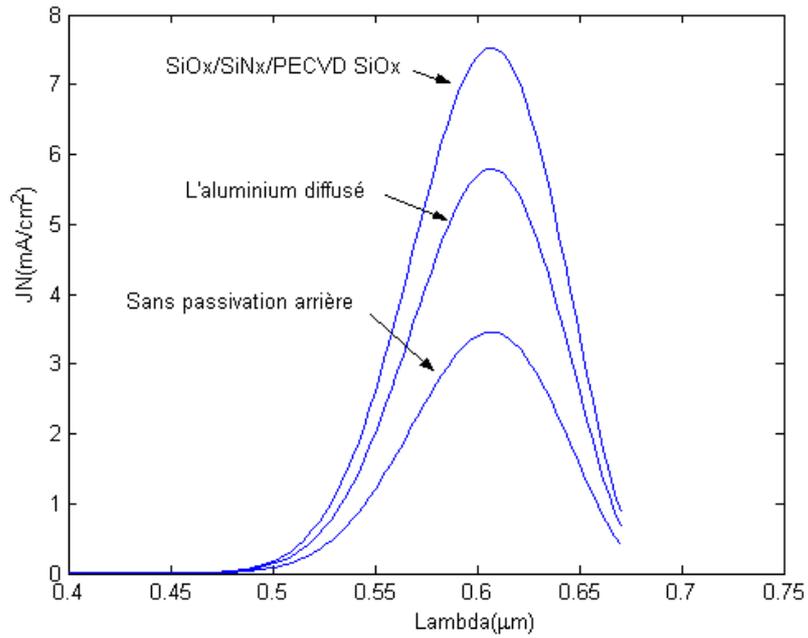
Ce paragraphe est consacré au calcul et au tracé des quatre densités de courant  $J_p$ ,  $J_N$ ,  $J_I$  et  $J_{ph}$  en fonction de la longueur d'onde, et obtenues pour le gap optique 1.8 eV.

La distribution des densités de courant dans les régions P, I et N en fonction de la longueur d'onde pour la valeur optimale du gap dans le cas du polysilicium est représentée sous l'effet de la passivation arrière (figure IV.6 à IV.9). Nous remarquerons que le courant  $J_p$  est considérable pour une faible longueur d'onde et décroît nettement jusqu'à  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ . Ceci peut être lié à la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde qui montre une décroissance dans le domaine de l'absorption d'Urbach pour les longueurs élevées ( $0.65 \mu\text{m}$  à  $1 \mu\text{m}$ ). Cette densité augmente considérablement avec la passivation arrière (figure IV.6).



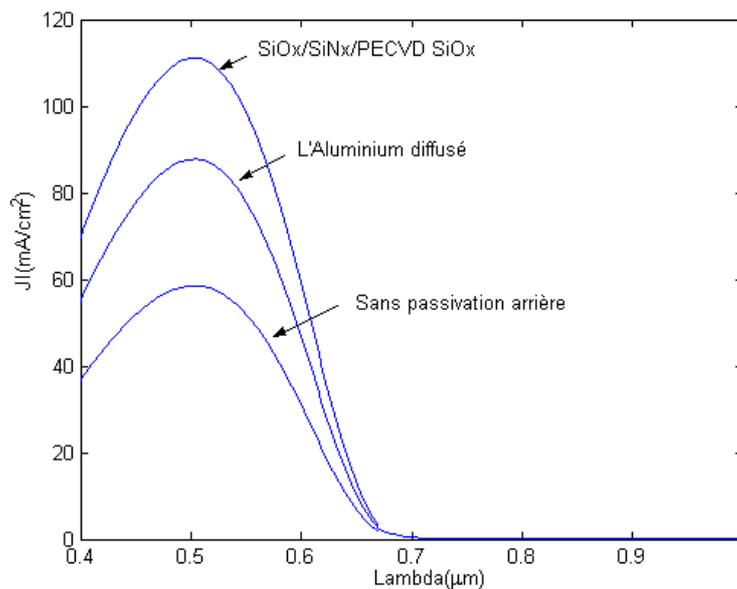
**Fig.IV.6.Densité de courant dans la région p en fonction de la longueur d'onde**

Nous remarquerons sur la figure IV.7 que la densité de courant dans la région de base (N) de la cellule est importante pour une grande longueur d'onde et quasiment nulle pour les faibles longueurs d'onde. Ceci s'explique par le fait que les photons de très faibles longueurs d'ondes sont absorbés dans la région émettrice et intrinsèque de la jonction et n'atteignent pas la région base.



**Fig.IV.7.Densité de courant dans la région N en fonction de la longueur d’onde**

Le courant dans la couche I représente la plus grande partie de la densité totale, il atteint son maximum dans la gamme des longueurs d’ondes moyennes (Fig.IV.8), comprises entre 0.45 et 0.55  $\mu\text{m}$ .

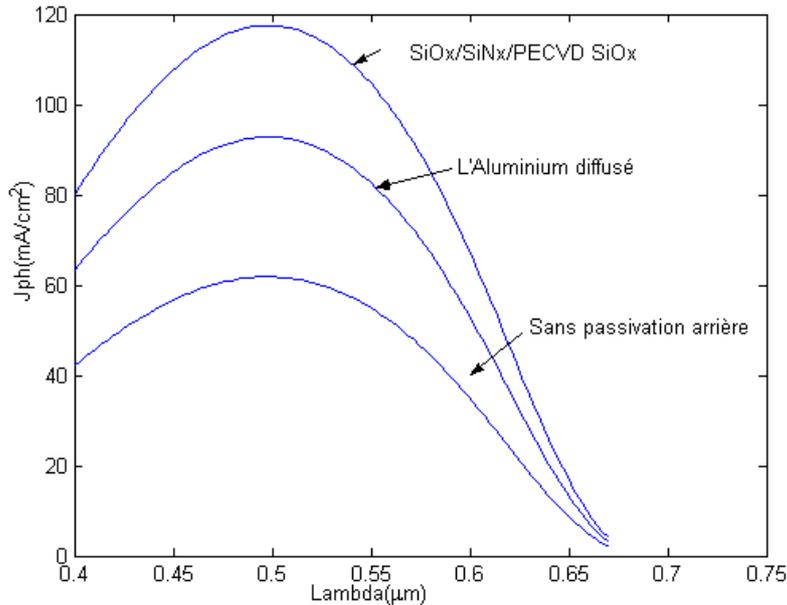


**Fig.IV.8.Densité de courant dans la région I en fonction de la longueur d’onde**

La densité de courant intrinsèque est très grande lorsqu’on la compare avec les densités des courant de l’émetteur et de la base vu que le phénomène de recombinaison est beaucoup plus

important dans les couches P et N (faible champ électrique) que dans la couche I (fort champ électrique).

La figure (IV.9) illustre la densité totale de courant, l'allure de cette courbe est pratiquement similaire à celle de la densité de courant de la couche intrinsèque, vu que cette dernière représente la plus grande partie du photocourant total. Il est clair sur cette figure que le courant total augmente avec les améliorations de la couche de passivation arrière



**Fig.IV.9.Densité de courant totale en fonction de la longueur d'onde**

### III.6. Calcul des paramètres de sortie de la cellule avec passivation arrière

Nous regroupons dans ce paragraphe les paramètres de sortie, à savoir, le courant de court circuit  $J_{sc}$ , la tension en circuit ouvert  $V_{co}$  et le facteur de forme  $FF$ , sous forme d'un tableau présenté ci-dessous. Ceci va nous permettre de dégager le choix du meilleur matériau pouvant jouer le rôle de passivant arrière de la cellule. Notons que ces trois paramètres sont obtenus par notre simulation après avoir tracé les caractéristiques  $J(V)$ .

Au vu des résultats présentés dans le tableau, nous constatons que les caractéristiques de sortie sont nettement améliorées en présence d'une couche de passivation arrière, et que la couche d'aluminium fournit des performances moindres que celles obtenues avec l'empilement  $SiO_2/SiNx/SiO_2$ . Les résultats du tableau ont été obtenus pour les deux couches de passivation avec des réflectivités internes 'r' et des vitesses de recombinaison en surface 'Sp' de 50% et 1800 cm/s et 90% et 300 cm/s, pour l'aluminium et l'empilement

$\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$ , respectivement. Cela montre que les bonnes caractéristiques obtenues avec la couche  $\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$  sont liées à sa haute réflectivité interne et sa faible vitesse de recombinaison en surface. En effet une réflectivité interne élevée est avantageuse pour la cellule car elle prolonge le trajet des photons dans la couche intrinsèque.

En conclusion et au vu des résultats obtenus, nous pouvons déduire que le choix de la couche de passivation arrière peut être porté sur la structure multicouche  $\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$ , qui fournit de meilleures caractéristiques de la cellule.

**TABLEAU IV.1**

**Valeurs des caractéristiques de sortie de la cellule sous l'effet de la passivation arrière**

Couches minces de passivation arrière	Jsc mA/cm <sup>2</sup>	Vco V	FF %
Sans passivation	11.2	0.70	45.6
Aluminium diffusé	18	0.73	50.9
Oxyde/ SiN <sub>x</sub> / PECVD –SiO <sub>x</sub>	23.5	0.73	51.16

**IV. Influence des paramètres de la base et de l'émetteur sur le rendement**

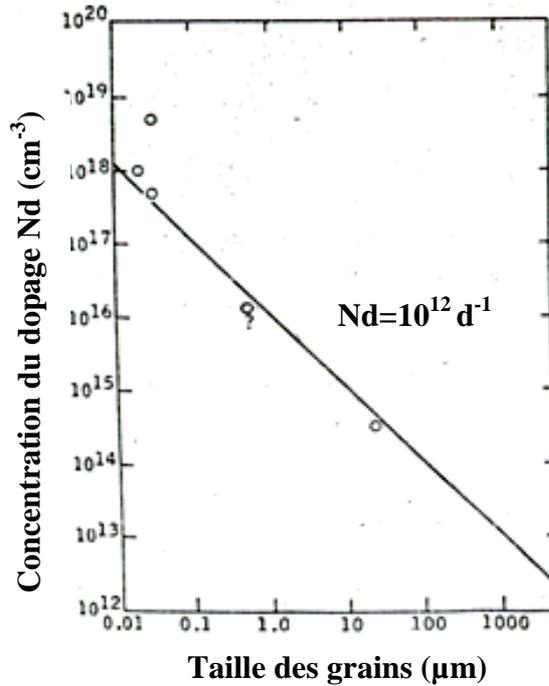
Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux caractéristiques technologiques et géométriques de la région base et de l'émetteur car elles interviennent dans le comportement photovoltaïque de la cellule.

**IV.1. Influence du dopage et de l'épaisseur de la région base**

Afin d'optimiser le dopage de la région base, nous avons tracé la variation des différentes caractéristiques de sortie de la cellule en fonction de l'épaisseur de cette région  $w_n$ , pour différentes valeurs du dopage ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), tout en tenant compte que la base est une région faiblement dopée.

Les données expérimentales de M.E.Cowher et A.K.Ghosh [8, 1], ont abouti à la relation entre le dopage et la taille des grains qui est donnée par  $N_d = 10^{12} / d$  dans une

couche mince de polysilicium type N, sachant que la constante  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  est liée aux pièges aux joints de grains [9]. Cette relation confirme que la taille des grains diminue pour les grandes concentrations du dopage, comme le montre la figure (IV.10). Cette dernière va donc évoluer en décroissant de  $100 \mu\text{m}$ , puis  $10 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$  pour les valeurs croissantes de Nd choisies ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ).

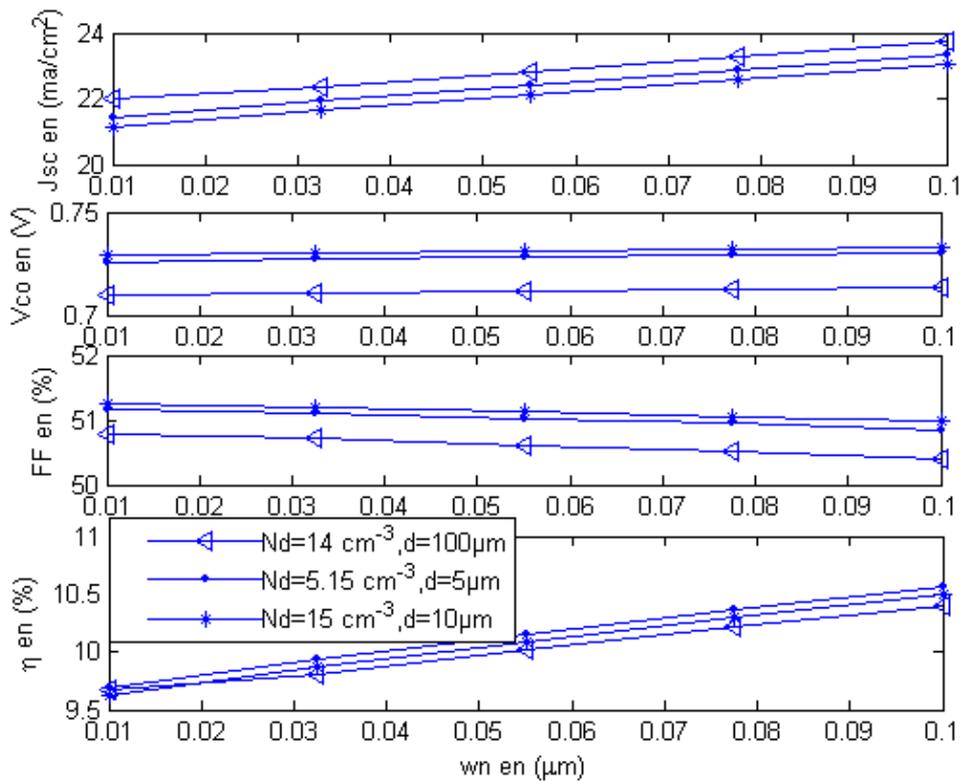


**Fig.IV.10.Variation de la taille des grains avec la concentration du dopage [1]**

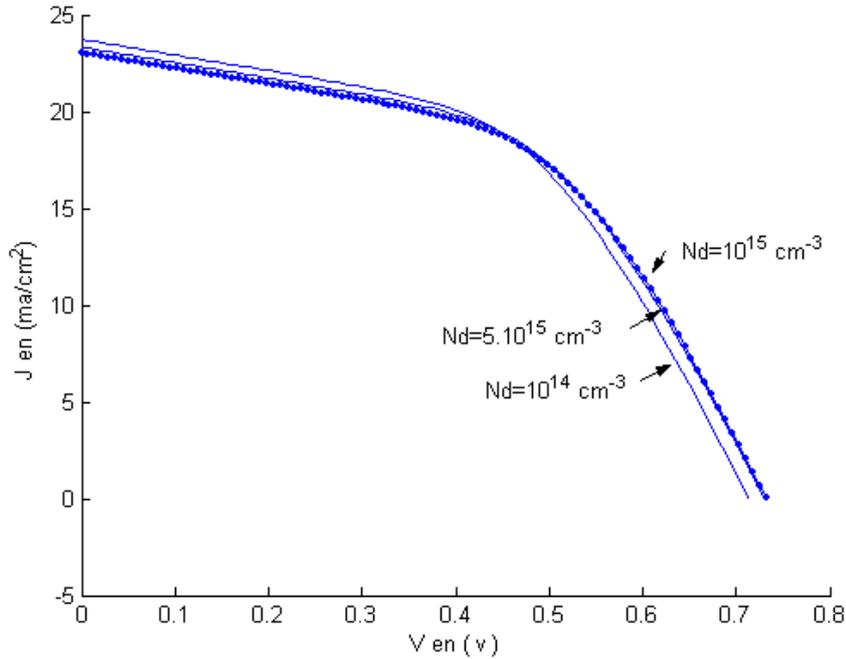
La figure (IV.11) représente les différentes caractéristiques de sortie de la cellule, à savoir le courant de court circuit  $J_{sc}$ , la tension en circuit ouvert  $V_{co}$ , le facteur de forme  $FF$ , et le rendement  $\eta$ , en fonction de l'épaisseur  $w_n$  de la région de base, en prenant comme paramètre variable le dopage Nd. Cette figure indique clairement une augmentation du courant de court circuit avec l'élargissement de l'épaisseur de la base pour  $w_n$  allant de  $0.01 \mu\text{m}$  à  $0.1 \mu\text{m}$ . La tension de circuit ouvert est pratiquement constante sur cette gamme d'épaisseurs, alors que le facteur de forme tend à diminuer. Le rendement quant à lui suit les variations du courant de court circuit en montrant une nette augmentation. Ce résultat indique que l'épaisseur optimale de la région de base devrait être la plus large possible. Cependant son choix nécessite un compromis avec la valeur du facteur de forme, qui ne doit pas être inférieure à 50%. Nous pouvons donc considérer que l'épaisseur  $w_n = 0.1 \mu\text{m}$  peut représenter la valeur optimale de l'épaisseur. Notre choix se portera donc sur cette épaisseur de base, qui est relativement large.

De plus, d’après la figure (IV.11), nous avons constaté que le courant de court circuit pour un faible dopage de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (grande taille des grains  $100\mu\text{m}$ ) est le plus élevé, il atteint  $23,7 \text{ mA/cm}^2$  et ceci pour l’épaisseur optimale de la région base, ce qui indique que le dopage de la base doit être de préférence faible. La tension de circuit ouvert pour cette même concentration du dopage ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) s’est avérée plus faible que pour les deux autres valeurs du dopage, elle est de l’ordre de  $0.71 \text{ V}$  seulement, ce qui conduit à une limitation du rendement de conversion, ce dernier vaut  $10.40\%$  pour  $N_d = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Par ailleurs, nous avons observé que la tension de circuit ouvert et le facteur de forme sont plus importants pour un dopage de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . En effet, la tension de circuit ouvert est estimée à  $0.73 \text{ V}$  et le facteur de forme atteint  $50.97\%$  pour cette concentration du dopage. De plus, le rendement de conversion est un peu plus élevé, il est estimé à  $10.49\%$ . Ce résultat permet de conclure que le faible dopage ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) qui correspond à une grande taille des grains ( $d=10 \mu\text{m}$ ) pourrait être optimum.

Enfin, la figure (IV.12) montre l’influence du dopage de la région base sur la caractéristique (J-V). L’allure de cette figure indique que pour les tensions les plus élevées (entre  $0.5$  et  $0.8 \text{ Volt}$ ), le courant augmente pour la concentration optimale du dopage  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Ce résultat confirme l’importance de choisir cette faible valeur du dopage.



**Fig.IV.11. Influence du dopage de la région base sur les caractéristiques de sortie de la cellule**

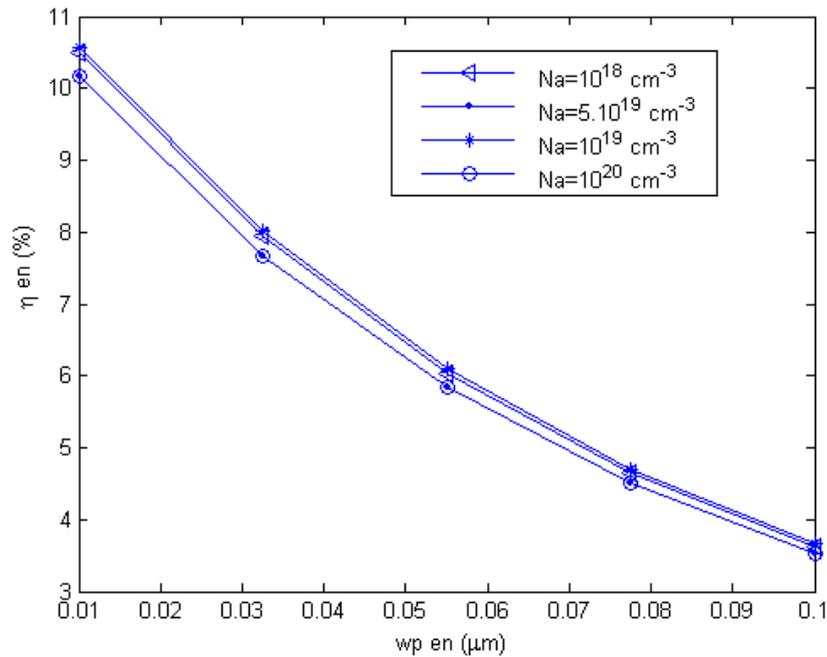


**Fig.IV.12.Effet du dopage de la base sur l'allure de la caractéristique J-V**

#### IV.2. Influence du dopage et de l'épaisseur de la couche émettrice

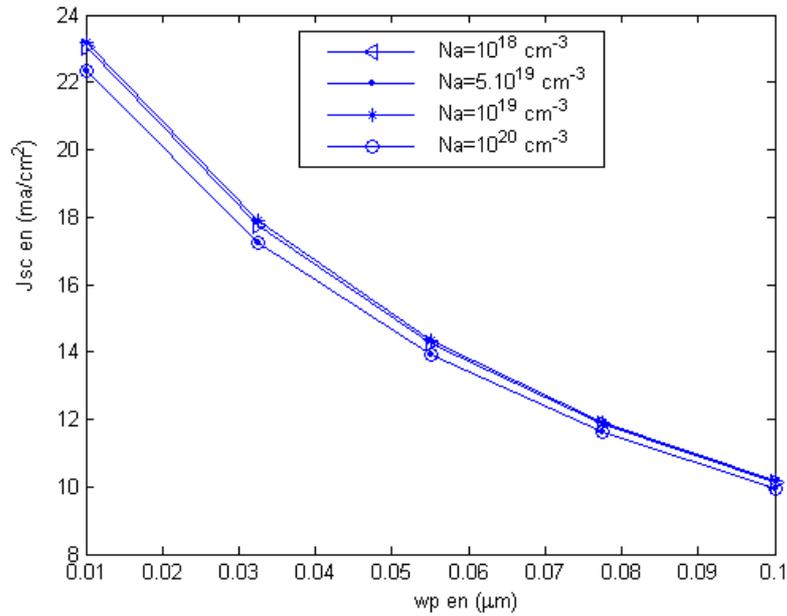
Nous nous intéressons à présent aux caractéristiques de l'émetteur de type P, qui est une région fortement dopée. Nous avons choisi des valeurs de dopage de l'émetteur de  $10^{18}$ ,  $10^{19}$ ,  $5.10^{19}$  et  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ , ce qui correspond à des tailles de grains 'd' décroissantes de valeurs respectives :  $0.01 \mu\text{m}$ ,  $0.001 \mu\text{m}$ ,  $5 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$  et  $10^{-4} \mu\text{m}$ . Sur la figure (IV.13), nous avons représenté l'évolution du rendement de la cellule avec l'épaisseur de l'émetteur  $w_p$  allant de  $0.01 \mu\text{m}$  à  $0.1 \mu\text{m}$ , en prenant pour paramètre variable le dopage. Concernant l'effet du dopage  $N_a$ , nous pouvons remarquer sur cette figure que le rendement est sensible aux variations du dopage. D'abord, notons que les valeurs les plus élevées du rendement correspondent aux dopages de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  (tailles des grains de  $10^{-3} \mu\text{m}$  et  $10^{-2} \mu\text{m}$ ) quelle que soit l'épaisseur de l'émetteur. Puis les valeurs du rendement diminuent sensiblement pour les dopages de  $5.10^{19} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{20} \text{cm}^{-3}$  (tailles des grains de  $5.10^{-4} \mu\text{m}$  et  $10^{-4} \mu\text{m}$ ). Ce résultat peut s'expliquer par l'influence de la taille des grains sur le comportement électrique du polysilicium. En effet, cette dernière joue un rôle prépondérant, car si elle est très petite (gamme de  $10^{-4} \mu\text{m}$ ), les porteurs rencontrent un plus grand nombre de joints de grains. Sachant que les joints de grains se comportent souvent comme pièges pour les électrons, ceci a pour effet d'augmenter la résistance des joints, ce qui conduit à un échauffement de la cellule solaire, et une dégradation de ses caractéristiques photovoltaïques.

Concernant l'effet de l'épaisseur  $w_p$ , nous voyons sur la figure (IV.13) que le rendement est à son maximum pour des épaisseurs très minces ( $w_p = 0.01 \mu\text{m}$ ), ce qui est en bon accord avec la littérature [4,10]. Ceci est nettement observé sur cette figure où nous constatons une importante dégradation du rendement pour des épaisseurs supérieures à  $0.03 \mu\text{m}$ , où il est inférieur à 7%.



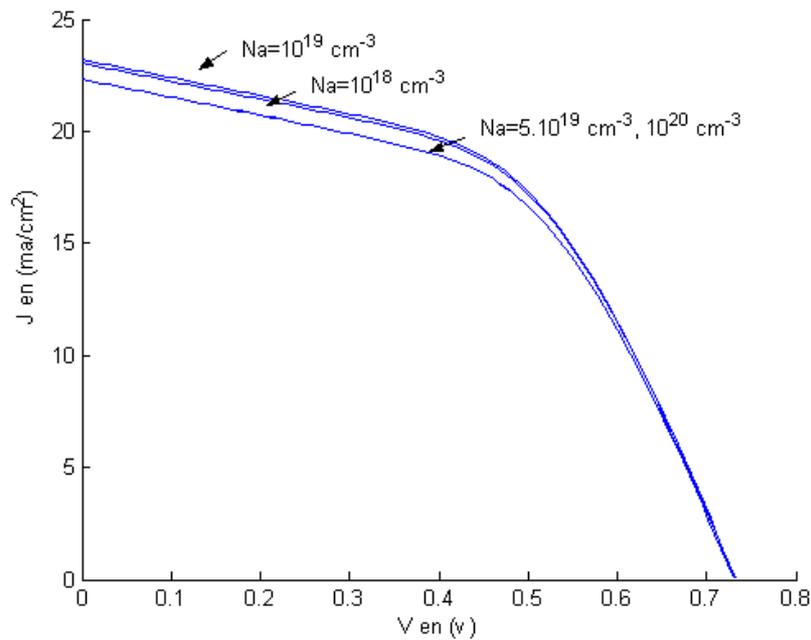
**Fig.IV.13. Effet du dopage de l'émetteur sur le rendement de conversion**

Le courant de court circuit a la même allure que celle du rendement de conversion (Figure IV.14), ainsi il atteint sa plus grande valeur pour un fort dopage de l'ordre de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et une faible épaisseur  $0.01 \mu\text{m}$ , où il est estimé à  $23.2 \text{ mA/cm}^2$ . Nous pouvons conclure, à partir de cette étude sur l'influence des paramètres de l'émetteur, que le choix des caractéristiques de cette région peut se porter sur le dopage  $N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et l'épaisseur  $w_p = 0.01 \mu\text{m}$ .



**Fig.IV.14. Variation de courant de court circuit en fonction du dopage de la couche émettrice et de son épaisseur**

Enfin, l’allure de la caractéristique J-V en fonction du dopage de l’émetteur pour l’épaisseur choisie  $w_p=0.01\mu\text{m}$  est représentée sur la figure IV.15 ci dessous. Cette allure confirme que la valeur du dopage de  $10^{19}\text{ cm}^{-3}$  permet d’obtenir la densité de courant la plus importante.



**Fig.IV.15. Variation de la caractéristique J-V en fonction du dopage de l’émetteur**

## V. Effet de la passivation frontale sur les caractéristiques de sortie de la cellule

### V.1. La nature des deux couches de passivation proposées

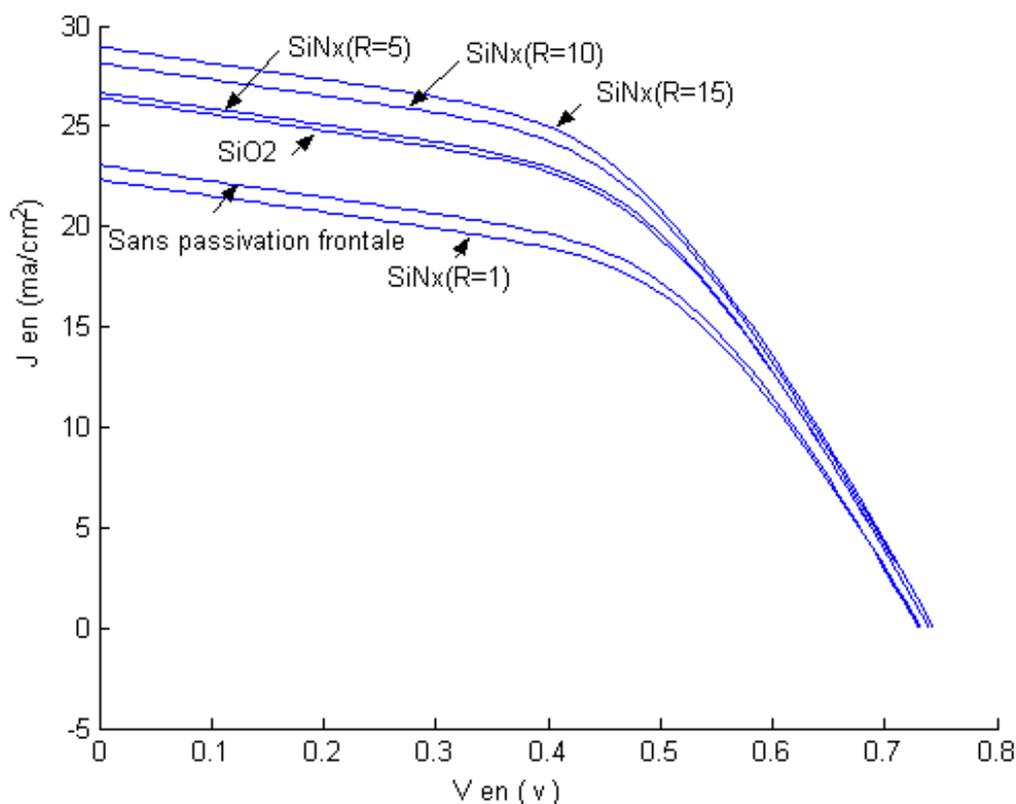
Après avoir optimisé l'épaisseur et le dopage de la région base et de la couche émettrice, donnant un rendement estimé à 10.57% sans passivation frontale, nous introduisons à présent une passivation frontale en comparant l'effet d'une couche mince de  $\text{SiO}_2$  thermique (de 100 nm d'épaisseur) [11], considéré comme le passivant usuel mis en jeu dans les cellules solaires, et une passivation par une couche de nitrure de silicium non stœchiométrique. D'après K.Coates [5], la passivation par le dépôt d'une couche de nitrure de silicium  $\text{SiN}_x$  sur la couche avant de la cellule, pourrait permettre de réduire le coefficient de réflexion de la structure ainsi que la vitesse de recombinaison en surface de la couche frontale, ce qui devrait améliorer le rendement. Nous allons donc nous intéresser plus particulièrement à l'élaboration de cette couche de nitrure de silicium, dont les propriétés dépendent de ses conditions de dépôt.

Le dépôt de nitrure de silicium non stœchiométrique est obtenu par PECVD, à partir d'un mélange de silane ( $\text{SiH}_4$ ) et d'ammoniaque ( $\text{NH}_3$ ) à une température de 350 °C. La pression de dépôt est dans la gamme de 300 mTorr, le dépôt du nitrure s'effectue avec un excès d'ammoniaque [5, 12]. Dans cette technique de dépôt, le rapport des débits gazeux R est un paramètre très influant sur les propriétés du matériau à déposer, en particulier sur l'indice de réfraction. Ce dernier est mesuré par ellipsométrie [5], et il est important de connaître ses valeurs car elles vont nous permettre, par la suite, d'accéder au coefficient de réflexion de la structure. Le rapport des débits gazeux considéré dans cette étude a des valeurs successives croissantes  $R=1, 5, 10$  et  $15$  qui correspondent à des indices de réfraction respectifs de 3.4, 2.7, 2.4, 2.1 [5]. Notons une décroissance de l'indice de réfraction avec le taux d'azote dans les films [5, 12].

### V.2. Résultats obtenus avec les deux couches de passivation

Pour notre simulation, nous prenons les valeurs de la vitesse de recombinaison en surface issues de la littérature qui sont de l'ordre de 10 cm/s pour le  $\text{SiO}_2$  [13] et de 20 cm/s pour le nitrure [14], respectivement. La variation de la caractéristique courant-tension est montrée sur la figure IV.16, en fonction de la passivation frontale pour les deux matériaux considérés dans notre étude. Nous avons constaté que l'allure de la caractéristique  $J(V)$  est améliorée considérablement en utilisant l'oxyde de silicium comme matériau de passivation en comparaison avec le cas sans passivation. Cependant, la caractéristique s'améliore de plus en

plus avec l'utilisation du nitrure de silicium ayant un haut rapport des débits gazeux ( $R = [\text{NH}_3]/[\text{SiH}_4]$ ). Cette amélioration est en concordance avec l'accroissement des rapports des débits ( $R=5, 10, 15$ ). Néanmoins, nous observons une dégradation de la caractéristique  $J(V)$  pour un faible rapport des débits de la couche de nitrure ( $R=1$ ), ce qui indique que le nitrure de silicium doit être riche en azote pour une obtenir une bonne couche de passivation frontale. Selon cette étude, nous pouvons confirmer aussi que l'indice de réflexion diminue avec l'augmentation des rapports des débits  $[\text{NH}_3]/[\text{SiH}_4]$  de la couche de nitrure, donc avec l'enrichissement de la couche de passivation en azote.



**Fig.IV.16. Caractéristique  $J(V)$  sous l'effet des couches de passivation frontale**

A partir de la caractéristique  $J(V)$  les différents paramètres de sortie de la cellule, à savoir, le courant de court circuit et la tension en circuit ouvert ainsi que le rendement que débite la cellule, peuvent être estimés. Les différentes caractéristiques de sortie de cette étude sont regroupées dans le tableau IV.2. Le rendement de conversion est estimé à 11.91% avec l'utilisation de l'oxyde de silicium. Ce dernier croit encore plus avec le nitrure de silicium comme matériau de passivation obtenu avec un haut rapport des débits de gaz. Il varie de 12.02% pour  $R=5$  jusqu'à atteindre 12.88% pour  $R=15$ . Ceci est en bon accord avec

la littérature [5] où il est montré que les liaisons N-H dans le film SiN<sub>x</sub> se renforcent pour les très forts rapports de débits, et d'autre part, et que le rendement atteint 12.56% et 13.43% pour R=2 et 10 respectivement.

Enfin, notons que le nitrure obtenu avec faible rapport des débits (R=1), fournit un rendement de 10.17% seulement, ce qui n'est pas considéré comme un rendement adéquat pour le fonctionnement de la cellule.

Cette étude confirme que la qualité de passivation du matériau nitrure de silicium s'améliore avec l'accroissement de son pourcentage en azote.

**Tableau IV.2**

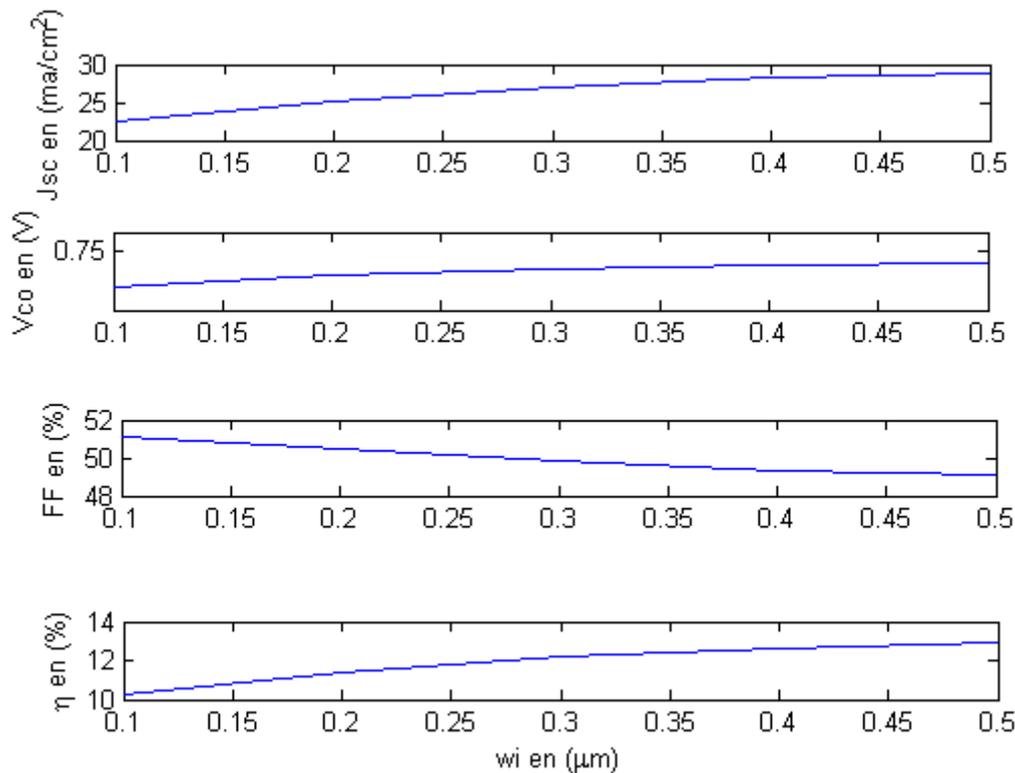
**Caractéristiques de sortie de la cellule sous l'effet des couches de passivation frontale**

Couches minces de passivation frontale	Jsc mA/cm <sup>2</sup>	Vco V	FF %	$\eta$ %
SiN <sub>x</sub> (R=1)	22.3	0.73	51.09	10.17
SiO <sub>2</sub>	26.4	0.73	50.03	11.91
SiN <sub>x</sub> (R=5)	26.7	0.74	49.93	12.02
SiN <sub>x</sub> (R=10)	28.1	0.74	49.38	12.58
SiN <sub>x</sub> (R=15)	28.9	0.74	49.05	12.88

**VI. Effet de l'épaisseur de la couche intrinsèque sur le rendement en présence des couches de passivation arrière et frontale**

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les variations des caractéristiques de la cellule en fonction de l'épaisseur de la couche intrinsèque  $w_i$  vu que cette couche joue un rôle très important dans les propriétés photovoltaïques de la cellule en particulier lors des phénomènes d'absorption. La figure (IV.17) montre la variation des caractéristiques de sortie de la cellule. Nous notons qu'une augmentation de la couche intrinsèque permet d'améliorer le rendement de conversion et que ce dernier atteint un maximum de 12.88 % pour  $w_i = 0,5 \mu\text{m}$ . Nous avons pris en compte pour notre simulation un fort rapport des débits gazeux pour la couche de passivation frontale en nitrure de silicium SiN<sub>x</sub> (R=15). Sur la figure (IV.17), on observe

que la tension en circuit ouvert est améliorée avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche intrinsèque, elle est de l'ordre de 0.74V. Le facteur de forme diminue légèrement avec la croissance de la couche intrinsèque, il est estimé à 49.05% pour  $w_i = 0.5\mu\text{m}$ . Ce résultat nous mène à fixer l'épaisseur de la couche intrinsèque à  $0.5\mu\text{m}$  comme étant une valeur adéquate. On remarque aussi que le courant de court circuit augmente avec l'épaisseur de  $w_i$ , il atteint la valeur de  $28.9\text{ mA/cm}^2$ .



**Fig.IV.17. Variation des caractéristiques de sortie en fonction l'épaisseur de la couche intrinsèque**

## VII. Influence des joints de grains sur le comportement de la cellule solaire

Le polysilicium est un matériau qui a la particularité d'être structuré comme un amas de grains juxtaposés, séparés entre eux par des régions à forte densité de défauts, les joints de grains. Afin de compléter notre étude, et de tenir compte de cette spécificité du polysilicium, nous présentons, en cette fin de chapitre, l'influence des joints de grains sur les propriétés de la cellule.

Pour étudier l'effet des joints de grains sur le rendement de conversion, nous allons d'abord montrer l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans les régions

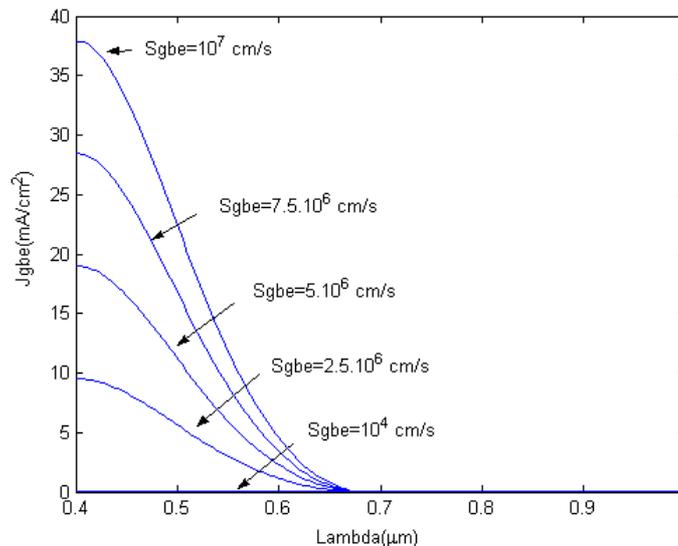
émetteur et base sur la densité de courant aux joints de grains  $J_{gb}$ . Nous calculerons par la suite la barrière de potentiel aux joints de grains obtenue à partir de l'estimation de la densité de courant  $J_{gb}$ .

**VII.1. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans la couche émettrice et dans la base sur le photocourant**

**VII.1.1. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans l'émetteur**

Nous avons présenté au chapitre III, paragraphe V, le calcul de la densité de courant aux joints de grains en fonction de la concentration des porteurs minoritaires et de la vitesse de recombinaison aux joints de grains. Nous allons d'abord calculer cette densité de photocourant aux joints de grains  $J_{gbe}$  dans la région P émetteur, fortement dopée ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), pour différentes vitesses de recombinaison en surface  $S_{gbe}$ . Dans cet émetteur fortement dopé, comme nous l'avons vu précédemment au paragraphe IV, la taille des grains dans cette région est petite, alors que les joints sont de grandes dimensions, et dans ce cas, les valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains varient de  $10^4$  à  $10^7 \text{ cm/s}$  [15, 11].

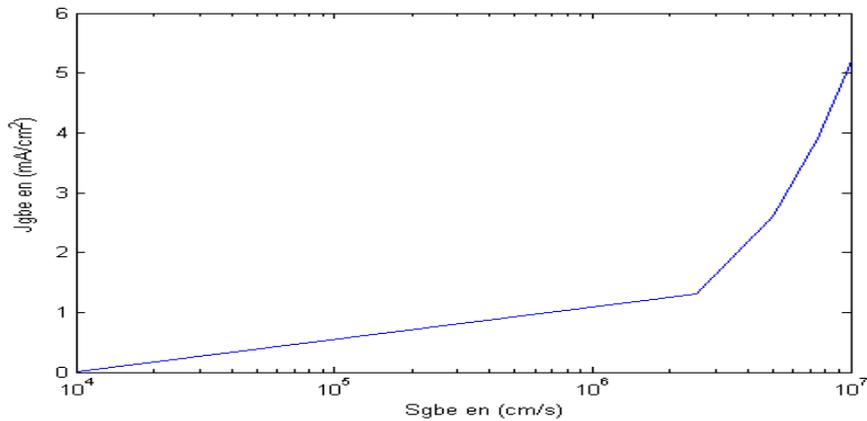
A l'issue de la simulation, nous avons obtenu tout d'abord l'allure de la densité de courant  $J_{gbe}$  aux joints de grains dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde et ceci pour différentes vitesses  $S_{gbe}$  de recombinaison allant de  $10^4$  à  $10^7 \text{ cm/s}$  (Fig.IV.18).



**Fig.IV.18. Variation de la densité de courant aux joints de grains dans la région émettrice en fonction de la longueur d'onde, sous l'effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains**

En premier lieu, notons que le courant est quasiment nul pour  $S_{gbe}=10^4$  cm/s. Puis la densité de courant croît avec l'augmentation de la vitesse, et atteint un maximum d'environ 37.5 mA/cm<sup>2</sup> ( $\lambda=0.4$   $\mu$ m) pour  $S_{gbe}=10^7$  cm/s. Ce résultat, qui indique une augmentation du courant aux joints de grains avec la vitesse de recombinaison  $S_{gbe}$  des minoritaires, est cohérent avec le fait que les joints de grains sont effectivement le siège d'une forte densité de défauts qui suscitent des phénomènes de recombinaison des porteurs. De plus, sur la figure IV.18, nous remarquons que la densité de courant  $J_{gbe}$  est considérable pour la gamme des faibles longueurs d'ondes ( $\lambda=0.4$  à  $0.5$   $\mu$ m). En effet, cette densité suit la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde, comme indiqué sur la figure III.2.(a) du chapitre III, où il est indiqué une nette décroissance du coefficient d'absorption à partir de  $\lambda=0.56$   $\mu$ m.

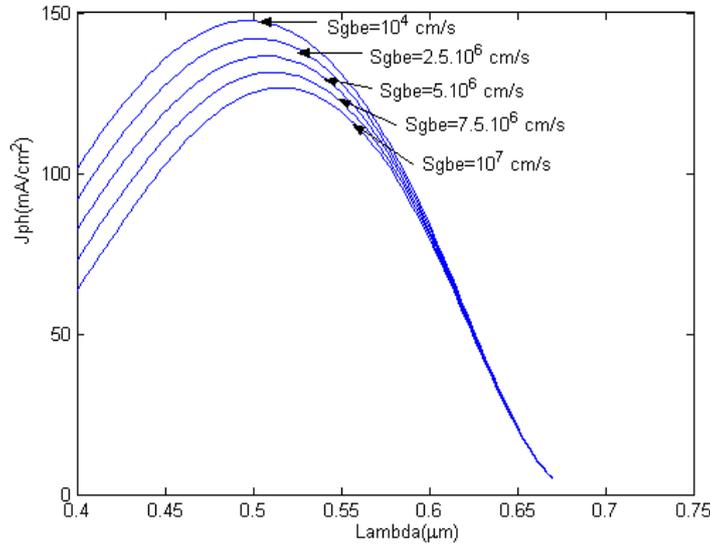
La figure IV.19 montre l'évolution des valeurs  $J_{gbe}$  (calculées par l'intégration de la densité de courant sur tout le spectre solaire) en fonction de la vitesse de recombinaison  $S_{gbe}$ , où une augmentation est observée lorsque la vitesse dépasse  $10^6$  cm/s. L'ordre de grandeur de  $J_{gbe}$  est de 2 à 5 mA/cm<sup>2</sup> pour la gamme des valeurs de  $S_{gbe}$  considérées.



**Fig.IV.19. L'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains sur la densité de courant aux joints de grains dans la région émettrice**

La figure IV.20 illustre la variation de la densité de photocourant  $J_{ph}$  en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints. Ce paramètre  $S_{gbe}$  représente l'influence des joints de grains sur le photocourant dans la cellule.

Rappelons que  $J_{ph}$  est la contribution des trois composantes des photocourants dans la région P, I, N et du courant  $J_{gbe}$ . Cette figure confirme la dégradation du photocourant avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints dans la couche émettrice, ce qui montre l'influence des joints de grains sur l'intensité du photocourant.

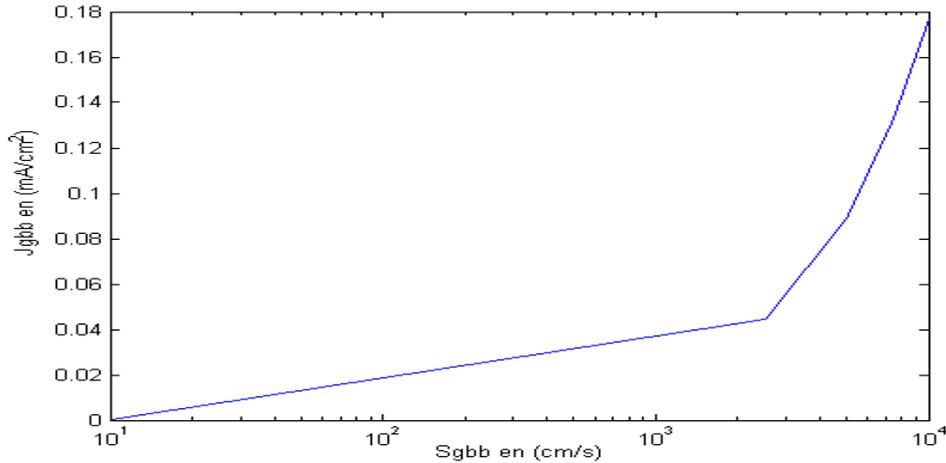


**Fig.IV.20. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans l'émetteur sur la densité de courant totale et ceci en fonction de la longueur d'onde**

**VII.1.2. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain dans la région base**

Nous allons à présent étudier l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains de la région base faiblement dopée, sachant que pour un faible dopage (grande taille des grains, joints de faible dimension), les valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains  $S_{gbb}$  varient de 10 à  $10^4$  cm/s [15, 11].

Nous avons calculé les valeurs du courant aux joints de grain dans la région base. La figure IV.21 illustre ces variations en fonction de la vitesse de recombinaison  $S_{gbb}$  dans la gamme de 10 à  $10^4$  cm/s. Nous remarquons tout d'abord que l'ordre de grandeur de  $J_{gbb}$  est relativement faible (il n'excède pas  $0.2 \text{ mA/cm}^2$ ), en comparaison avec les valeurs de  $J_{gbe}$  dans la zone émettrice (Figure IV.19). Ceci est en bonne concordance avec le fait que les joints de grains sont considérés comme de faible dimension dans la région de base. De plus, notons une augmentation de  $J_{gbb}$  avec  $S_{gbb}$ , notamment au delà de  $10^3$  cm/s.

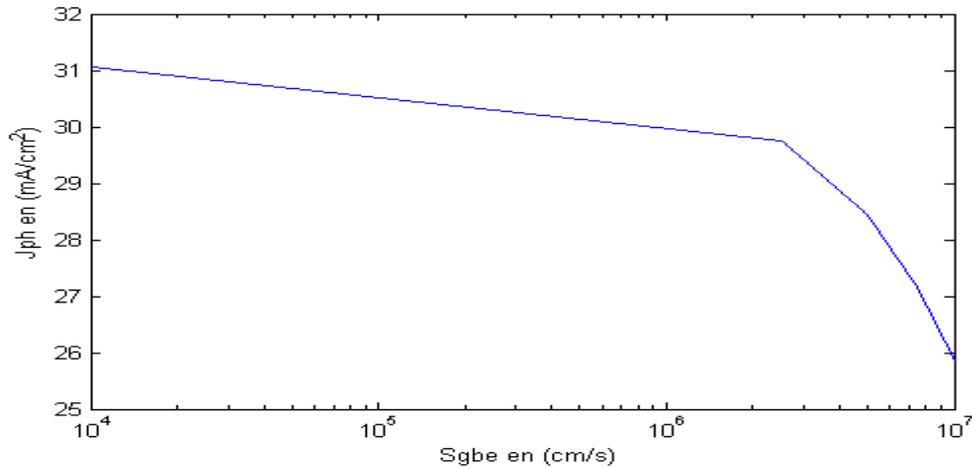


**Fig.IV.21. Variation de la densité de courant aux joints de grains dans la région base avec la vitesse de recombinaison aux joints de grains**

En dernier, nous pouvons conclure que la densité de courant  $J_{gbb}$  dans la base est faible en comparaison à  $J_{gbe}$  dans l'émetteur. Nous nous attendons donc à une très faible influence (quasi-nulle) de  $J_{gbb}$  sur le photocourant total dans la cellule, en particulier, et sur les autres caractéristiques de la cellule, de façon générale.

#### IV.1.3. Influence des joints de grains sur le photocourant total

Au vu des résultats précédents, l'influence des joints de grains sur le photocourant total provient donc de la contribution de la région d'émetteur seule, où  $J_{gbe}$  varie de 2 à 5 mA/cm<sup>2</sup> (Fig.IV.19). La valeur du photocourant total  $J_{ph}$  étant de l'ordre de 31 mA/cm<sup>2</sup> sans prise en compte de l'effet des joints de grains, c'est-à-dire pour  $S_{gb}=10^4$  cm/s (Figure IV.22), nous pouvons donc en déduire que la contribution de  $J_{gbe}$  au courant total peut aller de 6.6% jusqu'à 16.6% pour  $J_{gbe}$  maximum. Ceci représente une estimation de l'influence des zones de joints de grains sur le photocourant dans la cellule, et montre que cette influence n'est pas négligeable.



**Fig.IV.22.Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains dans l'émetteur sur la densité de photocourant total**

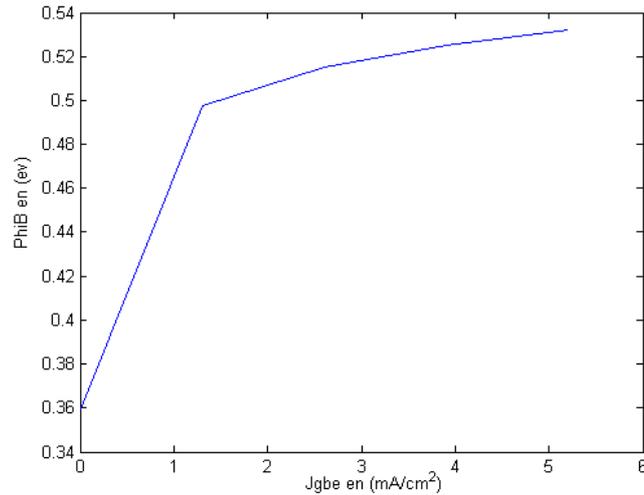
#### VI.1.4. Estimation de la hauteur de barrière aux joints de grains

La barrière de potentiel  $\phi_{gb}$  aux joints de grains est estimée à partir du calcul de la densité de courant aux joints de grains  $J_{gb}$  à partir de la formule (III.34) du chapitre III. Comme nous l'avons mentionné plus haut, seul le courant dans l'émetteur  $J_{gbe}$  est pris en compte, vu que  $J_{gbb}$  dans la base est négligeable.

Dans cette étude, pour des valeurs de vitesses de recombinaison croissantes ( $10^4$  à  $10^7$  cm/s) aux joints de grains de l'émetteur, la barrière de potentiel  $\phi_{gbe}$  obtenue est avérée constante, elle est estimée à 0.5 eV. Ce résultat est validé par la littérature [11], pour du polysilicium fortement dopé (joint de grande dimension).

Afin de compléter cette analyse, et dans le but d'aboutir à l'effet de la hauteur de barrière de potentiel aux joints de grains sur la densité de courant aux joints de grains, nous prenons pour le calcul de la barrière de potentiel en fonction de la densité de courant aux joints, une valeur fixe de  $S_{gbe}$  ( $5 \cdot 10^6$  cm/s).

La figure (IV.23) schématise l'évaluation de la hauteur de barrière de potentiel aux joints de grains avec la variation de la densité de courant aux joints de grains dans la région émettrice. En effet, nous pouvons constater sur cette figure que la croissance de la densité de courant aux joints de grains ne peut être obtenue qu'avec l'augmentation de la hauteur de barrière de potentiel aux joints de grains.

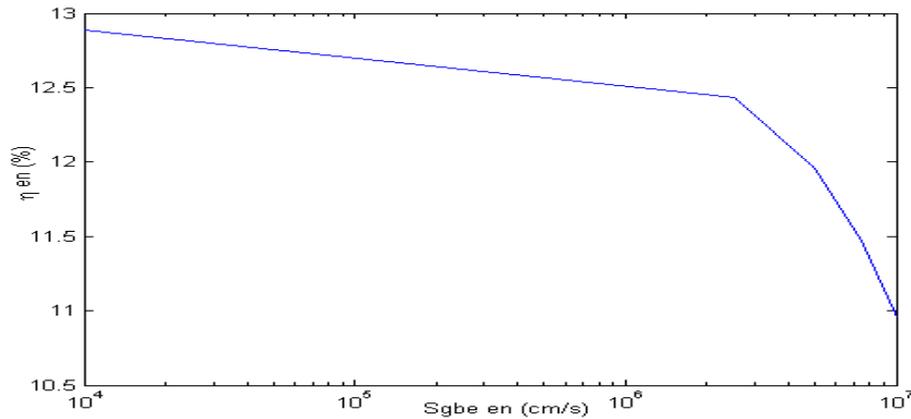


**Fig.IV.23. Estimation de la barrière de potentiel aux joints de grains avec la variation de la densité de courant aux joints de grains**

Enfin, la hauteur de barrière de potentiel des joints de grains de la région base faiblement dopée (pour des vitesses de recombinaison de  $10^4$  à  $10^4$  cm/s), vaut 0.37 eV seulement, ce qui est justifié par la faible densité de courant aux joints de grains de la région base. Cette valeur de la barrière de potentiel est confirmée dans des travaux basés sur des couches de polysilicium LPCVD pour des joints de faibles dimensions [11].

## VII.2. Influence des joints de grains sur le rendement de la cellule solaire

Vu que l'influence des joints de grains se manifeste dans la zone de l'émetteur seul, où les valeurs des vitesses de recombinaison aux joints de grains varient de  $10^4$  cm/s à  $10^7$  cm/s, nous avons calculé le rendement en prenant compte uniquement la contribution de  $J_{gbe}$  au photocourant total (en négligeant  $J_{gbb}$ ). La figure (IV.24) illustre la variation du rendement de conversion avec la variation de la vitesse aux joints de grains de l'émetteur passivé. Nous remarquons sur cette figure l'effet considérable de la vitesse aux joints de grains sur la dégradation du rendement de conversion au-delà de la valeur  $10^6$  cm/s. Nous avons noté ce même effet précédemment lors d'une nette augmentation de  $J_{gbe}$  avec  $S_{gbe}$  (Figure IV.19).



**Fig.IV.24. Variation du rendement avec la vitesse de recombinaison aux joints de grains**

Pour la gamme de vitesses de recombinaison considérées dans notre calcul, le rendement est compris entre la valeur minimale de 10.95% (pour  $S_{gbe} = 10^7$  cm/s) et la valeur maximale de 12.88% (pour  $S_{gbe} = 10^4$  cm/s où le courant  $J_{gbe}$  est quasiment nul).

En observant la figure IV.24, nous constatons que la dégradation du rendement de conversion va en s'accroissant lorsque les valeurs de  $S_{gbe}$  augmentent, et ce qui correspond à une augmentation de l'amplitude de l'intensité du courant  $J_{gbe}$  indiquée sur la figure (IV.19).

Nous pouvons conclure à partir de ces résultats que le rendement peut diminuer de 2% environ sous l'effet des joints de grains (il peut chuter de 12.88% sans effet des joints de grains jusqu'à 10.95%), et que le photocourant total peut subir jusqu'à 16% de diminution par rapport à sa valeur maximale, comme nous l'avons précisé au paragraphe précédent. Il est clair que l'influence des joints de grains dans le polysilicium n'est pas négligeable et doit être prise en considération pour aboutir aux performances réelles de la cellule.

## VIII. CONCLUSION

Dans ce travail, nous nous sommes intéressées à l'étude d'une cellule solaire à base de silicium polycristallin et à sa passivation arrière et frontale au moyen de différentes structures, notamment l'empilement multicouches oxyde/SiNx/SiOx PECVD, et le nitrure de silicium pour la couche frontale.

Dans ce chapitre, nous avons d'abord proposé une structure de cellule multicouche, à partir d'une étude bibliographique, puis nous avons regroupé les résultats de la simulation en

montrant les améliorations que peuvent apporter les couches de passivations sur les caractéristiques photovoltaïques de la cellule proposée. En effet, la caractéristique de sortie  $J(V)$  s'améliore en présence des passivations arrière et frontale, de même pour le courant de court circuit, la tension en circuit ouvert et le facteur de forme. Nous avons déduit de l'étude que le choix de la couche de passivation arrière ( $\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$ ) est optimal. Nous avons tenté par la suite d'optimiser le gap optique en se basant sur une bonne concordance entre les valeurs de facteur de forme et les courbes  $J(V)$  obtenues. Nous en avons conclu que la valeur  $E_g=1.8$  eV peut être optimale.

Après avoir étudié l'influence des paramètres de la base et de l'émetteur, nous en avons déduit que les dopages de ces deux régions devraient être de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  respectivement, avec des épaisseurs respectives  $w_n=0.1\mu\text{m}$  et  $0.01\mu\text{m}$ .

L'influence de la couche frontale a été étudiée avec les paramètres optimaux de la base et de l'émetteur. Nous avons montré que le nitrure de silicium riche en azote permet d'obtenir les meilleures performances de la cellule avec un rendement maximum de 12.88%. Par la suite, l'étude de l'effet de l'épaisseur de la couche intrinsèque sur le rendement a confirmé qu'il est nécessaire de prendre en compte dans la simulation une grande épaisseur  $w_i=0.5\mu\text{m}$ . Enfin, cette étude est finalisée par l'influence des joints de grains du polysilicium sur le photocourant total et sur le rendement. Nous avons montré que la présence des joints dans la zone d'émetteur à petits grains a un effet non négligeable sur les performances de la cellule. En particulier, nous avons déduit que le courant aux joints de grains est plus significatif dans la région d'émetteur que dans la région base, et nous avons confirmé que les valeurs de hauteur de barrière  $\phi_{gb}$  trouvées sont en bon accord avec celles données dans la littérature.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE IV

- [1] A. K. Ghosh, C. Fishman, and T. Feng, *J.Appl.Phys.* Vol.51, No.1, January 1980, pp 446-454.
- [2] M. Johnson, International workshop on VLSI process and Device modelling, (1993 VPAD), (1993), pp.178-179.
- [3] C. Felman, N. A. Blum, H. K. Charles, Jr. and F. G. Satkiewicz, *J.Electron. Mat.* 7, (1978)309.
- [4] T. Baghdadli, *Rev. Energ. Ren.*, (1999) 27-31.
- [5] K. Coates, S. Morrison, S. Narayanan, Proceeding of 16<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy conference, Glasgow, 2000, p 1279.
- [6] O. Schultz, M. Hofmann, S. W. Glunz, G. P. Wileke, Freiburg, D-79110. 31<sup>st</sup> IEEE, PVSC Orlando, Florida 2005.
- [7] B. Zebentout, Z. Benamara, T. Mohammed-Brahim, *Thin solid films*, Vol 516(2007), pp84-90.
- [8] M. E. Cowher and T. O. Sedgwick, *J.Electrochem.Soc.*119, (1972) 1565.
- [9] J. Y. W. Seto, *J.Appl.Phys.*Vol 46, N0 12,(1975),pp 5247-5253.
- [10] J. J. Liou, W. Wong, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 28(1992), pp.9-28.
- [11] Y. Laghla, 'Elaboration et caractérisation de couches minces de silicium polycristallin déposées par LPCVD pour application photovoltaïque', Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, N° 3038(1998).
- [12] J. G. E. Gardeniers and H. A. C. Tilmans *J.Vac.Sci.Technol.A.*14 (5), Sep/Oct 1996.
- [13] A. Ricaud, 'Photopiles Solaires', Presses polytechniques et universitaires romandes. Lausanne, 1997.
- [14] K. Shirasawa, H.Takahashi, Proc 23<sup>rd</sup> .IEEE. PVSC. Loui Ville 256, (1993).
- [15] L. L. Kazmerski, *Solid-State Electron.*21 (1978)1545.

**CONCLUSION GENERALE**

## CONCLUSION GENERALE

L'étude menée dans ce mémoire est principalement fondée sur les potentialités des couches minces de silicium polycristallin Si-LPCVD en vue de leur utilisation comme matériau actif dans une cellule solaire à jonction PIN. Le silicium déposé directement à l'état polycristallin présente une forte absorption et un indice de réfraction relativement faible, ceci est dû essentiellement à la présence de la rugosité de surface. Ces deux qualités, la forte absorption et la diminution de la réflectivité à la surface, font que ce matériau peut être un bon candidat à la réalisation des cellules solaires.

L'aspect structural du silicium polycristallin se caractérise par des grains monocristallins séparés entre eux par des zones désordonnées et riches en défauts cristallins, que l'on peut assimiler à du silicium amorphe et que l'on appelle joints de grains. Ces joints de grains peuvent être considérés comme des centres de recombinaison ou de piégeage des porteurs minoritaires, ce qui conduit à l'apparition d'un nouveau photocourant sous l'effet de l'augmentation de la vitesse de recombinaison des porteurs aux niveaux des joints de grains, et dont il faudra tenir compte dans l'évaluation des performances finales de la cellule.

Bien que la structure particulière du polysilicium avec ses joints de grains riches en défauts, puisse constituer un inconvénient au choix de ce matériau, il n'en demeure pas moins que sa facilité de dépôt, sa productivité en masse et son faible coût de revient, restent des atouts majeurs en photovoltaïque.

Dans cette thèse, à caractère théorique, notre travail s'est basé dans un premier temps sur l'étude du fonctionnement de la cellule solaire comme étant un dispositif à jonction PN. Comme chacune des régions de la cellule obéit aux lois classiques qui régissent le comportement électrique des semiconducteurs (la loi de Poisson et l'équation de continuité pour les porteurs minoritaires), il nous a été possible de décrire le comportement électrique du dispositif, en spécifiant les différents courants mis en jeu et en mettant un accent particulier sur le calcul du champ électrique dans la région intrinsèque, dont le rôle est primordial dans les phénomènes d'absorption des porteurs. Nous avons montré que le champ électrique est d'autant plus intense que l'épaisseur de la zone intrinsèque est étendue. Cette partie du travail a constitué l'essentiel du premier chapitre. A la fin de ce chapitre, nous avons donné les schémas équivalents de la cellule photovoltaïque idéale et réelle, sous éclairage, ainsi que ses principales caractéristiques de sortie.

Vu que notre sujet a été centré sur l'intérêt à mettre en jeu le silicium polycristallin comme le matériau de base de la cellule solaire, nous avons rappelé dans le deuxième chapitre

la méthode d'obtention de ce matériau par LPCVD, dont les avantages de sa facilité de dépôt, et du bon contrôle de ses propriétés structurales, sont des atouts technologiques. Les différentes propriétés, électriques et optiques du polysilicium ont été également décrites dans ce chapitre, comme la mobilité, la durée de vie des minoritaires, et l'indice de réfraction. En dernier, le principe de l'amélioration de la cellule photovoltaïque au moyen de couches de passivation arrière et frontale, mettant en jeu des dépôts de nitrure de silicium, a été présenté. L'intérêt suscité par ce type de matériaux de passivation est justifié par sa facilité de dépôt à basse température (par LP ou PE-CVD), et sa compatibilité avec le dépôt de silicium polycristallin.

La modélisation du comportement électrique et photovoltaïque de la cellule solaire a constitué une étape primordiale dans notre travail. Le troisième chapitre a été consacré à la résolution, au moyen d'une méthode appropriée (la méthode de Thomas qui est une méthode de résolution d'un système linéaire à matrice tridiagonale issue de la méthode plus générale de Choleski), l'équation de continuité dans les trois régions du dispositif. Le calcul de la densité des porteurs minoritaires nous a permis d'accéder aux différentes densités de courants dans les trois régions du dispositif. Il a été également indispensable dans ce travail, d'envisager le calcul du courant dû aux joints de grains, vu la nature polycristalline du silicium. Nous avons ainsi considéré la présence d'un courant aux joints de grains pouvant être dû à la diffusion des minoritaires sous l'effet d'une certaine vitesse de recombinaison. La méthode de calcul appliquée pour ce courant a été la même que celle décrite précédemment. Il s'en est suivi les expressions des courants aux joints de grains dans l'émetteur de type P et dans la base de type N. Ainsi, au terme de cette étude, nous avons pu donner l'expression finale du photocourant total traversant la structure PIN, en tenant compte du fait que l'influence du courant aux joints de grains risque d'entraîner une certaine dégradation des performances de la cellule considérée.

Les principaux résultats issus de la modélisation ont été présentés dans le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire, et ils peuvent être résumés dans les points suivants :

1- Tout d'abord, sur la base d'une recherche bibliographique, nous avons proposé une structure de la cellule solaire à étudier constituée d'un dispositif à jonction PIN qui présente sur ces deux faces, arrière et frontale, deux couches de passivation pouvant être élaborées en films minces à partir de plusieurs types de matériaux. Puis, nous avons entamé l'étude de l'effet de la couche de passivation arrière seule sur la caractéristique de sortie de la cellule. Nous avons montré une nette amélioration de la caractéristique  $J(V)$  de la cellule en présence

d'une couche de passivation. L'effet de différentes couches de passivation a été étudié, à savoir une couche d'Aluminium diffusé, une couche mince d'oxyde de silicium thermique, et une couche empilée de  $\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_x$  PECVD. Ces choix ont été déterminés par des structures citées dans la littérature. Il est ressorti de cette étude comparative que l'empilement  $\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_x$  peut être considéré comme la meilleure couche de passivation arrière de la cellule, car elle a permis de fournir les paramètres de sortie les plus performants. A partir de cette étude, nous avons pu également déduire l'optimisation du gap optique à la valeur  $E_g=1.8$  eV.

Les densités de courant dans les trois régions de la cellule ont été tracées en fonction de la longueur d'onde, en prenant en compte de la valeur optimale du gap optique. Les principaux résultats montrent que la couche P est fortement absorbante car la densité de courant y est considérable. De plus, l'allure de ce courant suit celle du coefficient d'absorption, où une nette décroissance apparaît à partir de la longueur d'onde de  $0.65\mu\text{m}$ . Dans la région de base N, la densité de courant reste relativement faible, alors que dans la couche intrinsèque la densité de courant constitue la plus grande fraction du photocourant total, ce qui est en accord avec les prévisions de la théorie pour la structure PIN.

2- En nous intéressant à l'étude de l'influence des épaisseurs et des dopages des régions de l'émetteur et de la base, nous en avons déduit que de bonnes performances de la cellule pourraient être obtenues pour un émetteur fortement dopé ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) et de faible épaisseur ( $0.01 \mu\text{m}$ ) et une base faiblement dopée ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) et d'épaisseur relativement large ( $0.1 \mu\text{m}$ ). Sur la base de ces deux paramètres, géométrique et technologique, nous avons comparé l'effet de deux matériaux : l'oxyde de silicium, qui un passivant usuel, et le nitrure de silicium dont les avantages sont, en plus en plus sa facilité et sa compatibilité de dépôt avec le polysilicium, ses bonnes propriétés optiques. L'étude a montré dans un premier temps que la couche de passivation frontale améliore dans la grande majorité de ces cas considérés, la caractéristique J (V). En particulier, ce sont les couches minces  $\text{SiN}_x$  obtenues avec un fort rapport R des débits gazeux  $[\text{NH}_3/\text{SiH}_4]$  qui ont fourni les meilleures caractéristiques J (V). Notons que l'oxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  a apporté lui aussi une amélioration, mais de moindre amplitude. Seule la couche de passivation obtenue pour  $R=1$  n'a pas fourni le résultat escompté, ce qui nous a permis de confirmer la nécessité d'impliquer des couches  $\text{SiN}_x$  riches en azote pour la passivation de la face frontale. Enfin, le rendement de conversion de la cellule, en tenant compte à la fois de l'ensemble des paramètres optimisés, et de l'effet des

passivations arrière et frontale, a pu être estimé à 12.88%, ce qui peut être considéré comme une valeur satisfaisante pour une cellule à base de silicium multicristallin.

Nous avons finalisé cette partie de l'étude de la cellule en confirmant que cette valeur du rendement optimal est obtenue pour une épaisseur maximale de la couche intrinsèque  $w_i=0.5\mu\text{m}$ .

3- Enfin, la dernière partie des résultats a été consacrée à l'influence des joints de grains sur le comportement électrique (photocourant) et photovoltaïque (rendement) de la cellule.

Les résultats obtenus à partir des densités de courants  $J_{gbe}$  et  $J_{gbb}$  dans l'émetteur et dans la base, respectivement, ont montré d'abord que le courant aux joints de grains dans l'émetteur  $J_{gbe}$  est prédominant, alors que  $J_{gbb}$  dans la base peut être négligé par rapport au courant total. Ce résultat semble cohérent vu que la taille des grains dans l'émetteur est beaucoup plus faible que la taille des grains de la base ( $0.001\mu\text{m}$  pour l'émetteur et  $0.1\mu\text{m}$  pour la base), ce qui fait prédominer l'influence des joints de grains dans l'émetteur. Le calcul du courant  $J_{gb}$

nous a permis d'accéder à la valeur de la hauteur de barrière aux joints de grains, qui a été estimée à 0.5 eV dans la région d'émetteur, valeur en accord avec la littérature pour du polysilicium fortement dopé, pour des joints des grain de grandes dimensions et à 0.37 eV seulement dans la région base faiblement dopée (joints de grain de faibles dimensions).

Enfin, nous avons pu conclure que l'influence de la contribution du courant aux joints de grains dégrade le photocourant en lui imposant une diminution d'environ 16% et affecte le rendement de conversion par une diminution de 2% de sa valeur maximale. Ce dernier peut en effet diminuer jusqu'à 10.95%.

Dans son ensemble, notre travail nous a permis, à l'aide de nos simulations, de mieux comprendre le comportement électrique et photovoltaïque de la cellule solaire à base de silicium polycristallin, en dégagant certains paramètres que nous avons jugés adéquats pour fournir de bonnes performances à ce dispositif, tels que les matériaux de passivation, les dimensions et les dopages des régions émetteur et base, l'épaisseur de la couche intrinsèque. Comme perspective à ce travail, nous pouvons prévoir une étude comparative de la cellule avec un émetteur de type n fortement dopé. Il serait également intéressant de considérer une étude plus approfondie de la barrière de potentiel afin d'arriver à la minimiser et réduire ainsi l'effet des courants aux joints de grains dans le polysilicium.

## **ABSTRACT:**

In this work we propose the modeling of rear and front passivation effect on the performance of the polycrystalline solar cell. The rear passivation layers can reflect photons to the interior of the cell. Thus, prolonging their target and making easy their absorption while decreasing the surface recombination velocities of minority carriers at the base area. The internal reflectivity should be as high as possible to enable a good trapping of photons. The rear passivation with a stacked layer thin oxide /Silicon Nitride/Silicon oxide PECVD gives good performances. Subsequently, we have optimized the parameters of the base and the emitter, which led us to a low doping ( $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) and a large thickness ( $W_n = 0.1 \text{ }\mu\text{m}$ ) of the base region as well as a high doping ( $N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) and thin thickness of the emitter layer ( $W_p = 0.01 \text{ }\mu\text{m}$ ).

In addition, Front passivation by the silicon nitride of polycrystalline solar cell has been proposed. We noted a very clear improvement of the efficiency for high gas flow ratio  $R = \Phi(\text{NH}_3) / \Phi(\text{SiH}_4)$ . Thus, the cell efficiency reaches 12.88%.

In our work, we have also contributed in the modelling of grain boundary current density in polysilicon. Electrical simulation shows the influence of grain boundaries surface recombination velocity on grain boundaries current density. We obtained a significant current density in grain boundary of the heavily doped emitter, for surface recombination velocity values which exceed  $10^6 \text{ cm} / \text{s}$ . In the base region weakly doped, the grain boundary current remains low under the effect of surface recombination velocity at grain boundaries. We have concluded that the influence of the contribution of grain boundary current degrades the photocurrent by imposing a decrease of about 16% and affects the conversion efficiency by a decrease of 2% of its maximum value.

The current density at the grain boundaries is closely related to the potential barrier at grain boundaries. Indeed, the potential barrier at grain boundaries is estimated at 0.5 eV in the emitter region and 0.37 eV only in the base region.

Finally, we can conclude that the multilayer structure of the solar cell can be used for photovoltaic applications with good performances.

**Keywords:** Polycrystalline silicon, solar cell, rear passivation, silicon nitride, grain boundary, conversion efficiency.

## Résumé:

Dans ce travail, nous proposons la modélisation d'une cellule solaire à base de silicium polycristallin sous l'effet de couches de passivation arrière et frontale. La couche de passivation arrière peut refléter des photons à l'intérieur de la cellule. Ainsi, elle prolonge leur trajet, facilitant leur absorption, tout en diminuant la vitesse de recombinaison en surface des porteurs minoritaires dans la région de base. La réflectivité interne devrait être aussi élevée que possible permettant un bon piégeage des photons. La passivation arrière avec une couche empilée oxyde de silicium / nitrure de silicium/ oxyde de silicium obtenue par PECVD a fourni de bonnes performances. Par la suite, nous avons optimisé les paramètres de la base et de l'émetteur, ce qui nous a conduit à un faible dopage ( $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) et une large épaisseur de la région base ( $W_n = 0.1 \text{ }\mu\text{m}$ ) ainsi qu'à un fort dopage ( $N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) et une faible épaisseur ( $W_p = 0.01 \text{ }\mu\text{m}$ ) de la couche émettrice. De plus, nous avons également proposé une passivation frontale de l'émetteur par une couche de nitrure de silicium. Nous avons ainsi noté une amélioration très nette du rendement de conversion pour des rapports de gaz  $R = \Phi(\text{NH}_3) / \Phi(\text{SiH}_4)$  élevés. Ainsi, le rendement de conversion de la cellule atteint 12.88 %.

Dans ce travail, nous avons aussi contribué à la modélisation de la densité de courant aux joints de grains dans le silicium polycristallin. La simulation électrique traduit l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains sur la densité de courant. Nous avons obtenu une densité de courant significative aux joint de grains de l'émetteur fortement dopé, pour des valeurs de vitesse qui excèdent  $10^6 \text{ cm/s}$ . Dans la région de la base faiblement dopée, la densité de courant aux joints de grains reste faible sous l'effet de la vitesse de recombinaison. Nous avons conclu que l'influence de la contribution du courant aux joints de grains dégrade le photocourant en lui imposant une diminution d'environ 16% et affecte le rendement de conversion par une diminution de 2% de sa valeur maximale. La densité de courant aux joints de grains est étroitement liée à la barrière de potentiel aux joints de grains. En effet, la barrière de potentiel aux joints de grains est estimée à 0.5 eV dans la région émettrice et à 0.37 eV seulement dans la région base.

Enfin, l'ensemble des résultats obtenus nous permet de conclure que la structure multicouche de la cellule proposée dans ce travail peut être utilisée pour des applications photovoltaïques avec de bonnes performances.

**Mot clés :** Silicium polycristallin, cellule solaire, passivation arrière, nitrure de silicium, joints de grains, rendement de conversion.

## المخلص:

في هذا العمل ، نقتراح نموذج لخلية شمسية من السليسيوم متعدد البلورات تحت تأثير حماية خلفية وعلوية. الطبقات الخلفية يمكن أن تعكس الفوتونات إلى داخل الخلية و تمدد مسارها مما يسهل عملية الامتصاص مع تقليل من سرعة تجمع الشحنات الأقلية إلى السطح. الانعكاس الداخلي ينبغي أن تكون في أعلى مستوى ممكن لتسمح بتفخيخ جيد للفوتونات . الحماية الخلفية بالتركيبة المتعددة الطبقات  $\text{SiO}_x / \text{SiN}_x / \text{SiO}_x$  المتحصل عليها PECVD قدمت أداء جيد. في ما بعد قمنا بتحديد خصائص كل من الباعث و القاعدة الذي قادنا إلى تطعيم ضعيف  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  و سمك كبير  $0.1 \mu\text{m}$  للقاعدة و تطعيم قوي ( $\text{Na} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) و سمك صغير ( $W_p = 0.01 \mu\text{m}$ ) للباعث .

في هذا العمل ، قمنا بأقتراح الحماية العلوية للخلية بريقة نتريد السيليكون. أين لاحظنا ارتفاع واضح في المردود من أجل نسبة عالية من الغاز  $R = \Phi(\text{NH}_3) / \Phi(\text{SiH}_2\text{Cl}_2)$ . إن مردود التحويل يصل إلى 12.88%. لقد ساهمنا أيضا في نمذجة كثافة التيار في رباط الحبيبات لسليسيوم متعدد البلورات. المحاكاة الكهربائية تترجم تأثير سرعة التجمع السطحية عند رباط الحبيبات على كثافة التيار. لقد حصلنا على كثافة لتيار معتبرة عند رباط الحبيبات للباعث قوي التطعيم، لقيم السرعة التي تتجاوز  $10^6 \text{ cm/s}$ . في منطقة القاعدة قليلة التطعيم، كثافة التيار عند رباط الحبيبات تبقى ضعيفة تحت تأثير سرعة التجمع السطحية .

استنتجنا أن تأثير مساهمة كثافة التيار عند رباط الحبيبات يقلل من كثافة التيار الكلي من خلال فرض انخفاض من حوالي 16% ويؤثر على مردود التحويل بإنخفاض قدره 2% من قيمته القصوى. إن كثافة التيار عند رباط الحبيبات ترتبط ارتباطا وثيقا بحاجز الكمون. في الواقع حاجز الكمون عند رباط الحبيبات يقدر بنسبة 0.5 eV في منطقة الباعث و بنسبة 0.37 eV فقط عند منطقة القاعدة.

وأخيرا ، فإن النتائج الإجمالية تسمح لنا باستنتاج أن التركيبة المتعددة الطبقات للخلية المقترحة في هذا العمل يمكن أن تستخدم لتطبيقات الفوتوفولطيك مع الأداء الجيد.

كلمات المفتاحية :سليسيوم متعدد البلورات، خلية شمسية، حماية الخلفية ،نتريد السيليكون، رباط الحبيبات، مردود التحويل.