

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DE BLIDA 1



FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire de Master

En physique

Spécialité : matière et rayonnement

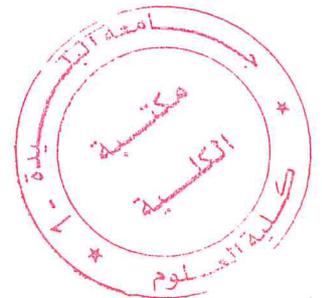
Modélisation d'une cellule solaire de structure PIN à base de polysilicium, sous l'effet de la passivation frontale et arrière

Par :

Djaroudi fateh

Devant le jury composé de :

M.A. Benamar	professeur Université de Blida	Président
M ^{me} N. Benloucif	M.C.B Université de Constantine	Rapporteur
M ^{me} Nadjet Benzekkour	M.C.B Université de Blida	Examineur



Blida, juin 2017

Remerciement

Avant tout je remercie Dieu qui m'a aidé à réaliser ce travail.

Tout d'abord, Mes sincères remerciements à mon encadreur madame N. Benloucif, docteur de l'université de Constantine, pour m'avoir suivi durant mon travail dans le cadre de ce mémoire, pour ses conseils précieux et la compétence de son encadrement.

Je remercie vivement le professeur M.E.A.Benamar, Directeur du Laboratoire de Physique Fondamentale et Appliquée (FUNDAPL), pour le libre accès de son laboratoire de recherche, sa confiance témoignée, et d'avoir bien voulu juger mon travail. Qu'il trouve ici toute ma gratitude et reconnaissance.

Je tiens à remercier vivement M^{me} Nadjat.Benzekkour pour avoir accepté d'examiner mon travail et pour la caution scientifique qu'elle veut bien nous apporter.

Dédicace :

Je dédie ce mémoire de fin d'études :

A Mes Très chers Parents qui, sans eux je ne suis rien aujourd'hui.

A ma famille, mes chers frères (Djamel, Hamza, Mahmoud, Abdelmoumen, Aymen) et mes chers sœurs (Linda et son mari Farès, Sarra, Chayma) et ses enfants : Ibrahim, Maria, Ghaliya.

A tous mes amis sans exception...

A mes collègues de science de la matière

A tout le monde...

Avec toute ma tendresse.

Abstract :

The objective of this work is the study of the polycrystalline silicon PIN structure solar cell in order to optimize the physical and geometric characteristics.

In addition, the improvement of the photovoltaic cell by using front and rear passivation layers was presented. We have established a model starting from the continuity equation and the Poisson equation, resulting to the expressions of current densities. And this, by calculating the concentration of the minority carriers in depth. For that, we applied the Taylor method for one-dimensional discretization.

We noticed a marked improvement in the characteristic I (V) with the introduction of a passivation back layer. Indeed, the high internal reflectivity is advantageous for the cell because it extends the trajectory of the photons in the intrinsic layer. We have optimized a better rear passivation layer.

The effect of frontal passivation by a SiO₂ thin layer and SiN_x silicon nitride was studied, the conversion efficiency reach 26.53% for a silicon nitride layer deposited with a high flow gas ratio ($R = [NH_3] / [SiH_4]$).

The simulation showed that the intrinsic layer should be as large as possible and the emitter layer should be thin.

Keywords:

PIN structure, polycrystalline silicon, back passivation, front passivation

Résumé

L'objectif de ce travail était d'étudier la cellule solaire de structure PIN à base de silicium polycristallin afin d'optimiser les caractéristiques physiques et géométriques. En plus, le principe de l'amélioration de la cellule photovoltaïque au moyen de couches de passivation arrières et frontales a été présenté.

Nous avons établi un modèle partant de l'équation de continuité et l'équation de Poisson, nous avons abouti aux expressions des densités de courant. Et ceci, en calculant la concentration des porteurs minoritaires en profondeur. Pour cela nous avons appliqué la méthode de Taylor pour la discrétisation unidimensionnelle.

Nous avons remarqué une nette amélioration de la caractéristique I(V) avec l'introduction d'une couche arrière de passivation. En effet la réflectivité interne élevée est avantageuse

pour la cellule car elle prolonge le trajet des photons dans la couche intrinsèque. Nous avons optimisé une meilleure couche de passivation arrière.

L'effet de la passivation frontale par une couche mince de SiO₂ et par le nitrure de silicium SiN_x a été étudié, le rendement de conversion a pu atteindre 26.53% pour une couche de silicium nitrure déposée avec un haut rapport des débits gazeux ($R = [NH_3] / [SiH_4]$).

La simulation a montré que la couche intrinsèque doit être aussi large que possible et la couche émettrice doit être mince.

Mots clés :

Structure PIN, silicium polycristallin, passivation arrière, passivation frontale.

ملخص

وكان الهدف من هذا العمل دراسة الخلايا الشمسية من بنية الصنوبر التي تحتوي على السيليكون متعدد الكريستالات من أجل تحسين الخصائص الفيزيائية والهندسية. وعلاوة على ذلك، تم تقديم مبدأ لتحسين الخلايا الضوئية عن طريق الظهر والطبقات الأمامية للتحميل. أنشأنا نموذجاً على أساس معادلة الاستمرارية ومعادلة بواسون، انتهينا إلى تعبيرات عن كثافات التيار. وهذا من خلال حساب تركيز ناقلات الأقلية في العمق. لأننا طبقنا طريقة تايلور للتفرّد أحادي البعد ". لاحظنا تحسناً واضحاً من سمة (V) I مع إدخال طبقة الظهر من التحميل. انعكس المتدربين انعكاسية عالية هو مفيد للخلاية لأنه يطيل الطريق من الفوتونات في طبقة جوهرية. نحن الأمل طبقة أفضل من التحميل الخلفي. تم دراسة تأثير التحميل الجبهي بطبقة رقيقة من SiO₂ و نيتريد السيليكون سينكس، و قد بلغ ناتج التحويل 26.53% لطبقة من نيتريد السيليكون المودعة مع نسبة عالية من نسبة تدفق الغاز ($R = [NH_3] / [SiH_4]$) أظهر التحليل أن الطبقة الجوهرية يجب أن تكون واسعة بقدر الإمكان ويجب أن تكون طبقة الإرسال رقيقة.

الكلمات الدالة:

PINE هيكل، والسيليكون متعدد الكريستالات، التحميل الخلفي، أمامي

Liste des figures

Chapitre 1

N° Figure	Désignation	Page
Figure 1.1	<i>Spectre solaire (a) Spectre hors atmosphère AM0 (b) Spectre au sol AM1.5</i>	4
Figure 1.2	Paramètres du spectre solaire	5
Figure 1.3	Eclairement solaire	5
Figure 1.4	flux solaire	6
Figure 1.5	mécanisme de recombinaison .a) recombinaison SRH, b) recombinaison Auger, c)recombinaison radiative	10
Figure 1.6	Densité de courant des porteurs entrants à travers une section unité.	15
Figure 1.7	Principe de fonctionnement d'une cellule solaire dont la structure est une jonction PIN [6].	18
Figure 1.8	. Schéma d'une structure PIN	19
Figure 1.9	Zone de charge d'espace de la jonction PI et IN	21
Figure 1.10	Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale	21
Figure 1.11	Caractéristique courant –tension d'une cellule solaire éclairée	22

Chapitre 2

N° Figure	Désignation	Page
Figure 2.1	Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et en fonction de l'énergie.	26
Figure 2.2	Paramètres de simulation	36

Chapitre 3

N° Figure	Désignation	Page
Figure 3.1	Densité de courant dans la région P en fonction de la longueur d'onde.	38
Figure 3.2	Densité de courant dans la région N en fonction de la longueur d'onde.	39
Figure 3.3	Densité de courant dans la région I en fonction de la longueur d'onde.	39
Figure 3.4	Densité de courant total en fonction de la longueur d'onde.	40
Figure 3.5	Caractéristiques électriques de la cellule en fonction de l'énergie de gap	41
Figure 3.6	Caractéristique courant-tension en fonction de l'énergie du gap	42
Figure 3.7	L'effet de la couche arrière de passivation sur la caractéristique courant-tension	43
Figure 3.8	L'effet de la couche frontale de passivation sur la caractéristique courant-tension	44
Figure 3.9	Variation des caractéristiques de la cellule avec l'épaisseur de la couche intrinsèque.	45
Figure 3.10	Effet de la couche P sur les caractéristiques de sortie de la cellule.	46
Figure 3.11	.Effet de la couche N (Base) sur les caractéristiques de sortie de la cellule.	47
Figure 3.12	Effet de l'épaisseur de la région base sur les densités de courant P, I, N.	48

Table des matières

<i>Introduction générale</i>	1
------------------------------------	---

CHAPITRE 1 :

Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

<i>I-Introduction</i>	3
<i>II-Interaction rayonnement –semi-conducteur</i>	3
<i>II.1. Spectre solaire réel</i>	3
<i>II.2. Simulation du spectre solaire</i>	4
<i>II.3. Puissance incidente au sol et flux solaire</i>	6
<i>III-Matériaux semi-conducteurs</i>	7
<i>III-1. Différent types de dopage :</i>	7
<i>a. Semi- conducteur type-n :</i>	7
<i>b. Semi-conducteur type-p :</i>	7
<i>III.2. Absorption optique</i>	7
<i>III.3. Génération de porteurs :</i>	8
<i>III.4. Recombinaison de porteurs en excès :</i>	10
<i>III.4.1. Mécanisme de recombinaison :</i>	10
<i>a. Recombinaison SRH :</i>	10
<i>b. Recombinaison Auger :</i>	11
<i>c. Recombinaison radiative :</i>	11
<i>III.4.2. Durée de vie des porteurs minoritaires :</i>	11
<i>III.4.3. Vitesse de recombinaison en surface :</i>	12
<i>IV-Courants dans le semi-conducteur</i>	13

Table des matières

<i>IV.2. Courant de diffusion:</i>	14
<i>IV.3. Courant total dans le semi-conducteur :</i>	15
<i>V.1. Equation de continuité :</i>	15
<i>V.2. Equation de Poisson :</i>	16
<i>VI.1. Généralités sur le fonctionnement d'une cellule solaire PIN :</i>	17
<i>VI.2. Epaisseurs des zones de charge d'espace et champ électrique dans une StructurePIN:</i>	18
<i>VII. Comportement de la cellule photovoltaïque éclairée</i>	20
<i>IX. Conclusion</i>	23

CHAPITRE 2 :

Modélisation d'une structure PIN

<i>I-Introduction</i>	25
<i>II-Les paramètres physiques nécessaires à la modélisation</i>	25
<i>II.1. Coefficient d'absorption</i>	27
<i>II.2. Taux de génération</i>	27
<i>II.3. Expression du champ électrique</i>	27
<i>III-Densités de courant des porteurs minoritaires (photo courant générer)</i>	27
<i>III. 1. Etablissement de l'expression de la densité de courant dans la région P</i>	28
<i>III.1.1. Equation de continuité des électrons dans la région P</i>	29
<i>III.1.2. Résolution numérique de l'équation et formulation de la densité de courant dans la région P</i>	31

Table des matières

<i>III.2. Equation de continuité, sa résolution et densité de courant des trous dans la région N ($x_n \leq x \leq L$)</i>	32
<i>III.3. Densité de courant dans la région intrinsèque $x_p \leq x \leq x_n$ et densité totale de courant</i>	32
<i>III.3.1. Densité de courant des électrons dans la région intrinsèque</i>	34
<i>III.3.2. Densité de courant des trous dans la région intrinsèque</i>	34
<i>IV-Paramètres de simulation</i>	35
<i>V-Conclusion</i>	36

CHAPITRE 3 :

Résultats de la simulation

<i>I-Introduction</i>	38
<i>II-Distributions des densités de courant dans les régions N, ZCE et P</i>	40
<i>III-Effet du gap optique</i>	42
<i>IV-Effet de la couche arrière de passivation</i>	43
<i>V-Effet de la couche frontale de passivation</i>	44
<i>VI-Effet de la géométrie</i>	45
<i>VI.1. Variation des caractéristiques de la cellule avec l'épaisseur de la couche intrinsèque w_i</i>	45
<i>VI.2. Effet de l'épaisseur de la couche P (émettrice)</i>	46
<i>VI.3. Effet de l'épaisseur de la région Base (N)</i>	47
<i>CONCLUSION GENERALE</i>	48

Introduction générale

En 1839, Antoine-César Becquerel constate les effets électriques que produisent les rayons solaires dans une pile. En 1905, Einstein découvrit que l'énergie de ces quanta de lumière est proportionnelle à la fréquence de l'onde électromagnétique. L'utilisation des cellules solaires débute dans les années quarante. Le domaine spatial a besoin d'une énergie sans combustible embarqué. La recherche s'intensifie sur le photovoltaïque.

Lorsqu'un matériau est exposé à la lumière du soleil, les photons constituant la lumière interagissent les atomes exposés au rayonnement. Les électrons des couches électroniques supérieures, appelés aussi électrons de valence ont tendance à être excités.

La cellule photovoltaïque est composée d'un matériau semi-conducteur qui absorbe l'énergie lumineuse et la transforme directement en courant électrique. La production des cellules photovoltaïques nécessite de l'énergie, et on estime qu'une cellule photovoltaïque doit fonctionner environ 2 à 3 ans suivant sa technologie pour produire l'énergie qui a été nécessaire à sa fabrication.

Lors du refroidissement, le silicium fondu se solidifie en ne formant qu'un seul cristal de grande dimension. On découpe ensuite le cristal en fines tranches qui donneront les cellules. Ces cellules sont en général d'un bleu uniforme, ce sont les cellules monocristallines.

Les cellules polycristallines sont élaborées à partir d'un bloc de silicium composé de cristaux multiples. Elles ont un rendement plus faible que les cellules monocristallines mais leur coût de production est moindre. Des avancées technologiques permettent aujourd'hui de produire des cellules polycristallines à couches minces afin d'économiser le silicium. Ces cellules ont une épaisseur de l'ordre de quelques micromètres d'épaisseur.

La structure la plus simple d'une cellule photovoltaïque comporte une jonction entre deux zones dopées différemment d'un même matériau (homojonction p-n) ou entre deux matériaux différents (hétérojonctions), la moins épaisse étant soumise au flux lumineux. Chacune des régions est reliée à une électrode métallique au moyen d'un contact ohmique de faible résistance. Le principe de fonctionnement peut être décomposé en deux parties : l'absorption de photons et la collecte des porteurs de charges créés.

Le silicium polycristallin considéré comme matériau de base de la cellule présente l'avantage d'un coût de revient relativement bas, en plus d'une grande facilité de dépôt en

couches minces par la technique de dépôt LPCVD (La méthode de déposition chimique en phase vapeur à basse pression).

Le modèle théorique d'une structure de cellule solaire est un outil performant qui nous permettra de lier les caractéristiques de cette cellule avec les propriétés du matériau et la technologie de fabrication. Dans ce travail, nous allons étudier la cellule solaire de la structure PIN. Le rendement dépend des photons absorbés et des paires électrons-trous générés dans le semiconduteur, qui doit avoir une valeur optimale 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.

Les nouvelles structures technologiques des cellules solaires telles que la cellule passivée, la cellule à couches antireflets ou à surface avant texturée permettent d'obtenir un rendement élevé. 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.

Notre travail sera donc constitué des chapitres suivants :

- Notions de base sur l'interaction rayonnement-semiconduteur, particulièrement la jonction PN et en accordant une importance à la structure PIN.
- Modélisation de la structure PIN, partant des équations de continuité des porteurs minoritaires et en aboutissant aux expressions des densités de courant des porteurs minoritaires dans les différentes régions P, I, N.
- Simulation de la structure et optimisation des paramètres géométriques (épaisseurs) et physiques notamment le gap optique. Le nitrure de silicium sera étudié comme couche de passivation frontale et nous optimisons une meilleure couche de passivation arrière.

CHAPITRE 1 :

Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

I. Introduction

Une cellule photovoltaïque est un composant électronique, qui exposé à la lumière, génère de l'électricité. Le fonctionnement des cellules solaires est basé sur la physique des semi-conducteurs, les processus impliqués dans la conversion photovoltaïque sont le phénomène d'absorption et de génération de porteurs ainsi que le mécanisme de recombinaison des porteurs de charges. Les cellules solaires les plus répandues sont constituées de jonction PN à base de semi-conducteurs. Nous allons dans ce chapitre définir une structure PIN.

II. Interaction rayonnement –semi-conducteur

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. 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. 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 1.1.a), 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 μm), 48 % est dans la bande visible (0.4 à 0.8 μm), 37% est dans la bande I.R proche (0.8 à 2 μm) et 7% est dans la bande I.R lointain ($>2 \mu\text{m}$)[1].

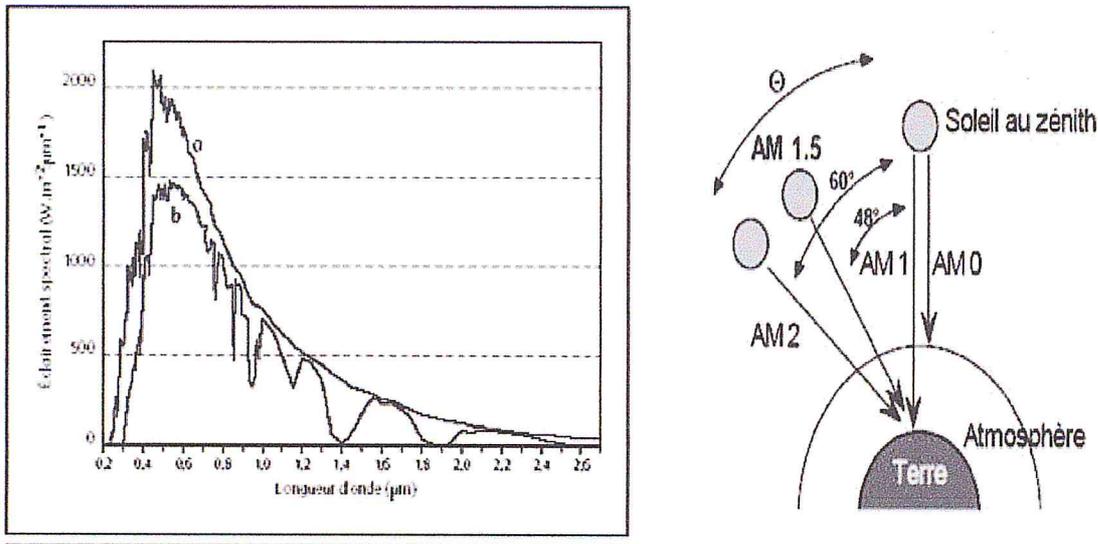


Figure 1.1 : Spectre solaire (a) Spectre hors atmosphère AM0 (b) Spectre au sol AM1.5

Le rayonnement solaire direct (figure 1.1.b) 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 $AM = 1/\cos\alpha$, où α représente l'angle d'incidence que fait la direction du soleil avec la verticale. 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 (1.2) a été simulée au moyen de modèles numériques appropriés, par différents auteurs, 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 l'équation [2]:

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

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

Les paramètres a , b , c_1 , c_2 , λ_0 et k_1 issus d'un ajustement précis sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

a (kw/m ² μm)	0.069
b (kw/m ² μm)	7.062
c_1 μm	0.159
c_2 μm	0.022
λ_0 μm	0.260
K	2.284

Figure 1.2: Paramètres du spectre solaire

L'éclairement solaire issu de la simulation est représenté dans la figure (1.3)

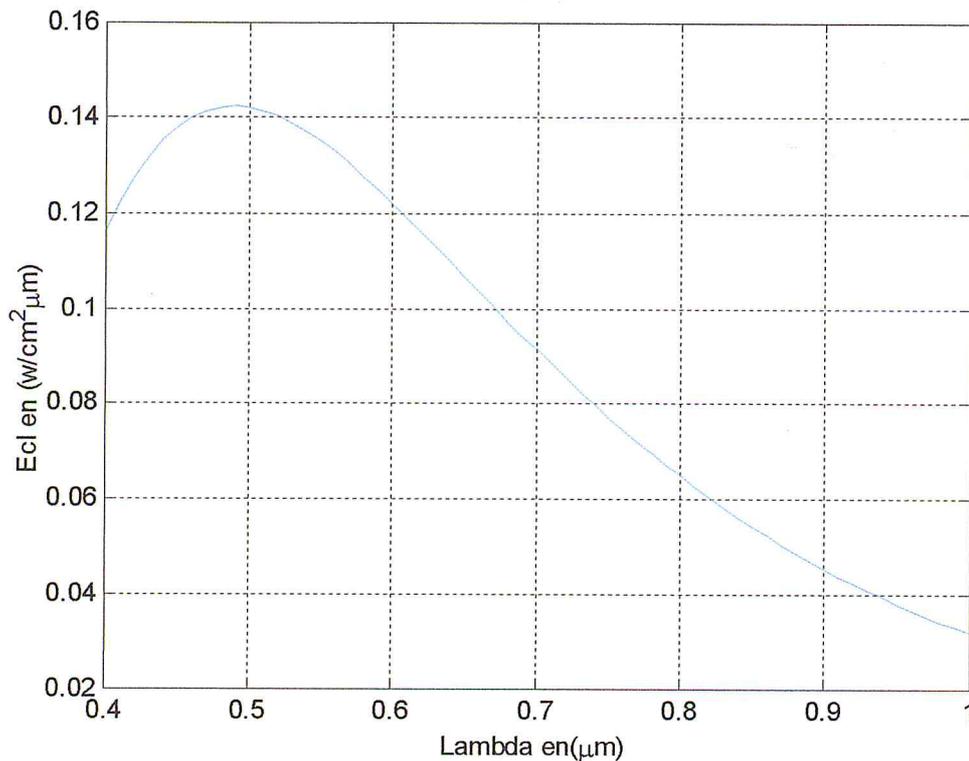


Figure 1.3: Eclairement solaire

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 λ , comme l'indique la formule ci-dessous :

$$P_1 = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} Ecl(\lambda) d\lambda$$

Pour un éclairement $AM_{1,5}$, la puissance incidente peut aller de 820 à 844 W /m²[3], pour une gamme de longueur d'onde comprise dans le visible, allant de 0.4 μm à 0.8 μm .

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

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

Qui peut être représenté par la figure (1.4) ci-dessous :

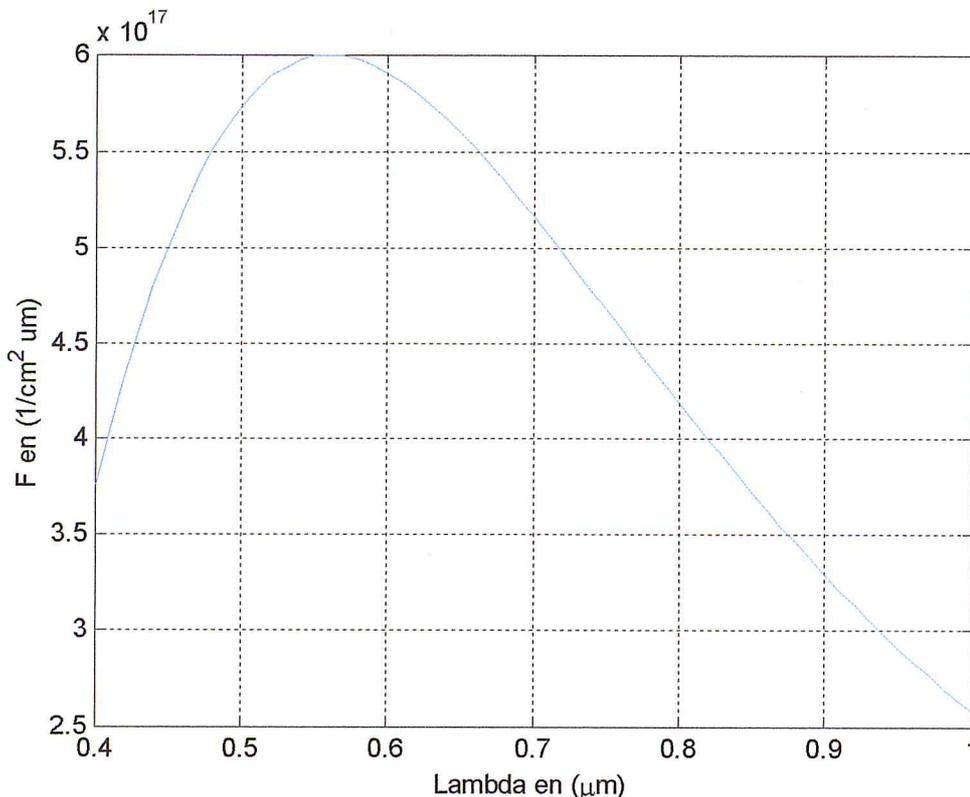


Figure1.4:flux solaire

III. Matériaux semi-conducteurs

III.1. Différent types de dopage :

Les semi-conducteurs intrinsèques n'ont pas une grande utilité en tant que tels ; ils servent de base aux semi-conducteurs dopés : on y rajoute des impuretés pour modifier leur comportement. Il existe deux types de semi-conducteurs extrinsèques.

a. Semi-conducteur dopé n :

Matériau dopé n est un semi-conducteur dont la concentration en électrons est largement supérieure à la concentration en trous.

La concentration de donneurs sera donc supérieure à la concentration d'accepteurs ($N_d - N_a > 0$ dans le même semi-conducteur) ce qui correspond à la définition d'un semi-conducteur dopé n.

A la température ambiante pratiquement tous les donneurs sont ionisés et si la concentration en atomes donneurs est N_d , la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera :

$$n = n_0 + N_d$$

Où n_0 est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous.

b. Semi-conducteur dopé p :

Il s'agit d'un semi-conducteur dont la concentration en trous est largement supérieure à la concentration en électrons.

La concentration d'accepteurs sera donc supérieure à la concentration de donneurs ($N_a - N_d > 0$ dans le même semi-conducteur).

De la même façon que pour le semi-conducteur dopé n, la concentration en trous du semi-conducteur sera :

$$p = p_0 + N_a$$

III.2. Absorption optique :

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

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Avec :

h : Constante de planck (J.s)

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

ν : Fréquence (s^{-1})

λ : Longueur d'onde (m)

L'atténuation de la densité des photons en profondeur est décrite par la loi de Beer-Lambert, d'où le phénomène d'absorption [4].

$$I = I_0 \exp(-\alpha x)$$

Où α est le coefficient d'absorption du semi-conducteur, I_0 est l'intensité lumineuse incidente.

III.3. 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 [4] :

$$\lambda(\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E(\text{eV})}$$

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

$$\phi_t(E) = (1 - R(E))\phi_0(E)$$

Les photons sont absorbés au cours de leur propagation dans le matériau. On définit le coefficient d'absorption α du matériau comme la variation relative de la densité de

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

rayonnement par unité de longueur. Ainsi, si la densité de rayonnement varie de $d\phi$ sur une longueur dx , α est donné par:

$$\alpha(E, x) = -\frac{1}{dx} \frac{d\phi(E, x)}{\phi(E, x)}$$

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

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

Ce qui implique $\phi(E, x) = \phi_t(E) e^{-\alpha(E)x}$

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 :

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

Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau entrant dans le semi-conducteur 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 :

$$g(\lambda, x) = -\frac{d\phi(\lambda, x)}{dx}$$

Nous avons donc :

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

III.4. Recombinaison de porteurs en excès :

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

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'un pair électron trou et sa recombinaison. En premier lieu, nous allons citer les différents mécanismes de recombinaison.

III.4.1. Mécanisme de recombinaison :

Dans les semi-conducteurs les porteurs de charge libre se recombinent par des mécanismes principaux, tels que la recombinaison Shokley-read Hall [3] introduite par les défauts cristallin dus aux atomes d'impuretés (piégé 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 1. 5)

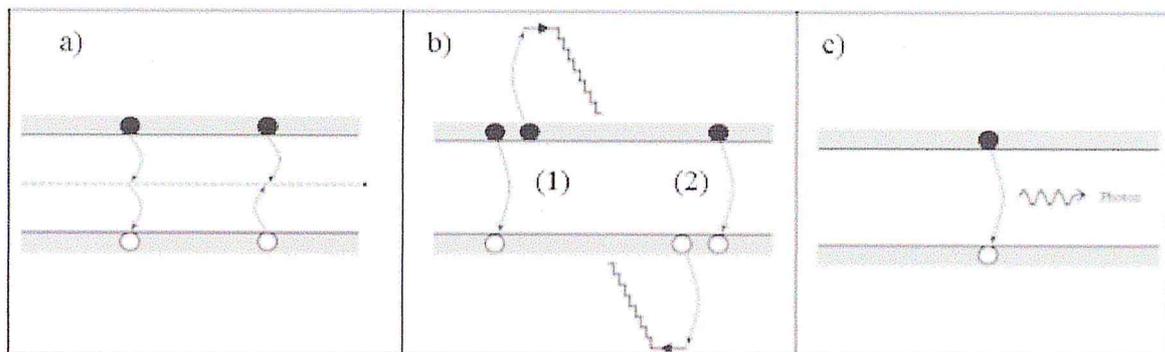


Figure1.5:mécanisme de recombinaison .a) recombinaison SRH, b) recombinaison Auger, c)recombinaison radiative

a. Recombinaison SRH :

L'apparition des états électroniques dans le gap (défauts) par la présence d'impuretés et d'imperfections cristallines dans les semi-conducteurs, conduit au piégeage des électrons ou des trous pour les transférer ensuite vers la bande de conduction ou de valence, ce qui influe sur la conductivité du semi-conducteurs. Ces défauts peuvent être des centres de recombinaison 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.

b. Recombinaison Auger :

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

Aux niveaux de dopage ou d'injection élevés la recombinaison d'Auger peut être effectuée, 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[4]. Le processus de recombinaison d'Auger est non radiatif, il est spécifique aux semi-conducteurs à gap indirect.

c. Recombinaison radiative :

Les recombinaisons radiatives à la température ambiante dans le silicium sont directes, ou bande-à-bande, 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 [5]. 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.

III.4.2. Durée de vie des porteurs minoritaires :

La durée de vie effective dépend à la fois de la durée de vie radiative et non radiative [6]

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme [7] :

$$\tau_{eff} = \tau_{nr} \left(\frac{1}{1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_r}} \right)$$

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, 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 [6] :

$$r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

$$r_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

$\Delta p, \Delta n$ 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.

III.4.3. Vitesse de recombinaison en surface :

La surface du semi-conducteur 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 semi-conducteur 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 et donné par [6] :

$$j = eD_n \frac{d\Delta n}{dx}$$

Afin de définir un paramètre pour caractériser la surface du semi-conducteur, 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 [6]:

$$j = e\Delta nS$$

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

$$S = \frac{D_n}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{dx}$$

IV. Courants dans le semi-conducteur

Les courants dans un semi-conducteur 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.

IV.1. Courant de conduction :

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

$$\vec{F} = -e\vec{E}$$

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

$$e\vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}}{dt}$$

La valeur moyenne de la vitesse dans ce processus vaut [6] :

$$\langle \vec{v} \rangle = \vec{v}_e = - \frac{e\langle t \rangle}{m_e} \vec{E} = - \frac{e\tau_r}{m_e} \vec{E} = -\mu_n \vec{E}$$

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.

$$\mu_n = \frac{q\tau_r}{m_e} \text{ (Mobilité électronique).}$$

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 :

$$\vec{J}_n = -\eta e \vec{v}_e = ne\mu_n \vec{E}$$

$$\vec{J}_p = p e \vec{v}_e = pe\mu_p \vec{E}$$

Le courant total de conduction est :

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

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

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

IV.2. Courant de diffusion :

Lorsque les porteurs libres ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur 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 [6].

$$\vec{F}_n = -D_n \vec{\nabla}(n)$$

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

$D_{n,p}$ 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 :

$$\vec{J}_n = -e \vec{F}_n = e D_n \vec{\nabla}(n)$$

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

IV.3. Courant total dans le semi-conducteur :

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

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:

$$\vec{J}_n = ne\mu_n \vec{E} + eD_n \vec{\nabla}(n), \text{ pour les électrons}$$

$$\vec{J}_p = pe\mu_p \vec{E} - eD_p \vec{\nabla}(p), \text{ pour les trous}$$

V. Equations fondamentales dans les semi-conducteurs

V.1. Equation de continuité :

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

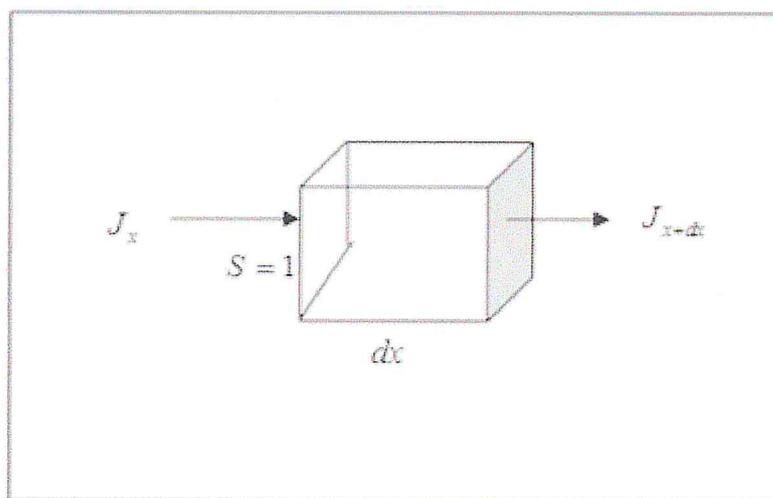


Figure.1.6. Densité de courant des porteurs entrants à travers une section unité.

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

$$\frac{dn}{dt} = -div(j_x)$$

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

L'expression s'écrit pour les électrons [6] :

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

V.2. Equation de Poisson :

L'équation de maxwell s'écrit [6] :

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

Ou \vec{E} est le champ électrique.

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

ε_r et ε_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 :

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

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

VI.1. Généralités sur le fonctionnement d'une cellule solaire PIN :

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire photovoltaïque est illustré sur la figure (1.7), 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 photos porteurs 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, vers la région où ils deviennent majoritaires [6]. Il y a donc une séparation des porteurs dans la ZCE vers les régions p et n. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photo courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créées par les photons sont séparées 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 la génération d'un photocourant.

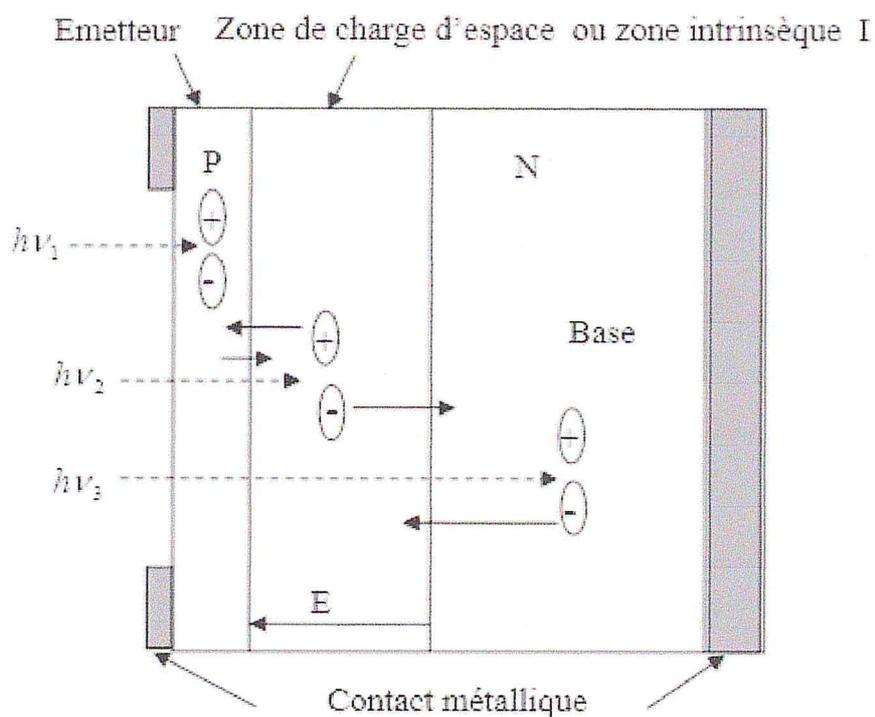


Figure.1.7. Principe de fonctionnement d'une cellule solaire dont la structure est une jonction PIN [6].

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.

VI.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. 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 , x_i et x_n .

La longueur totale de la cellule est L.

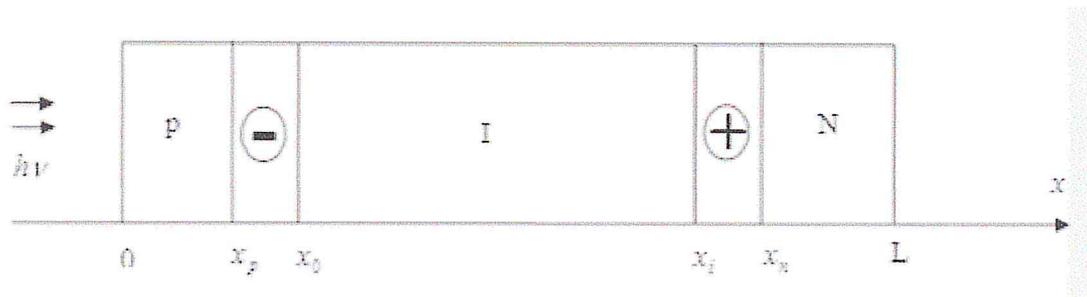


Figure.1.8. Schéma d'une structure PIN

La densité de charge s'écrit pour la structure PIN

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_a & \text{pour } x_p \leq x \leq x_0 \\ en_i = | -ep_i | & \text{dans la region intrinseque } x_0 \leq x \leq x_i \\ eN_d & \text{pour } x_i \leq x \leq x_n \end{cases}$$

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 $N_a = n_i = p_i$

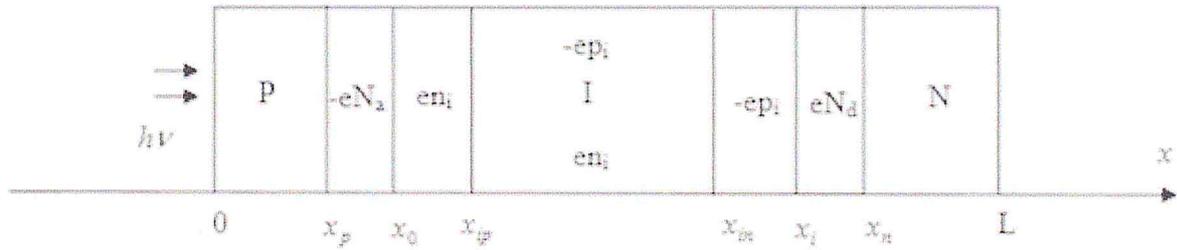


Figure.1.9.Zone de charge d'espace de la jonction PI et IN

D'après la théorie classique de la jonction PN [6], 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 :

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

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

De même, pour la jonction IN nous obtenons :

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

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

Concernant le champ électrique dans les deux zones de charge d'espace, la théorie classique de la jonction PN 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 épaisseur importante pour que le photo courant soit essentiellement dû à la photo génération 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. Pour arriver à obtenir un champ intense et non nul dans la région I, il faut tout d'abord

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

considérer que dans la pratique, les cellules solaires sont conçues avec une région intrinsèque beaucoup plus épaisse que les régions P et N.

VII. Comportement de la cellule photovoltaïque éclairée

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 :

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

Ou I_s est le courant de saturation, il est de l'ordre de 10^{-12} A/cm^2 [6], dans le cas d'une jonction PN 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 (Fig.1.10).

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

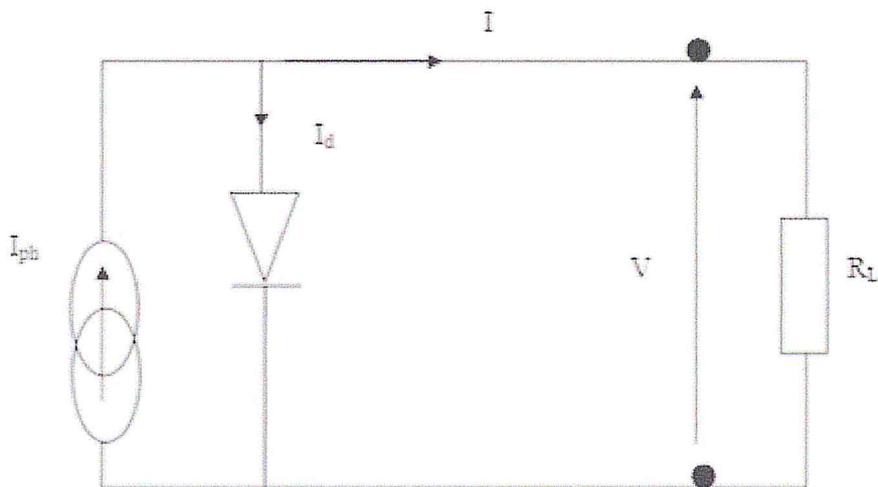


Figure1.10.Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale

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

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

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

Où I_{ph} représente le photo courant généré.

La caractéristique courant-tension de la cellule solaire éclairée est représentée en traits pleins sur la figure (1.11).

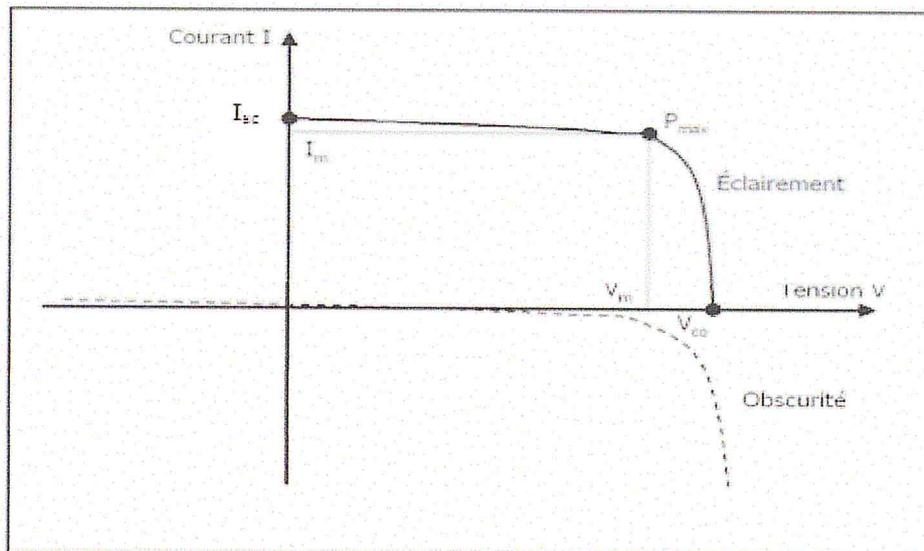


Fig.1.51. Caractéristique courant –tension d'une cellule solaire éclairée

Les différents paramètres caractéristiques de la cellule indiqués sur la figure (1.11), sont les suivants :

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

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

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 [6]:

$$P_m = (I \cdot V)_{\max} = I_m V_m$$

Chapitre 1 - Semi-conducteurs et conversion photovoltaïque

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 $I_{SC} \cdot V_{CO}$

$$FF = \frac{P_m}{I_{SC} \cdot V_{CO}}$$

η : Le rendement est le rapport entre la puissance électrique fournie par la cellule et la puissance incidente.

$$\eta = \frac{P_m}{P_i} = \frac{I_{SC} V_{CO} FF}{P_i} = \frac{I_{SC} V_{CO} \cdot FF}{\int_0^{\infty} p(\lambda) d\lambda}$$

IX. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents phénomènes physiques qui gouvernent l'interaction rayonnement semi-conducteur, ainsi que l'ensemble des équations qui régissent le fonctionnement d'une jonction PN. Nous avons présenté les schémas équivalents de la cellule idéale, 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 de conversion.

CHAPITRE 2 :

Modélisation d'une structure PIN

I. Introduction

Dans ce chapitre nous établirons le modèle théorique. Ceci, partant des équations de continuités des porteurs minoritaires dans les différentes régions de la cellule de structure PIN. Nous étalons la méthode numérique et analytique de notre étude, qui consiste dans le calcul de la concentration des porteurs minoritaires en profondeur. Enfin, nous aboutissons aux expressions des densités de courant dans les trois régions P, I, N et par conséquent à l’expression du photo courant total de la cellule.

II. Les paramètres physiques nécessaires à la modélisation

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 [1]. En effet, pour le silicium multi cristallin, riche en défauts, de par la présence d’une forte densité de joints de grains. 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 [2]. Le coefficient d’absorption prend la forme suggérée par Tauc et al [3], qui caractérise l’absorption fondamentale et reste valable pour les états étendus ou profonds.

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

Où B est une constante tabulée dans la littérature [4], E_g : Le gap optique.

L’absorption fondamentale dans les semi-conducteurs amorphes dans la région de faible absorption, obéit à la loi empirique d’Urbach [5] qui est de la forme :

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

Où E_u représente l’énergie d’Urbach qui est la largeur des états d’énergies localisés dans le gap ou queues de bandes.

Chapitre 2—Modélisation d'une structure PIN

Ces deux domaines sont séparés par l'énergie E_c qui est une énergie de coupure, correspondant à λ_c , longueur d'onde de coupure, comme explicité dans les travaux de Cody [2], qui précise la valeur de $E_c = 2,2$ eV.

α_0 Issu de la condition de continuité $\alpha_1 = \alpha_2$ à la longueur d'onde de coupure.

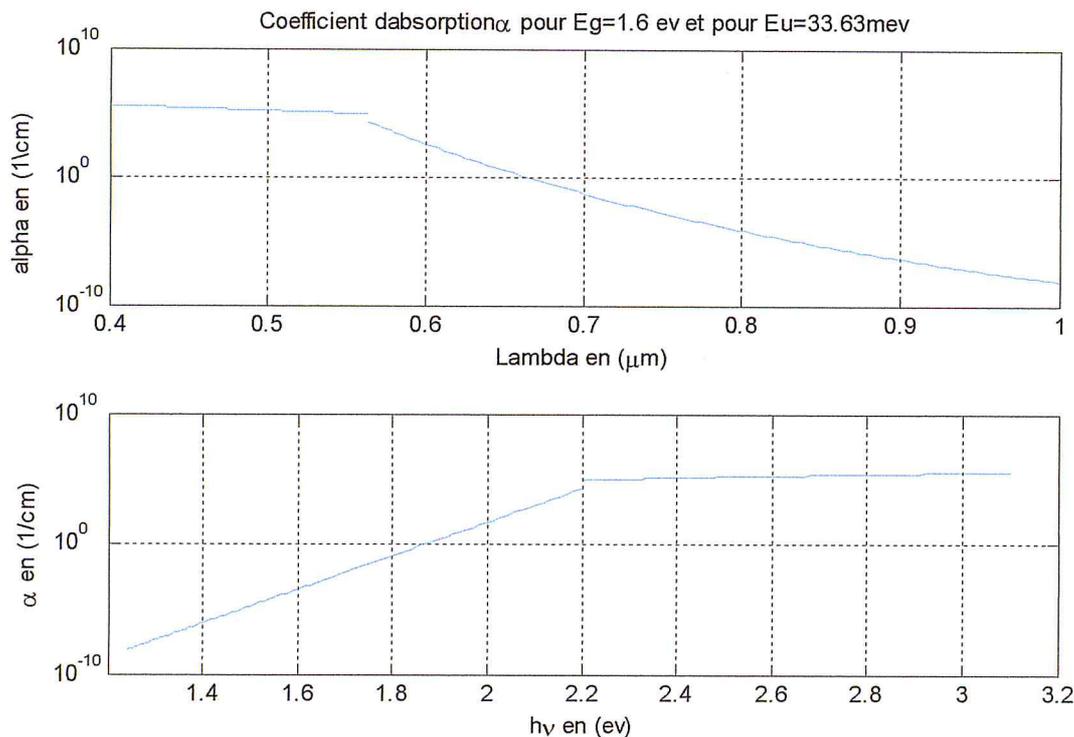


Figure 2.1: Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et en fonction de l'énergie.

Ce tracé montre l'évolution du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ dans les deux domaines. Pour cette courbe, nous avons pris $E_g = 1.6$ eV.

Le calcul de l'énergie d'Urbach, qui représente la longueur des queues de bandes, a été obtenu d'après la relation linéaire [2] reliant E_u et E_g :

$$E_u = -0.1E_g + 0,23$$

II.2. Taux de génération :

Le taux de génération des porteurs dépend du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ par la relation :

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

La cellule étudiée présente une couche de passivation arrière. 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) :

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

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

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

II.3. Expression du champ électrique :

Le champ électrique d'une structure PIN est donné par [1] :

$$E(x) = \begin{cases} E_p(x) = \frac{-ep_i}{\epsilon}(x - x_{in}) \\ E_i(x) = \frac{-en_i}{\epsilon}(x_{ip} - x_{in}) = \text{constante} \\ E_n(x) = \frac{en_i}{\epsilon}(x - x_{ip}) \end{cases}$$

III. Densités de courant des porteurs minoritaires (photo courant générer)

Nous allons calculer dans ce qui suit, les densités de courant des porteurs minoritaires dans les régions P, I et N.

III. 1. Etablissement de l'expression de la densité de courant dans la région P :

III.1.1. Equation de continuité des électrons dans la région P :

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la région P s'écrit [6] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n - n\mu_n \frac{\partial E_p}{\partial x} - \mu_n E_p \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

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 et le taux de génération des paires électron-trou.

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. N_a est la concentration des atomes accepteurs dans la région P.

En régime permanent : $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$

De ce fait, la relation précédente devient :

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

En remplaçant les expressions du champ $E_p(x)$, sa dérivée et du taux de génération $g_n(\lambda, x)$ dans l'équation de continuité, on obtient une équation différentielle du deuxième ordre à coefficients variables avec second membre qui dépend de x :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - A_1(x) \frac{\partial n}{\partial x} - B_1 n = K_1(x)$$

Avec :

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

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 [7] 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 :

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

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

$$n'' - A_1(x)n' - B_1n = k_1(x)$$

La formule de Taylor permet alors de calculer n'_i et n''_i en fonction des n_i . En effet :

$$n'_i = \frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2\hbar} \text{ et } n''_i = \frac{n_{i+1} - 2n_i + n_{i-1}}{\hbar^2}$$

Aussi, pour chaque point $x_i \in [0, x_p]$, l'équation différentielle précédente prend la forme ci-dessous :

$$\frac{1}{\hbar^2} (n_{i+1} - 2n_i + n_{i-1}) - A_1(x_i) \left(\frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2\hbar} \right) - B_1 n_i = k_1(x_i) \text{ pour } i = 1, 2, \dots, \dots, \dots, k$$

En multipliant les deux membres de cette équation par \hbar^2 on obtient,

$$2(n_{i+1} - 2n_i + n_{i-1}) - \hbar A_1(x_i)(n_{i+1} - n_{i-1}) - 2\hbar^2 B_1 n_i = 2\hbar^2 k_1(x_i) \text{ pour } i = 1, 2, \dots, \dots, \dots, k$$

Ces k équations constituent un système d'équations algébriques linéaires qui peut être écrit sous forme matricielle:

Sachant que :

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

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

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

III.2. Equation de continuité, sa résolution et densité de courant des trous dans la région N ($x_n \leq x \leq L$) :

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

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

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans cette même région s'écrit [6]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - p\mu_p \frac{\partial E_N}{\partial x} - \mu_p E_N \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

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. N_d est la concentration des atomes donneurs dans la région N.

En régime permanent, l'équation de continuité peut être mise sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - A_1(x) \frac{\partial p}{\partial x} - B_1 p = K_1(x)$$

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 déterminé numériquement de la même manière que n(x).

L'expression de la densité de courant est donnée par :

$$j_n(\lambda) = ep\mu_p \frac{en_i}{\varepsilon} (x_N - x_{ip}) - eD_p \left[\frac{P_1 - \frac{n_i^2}{N_d}}{\hbar} \right]$$

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, dans une structure PIN, le champ électrique est constant [1]:

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

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

L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la région intrinsèque est [6] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n - p\mu_n \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_n E_i \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

Le taux de recombinaison est donné par :

Chapitre 2—Modélisation d'une structure PIN

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

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 :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + C_1 \frac{\partial n}{\partial x} + C_2 n = b_1 e^{-\alpha x}$$

Avec :

$$C_1 = -\frac{\mu_p e n_i}{D_n \varepsilon} (x_{ip} - x_{in});$$

$$C_2 = -\frac{1}{L_n^2};$$

$$b_1 = \frac{\phi_0 \alpha (1 - R) - (1 + r)}{D_p}$$

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 :

$$n(x) = A e^{-\alpha x} + B e^{K_1 x} + C e^{K_2 x}$$

Avec A, B, C sont des constantes déduites 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 $x = x_i[1]$.

$$n(x)_{x=x_0} = n_0 = n_i$$

$$n(x)_{x=x_i} = n_0 = n_i$$

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

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

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

L'équation de continuité des trous dans la région intrinsèque est [6] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - p\mu_p \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_p E_i \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}$$

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 :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + C_3 \frac{\partial n}{\partial x} + C_4 n = b_2 e^{-\alpha x}$$

Avec :

$$C_3 = -\frac{\mu_p}{D_n} \frac{en_i}{\varepsilon} (x_{ip} - x_{in});$$

$$C_4 = -\frac{1}{L_p^2};$$

$$b_1 = \frac{\phi_0 \alpha (1 - R)(1 + r)}{D_p}$$

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 :

$$A' = \frac{\alpha \phi_0 (1 - R)(1 + r)\tau_p}{1 - \alpha \mu_p E_i \tau_p - L_p^2 \alpha^2}$$

$$B' = \frac{e^{-(\alpha+K_3)x_i} - e^{-(\alpha+K_3)x_0}}{e^{(K_3+K_4)x_i} - e^{(K_3+K_4)x_0}}$$

$$C' = -A'e^{-(\alpha+K_3)x_0} - B'e^{(K_4-K_3)x_0}$$

Par la suite, la densité de courant dans la région intrinsèque est la somme des deux densités de courant :

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

La densité du photocourant total est une contribution des trois régions, d'où :

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

IV. Paramètres de simulation

La cellule solaire à étudier est à base de couches minces de silicium polycristallin déposées par LPCVD (La méthode de déposition chimique en phase vapeur à basse pression). Les paramètres des porteurs minoritaires tels que la mobilité et la durée de vie sont en fonction des niveaux de dopage du polysilicium type P et type N. Les paramètres de notre simulation sont regroupés dans le tableau 2.1.

Concentration des atomes donneurs N_d	10^{15} at/cm ³	[8]
Concentration des atomes accepteurs N_a	10^{18} at/cm ³	[8]
Mobilité des trous μ_p	10[cm/V.s]	[8]
Mobilité des électrons μ_n	2 [cm/V.s]	[8]
Durée de vie des trous τ_p	$5 \cdot 10^{-9}$ [s]	[8]
Durée de vie des électrons τ_n	$5 \cdot 10^{-12}$ [s]	[8]
Vitesse de recombinaison en surface S_p	10^4 (cm.s ⁻¹)	[8]
Vitesse de recombinaison en surface S_n	10^6 (cm.s ⁻¹)	[8]
Indice de réflexion du Si-Poly	0.2	[8]

Tableau 2.1

V. Conclusion

Nous avons établi le modèle de calcul de la densité de courant dans la structure PIN. Nous avons commencé tout d’abord par définir 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. Partant de l’équation de continuité des porteurs minoritaires dans chaque région de la cellule, nous aboutissons aux expressions des densités de courant, en calculant la concentration des porteurs minoritaires en profondeur.

CHAPITRE 3:

Résultats de la simulation

VI.3. Effet de l'épaisseur de la région Base (N) :

Pour étudier l'influence de l'épaisseur de la couche N (base) de la cellule sur les caractéristiques électriques, nous avons choisi un intervalle de 0.01 μm à 0.1 μm pour la couche N [1,3].

Nous avons obtenu la figure suivante :

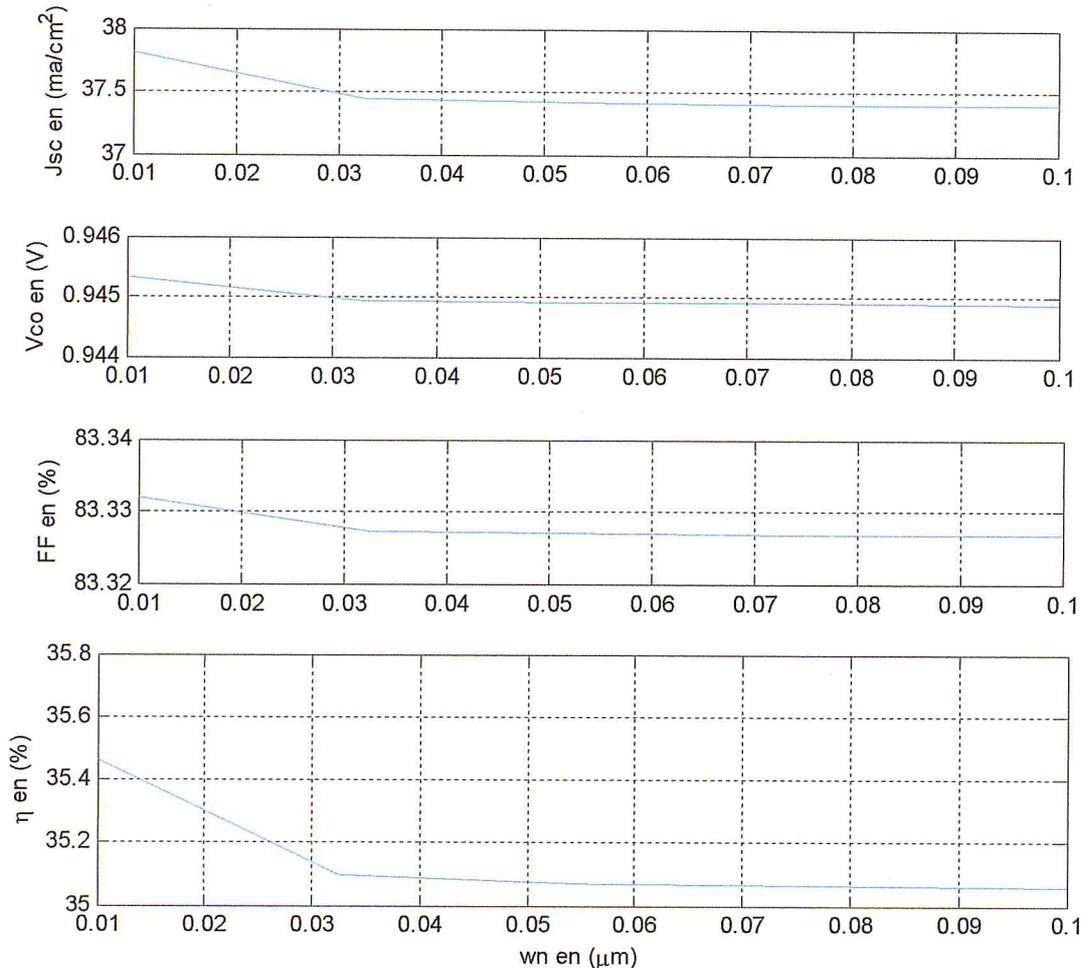


Fig.3.11.Effet de la couche N (Base) sur les caractéristiques de sortie de la cellule.

La courbe du rendement montre une décroissance de ce dernier avec l'augmentation de l'épaisseur w_n . En plus, à partir de 0.03 μm , le rendement demeure presque constant. Il est estimé à 35.46% pour une mince épaisseur de 0.01 μm et vaut 35.05% pour $w_n=0.1\mu\text{m}$. La variation du courant de court-circuit et du facteur de forme en fonction de l'épaisseur w_n suit celle du rendement de conversion.

- On peut affirmer qu'il est préférable que la couche base soit mince.

Chapitre 3 – Résultats de la simulation

La variation des densités de courant des trois régions est représentée sur la figure (3.12). On constate que la décroissance du rendement, du courant de court circuit et du facteur de forme est due à la diminution de la densité de courant dans la région base (N) avec l'augmentation de l'épaisseur w_n . La variation de l'épaisseur de la couche N n'a aucune influence sur la densité de courant dans la région P et intrinsèque.

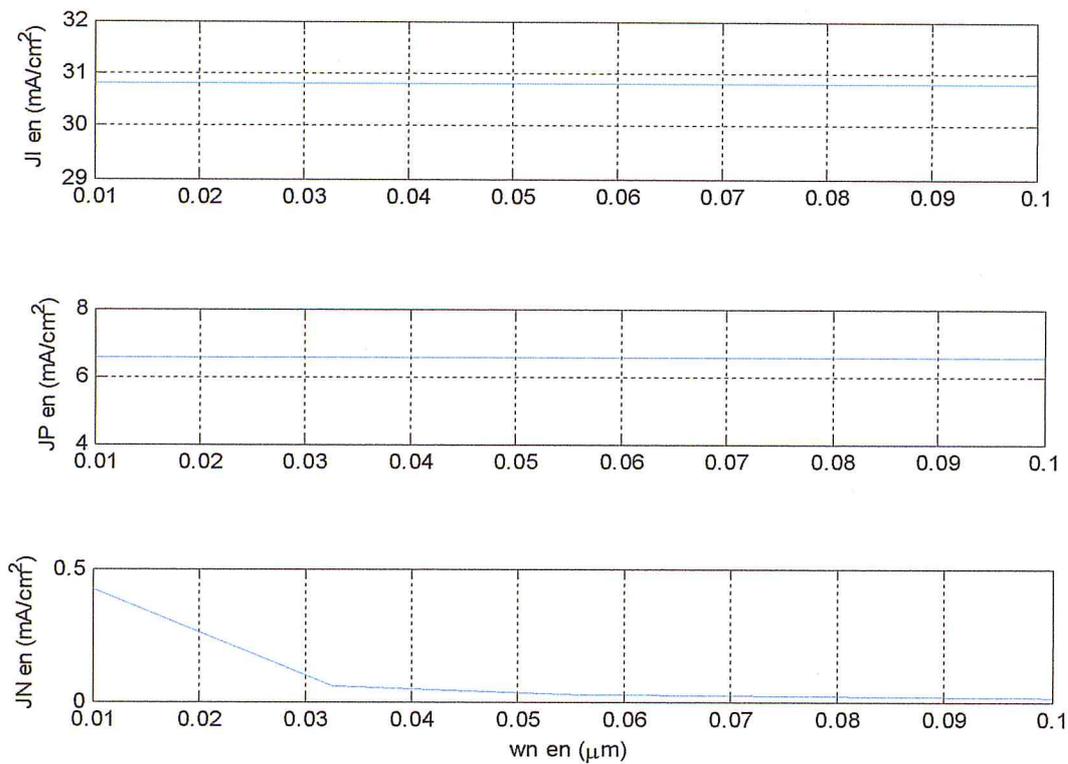


Fig.3.12.Effet de l'épaisseur de la région base sur les densités de courant P, I, N.

I. Introduction

Dans ce chapitre nous allons étudier l'effet des différents paramètres géométriques ainsi que physiques notamment le gap optique sur les caractéristiques d'une cellule solaire de structure PIN à base de couches minces de silicium polycristallin. Le nitrure de silicium sera étudié comme couche de passivation frontale et nous optimisons une meilleure couche de passivation arrière.

II. Distributions des densités de courant dans les régions N, ZCE et P

La variation des densités de courants dans les régions P, I, N et du photo courant total est représentée en fonction de la longueur d'onde sur les figures suivantes :

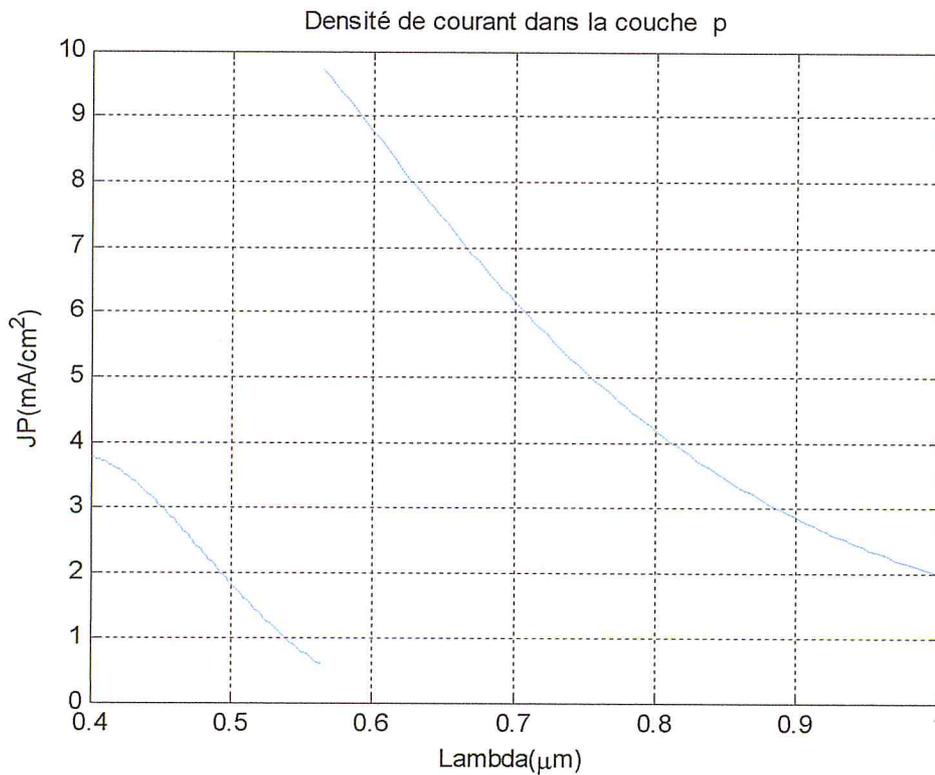


Fig.3.1. Densité de courant dans la région P en fonction de la longueur d'onde.

Chapitre 3 – Résultats de la simulation

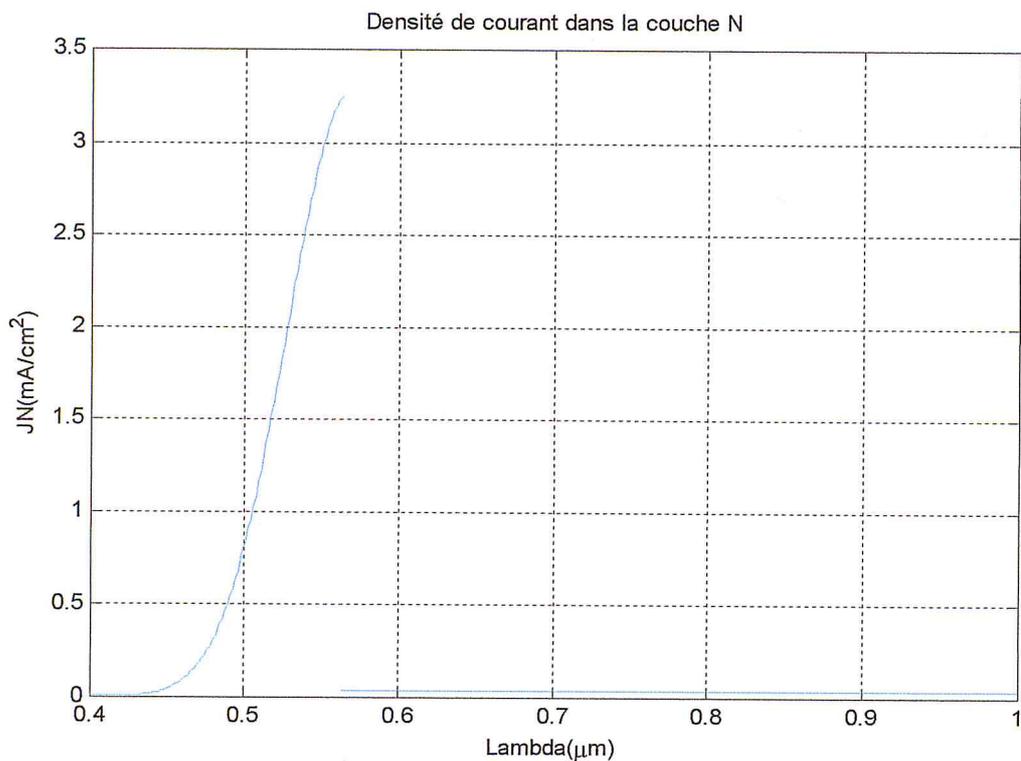


Fig.3.2. Densité de courant dans la région N en fonction de la longueur d'onde.

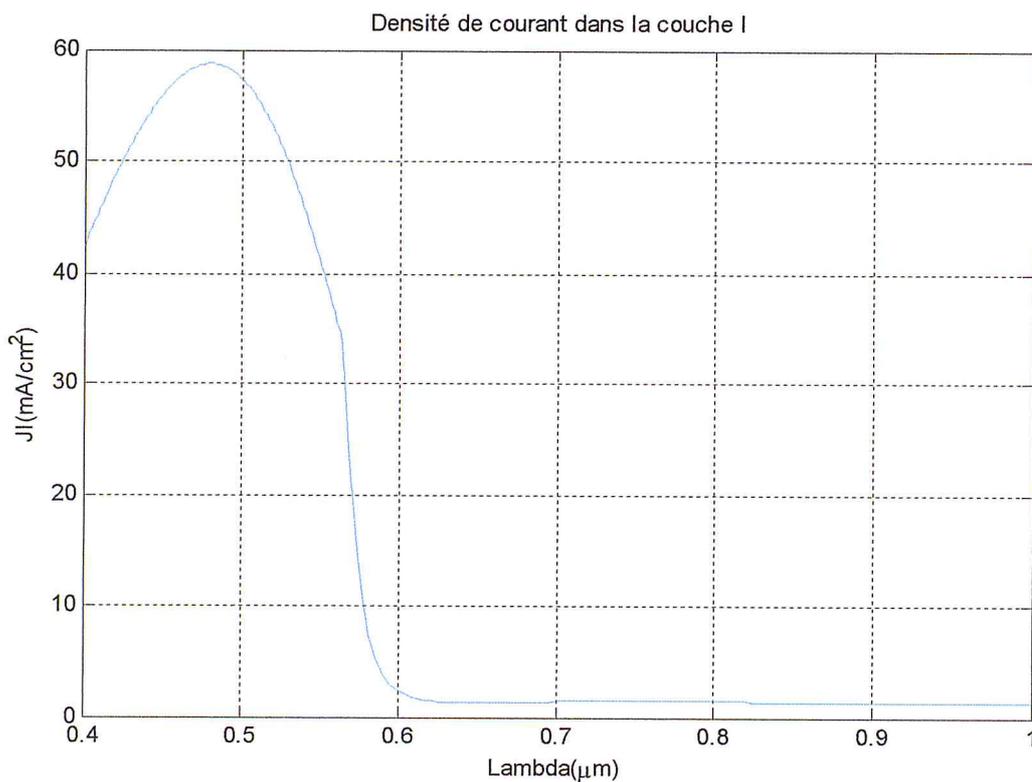


Fig.3.3. Densité de courant dans la région I en fonction de la longueur d'onde.

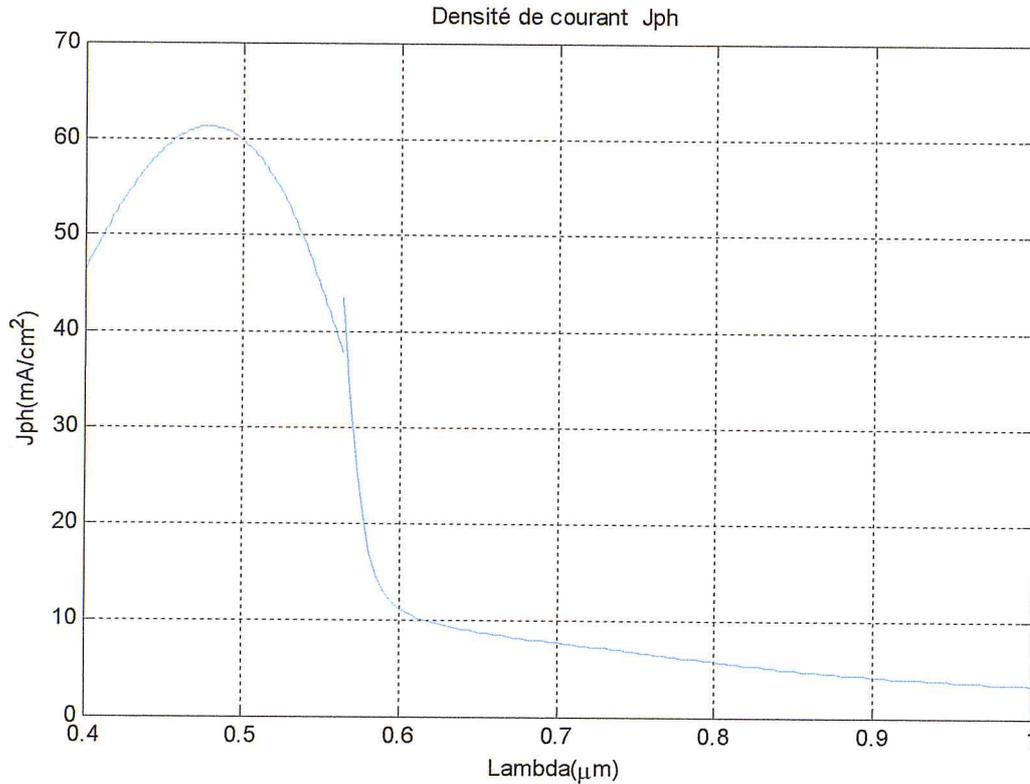


Fig.3.4. Densité de courant total en fonction de la longueur d'onde.

Nous constatons que la plus importante absorption se fait aux moyennes longueurs d'onde qui correspond à l'absorption fondamentale dans le domaine de Tauc, l'absorption dans les états étendus. Pour les grandes longueurs d'onde (le domaine d'Urbach) l'absorption est faible [1]. En plus, nous remarquons, que le courant intrinsèque constitue la plus grande partie du photocourant total. Le courant dans la couche P est très faible, à cause de l'absorption considérable dans cette zone. Le courant dans la base N est faible aussi, ceci est du au phénomène de recombinaison dans les régions N et P [2].

III. Effet du gap optique

Afin d'étudier l'effet du gap optique, nous avons effectué la simulation pour un intervalle de 1.5 eV à 1.9 eV de l'énergie du gap. Cet ordre de grandeur est confirmé par la littérature pour une cellule solaire au silicium poly cristallin [1,3]. Les résultats sont représentés sur la figure (3.5), ou on regroupe les différentes caractéristiques électriques de la cellule solaire à savoir le courant de court-circuit et la tension en circuit ouvert ainsi que le facteur de forme et le rendement de conversion.

Chapitre 3 – Résultats de la simulation

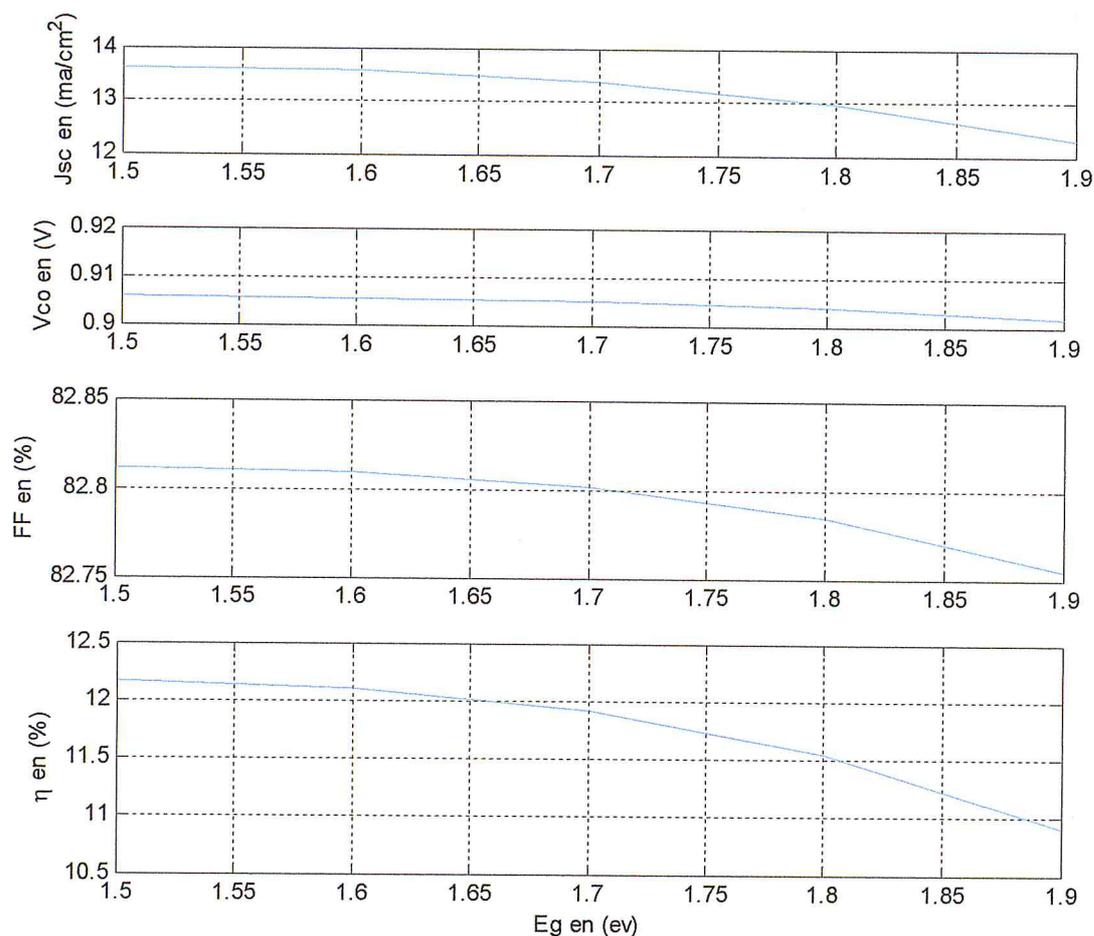


Fig.3.5. Caractéristiques électriques de la cellule en fonction de l'énergie de gap

Cette figure montre clairement une nette réduction des performances de la cellule avec l'augmentation du gap. A cause de la réduction des photons absorbés avec l'augmentation de l'énergie de gap. La valeur de 1.5 ev du gap optique est avérée optimale, donnant un rendement de conversion de 12.16%.

La variation de la caractéristique I(V) en fonction du gap optique est représentée sur la figure (3.6) :

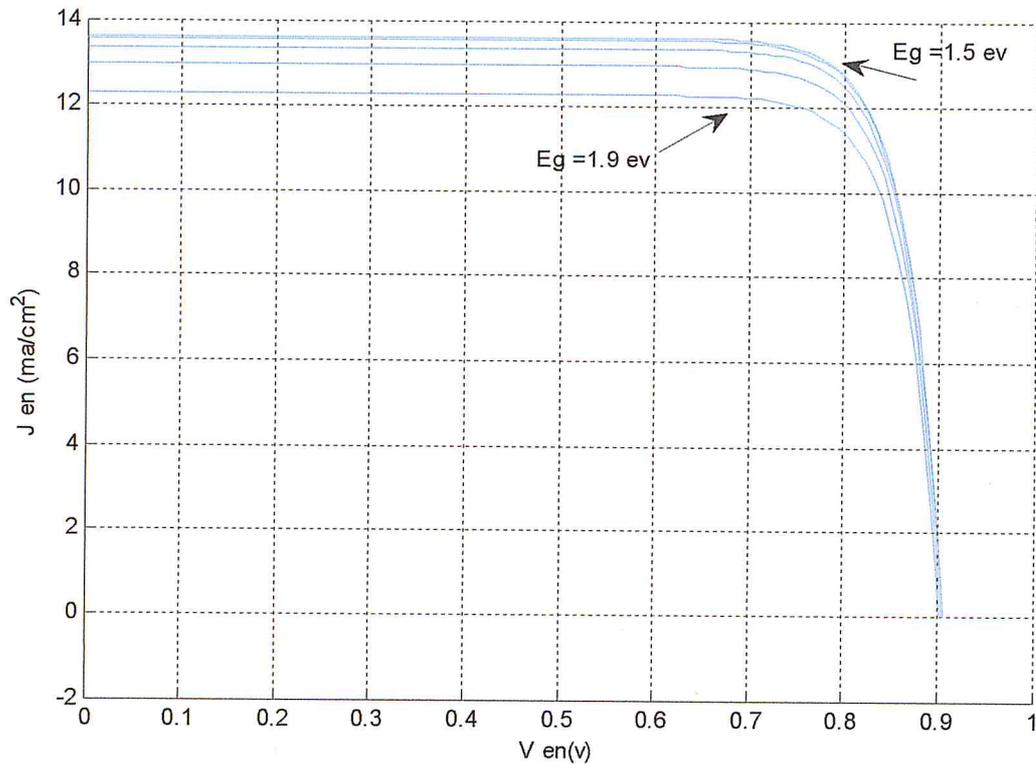


Fig.3.6. Caractéristique courant-tension en fonction de l'énergie du gap.

IV. Effet de la couche arrière de passivation

Dans cette partie, nous avons effectué l'étude de l'effet de la couche arrière de passivation sur le rendement de la cellule. Nous avons remarqué une nette amélioration de la caractéristique $I(V)$ avec l'introduction d'une couche arrière de passivation. En plus, la nature de la couche de passivation influe considérablement sur les performances de la cellule. Pour une couche d'aluminium diffusé, où la réflectivité interne est de 50% et la vitesse de recombinaison en surface est estimée à 1800 cm/s [4], le rendement augmente considérablement jusqu'à atteindre 16.77%. Ce dernier s'améliore de plus en plus avec l'utilisation de l'Oxyde thermique ($r = 90\%$ et $S_p = 200 \text{ cm}/\text{s}$) [4] ou l'empilement $\text{SiO}_x/\text{SiN}_x/\text{PECVD SiO}_x$ ($r=90\%$, $S_p= 300 \text{ cm}/\text{s}$) [4], comme couches de passivation arrière. Le rendement atteint 20.50% en utilisant l'Oxyde thermique pour une passivation arrière.

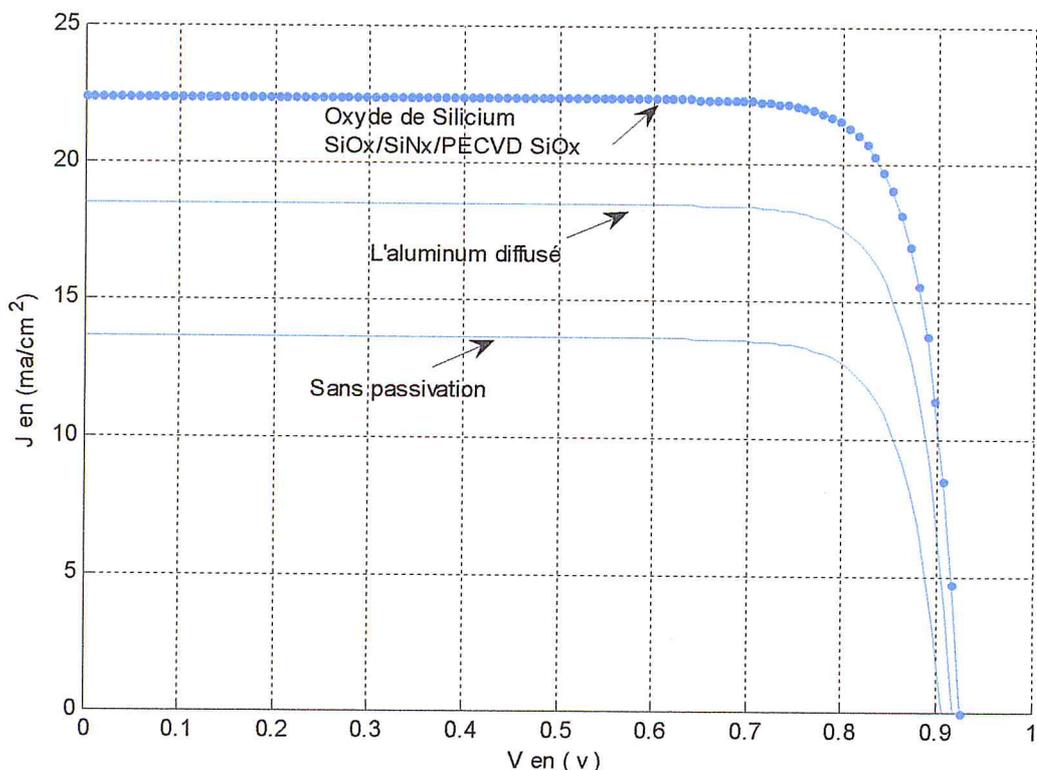


Fig.3.7. L'effet de la couche arrière de passivation sur la caractéristique courant-tension

V. Effet de la couche frontale de passivation

Dans notre étude nous avons considéré deux matériaux de passivation frontale ; Oxyde de silicium ' SiO_2 ' et nitrure de silicium SiN_x . Nous avons pris pour la simulation les valeurs de la vitesse de recombinaison $S_n = 10 \text{ cm/s}$ pour le SiO_2 et $S_n = 20 \text{ cm/s}$ pour une passivation frontale en nitrure de silicium [1].

En plus, nous avons utilisé le nitrure de silicium pour différents rapports des débits gazeux ($R = [\text{NH}_3] \text{ Amoniac} / [\text{SiH}_4] \text{ Disilane}$), ce qui implique pour différents indices de réfraction du silicium nitrure et donc, en faisant varier l'indice de réflexion de la structure [5].

Nous avons constaté que l'allure de la caractéristique $J(V)$ est améliorée considérablement en utilisant le nitrure de silicium comme matériau de passivation. Cette amélioration est de plus en plus observée avec l'augmentation des rapports de débits gazeux pour la couche de nitrure.

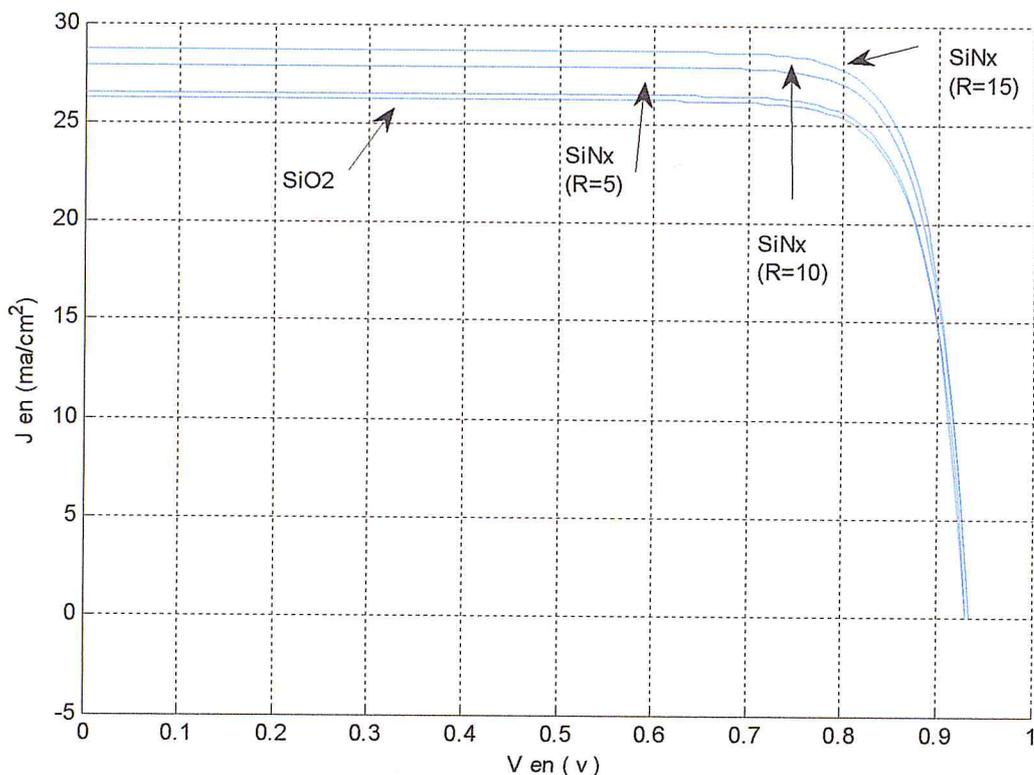


Fig.3.8. L'effet de la couche frontale de passivation sur la caractéristique courant-tension.

Nous avons obtenu un rendement de l'ordre de 24.15% pour une passivation en silicium Oxyde. Ce dernier s'améliore avec l'utilisation du nitrure de silicium, et de plus en plus en augmentant le rapport des débits de gaz. Il est estimé à 24.42% pour R=5 croit, jusqu'à atteindre 26.53% pour un débit de gaz R=15. Ceci est en bon accord avec la littérature [5] où il est montré que les liaisons N-H dans le film SiNx se renforcent pour les très forts rapports de débits de gaz. Nous pouvons en conclure que le silicium nitrure est un bon matériau de passivation frontale.

VI. Effet de la géométrie

Après avoir optimisé la valeur du gap optique à 1.5 ev, et pour une couche optimale de passivation arrière (Oxyde thermique) et après avoir étudié l'effet de la couche de nitrure de silicium sur le rendement de la cellule. Nous choisissons pour la suite, une passivation frontale avec le nitrure de silicium ayant un rapport des débits qui vaut R=10.

VI.1. Variation des caractéristiques de la cellule avec l'épaisseur de la couche intrinsèque w_i :

Pour un intervalle de $0.1 \mu\text{m}$ à $0.5 \mu\text{m}$, nous avons obtenu le tracé des caractéristiques de sortie de la cellule en fonction de l'épaisseur de la couche intrinsèque (figure 3.9).

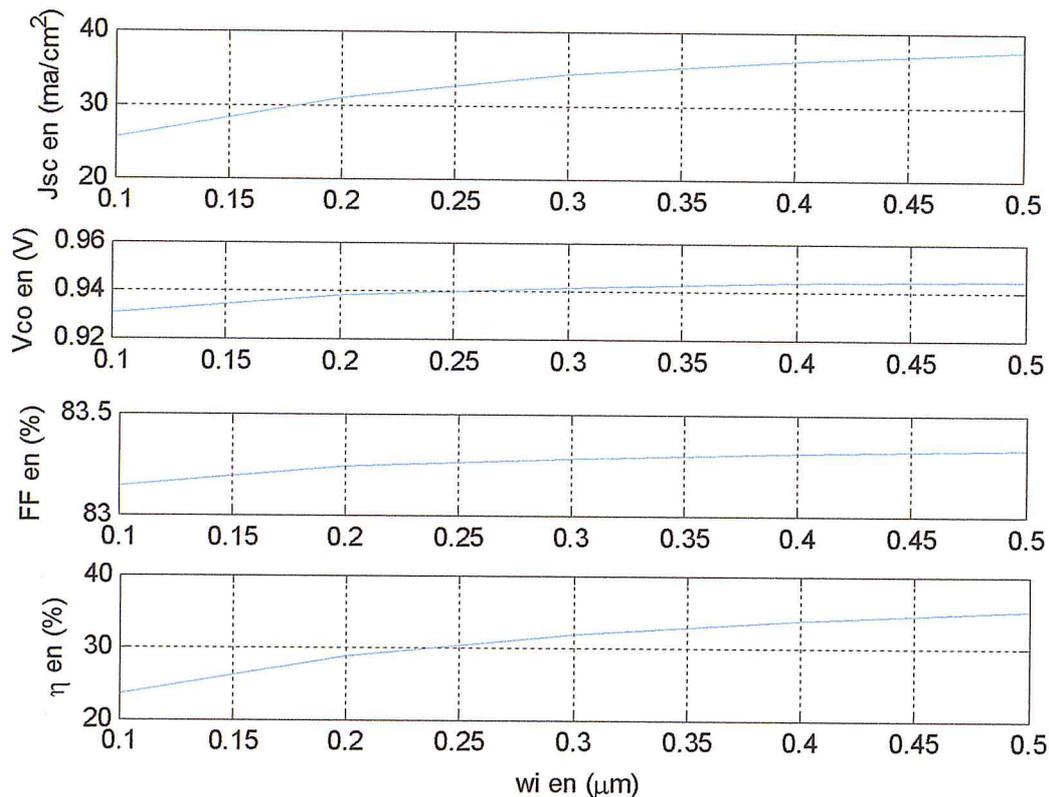


Fig.3.9. Variation des caractéristiques de la cellule avec l'épaisseur de la couche intrinsèque.

La courbe montre clairement l'augmentation des performances électriques de la cellule avec l'augmentation de la couche intrinsèque. Le courant de court circuit est estimé à $25.58 \text{ mA}/\text{cm}^2$ pour $w_i=0.1 \mu\text{m}$, croit jusqu'à atteindre $37.4 \text{ mA}/\text{cm}^2$ pour $w_i=0.5 \mu\text{m}$. La tension en circuit ouvert reste sensiblement constante de l'ordre de grandeur de 0.94 V . Nous avons obtenu aussi un facteur de forme FF, de l'ordre de 83% . Par ailleurs, le rendement de conversion croit considérablement avec l'augmentation de l'épaisseur w_i . Il vaut 23.55% pour $0.1 \mu\text{m}$ et atteint 35.05% pour une épaisseur intrinsèque de $0.5 \mu\text{m}$.

Ce résultat nous mène à fixer l'épaisseur de la couche intrinsèque à $0.5 \mu\text{m}$ comme étant une valeur optimale.

- On peut donc conclure que l'épaisseur de la couche intrinsèque doit être large [1,3].

VI.2. Effet de l'épaisseur de la couche P (émettrice) :

Concernant l'effet de l'épaisseur w_p , nous observons sur la figure (3.10), une nette décroissance des caractéristiques électriques de la cellule avec l'augmentation de l'épaisseur de la région P (émettrice). En effet, 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 [3]. Nous voyons une nette décroissance du rendement de conversion et du courant de court-circuit à partir de $0.03 \mu\text{m}$. Le rendement décroît considérablement jusqu'à atteindre 9.71% pour $w_p = 0.1 \mu\text{m}$.

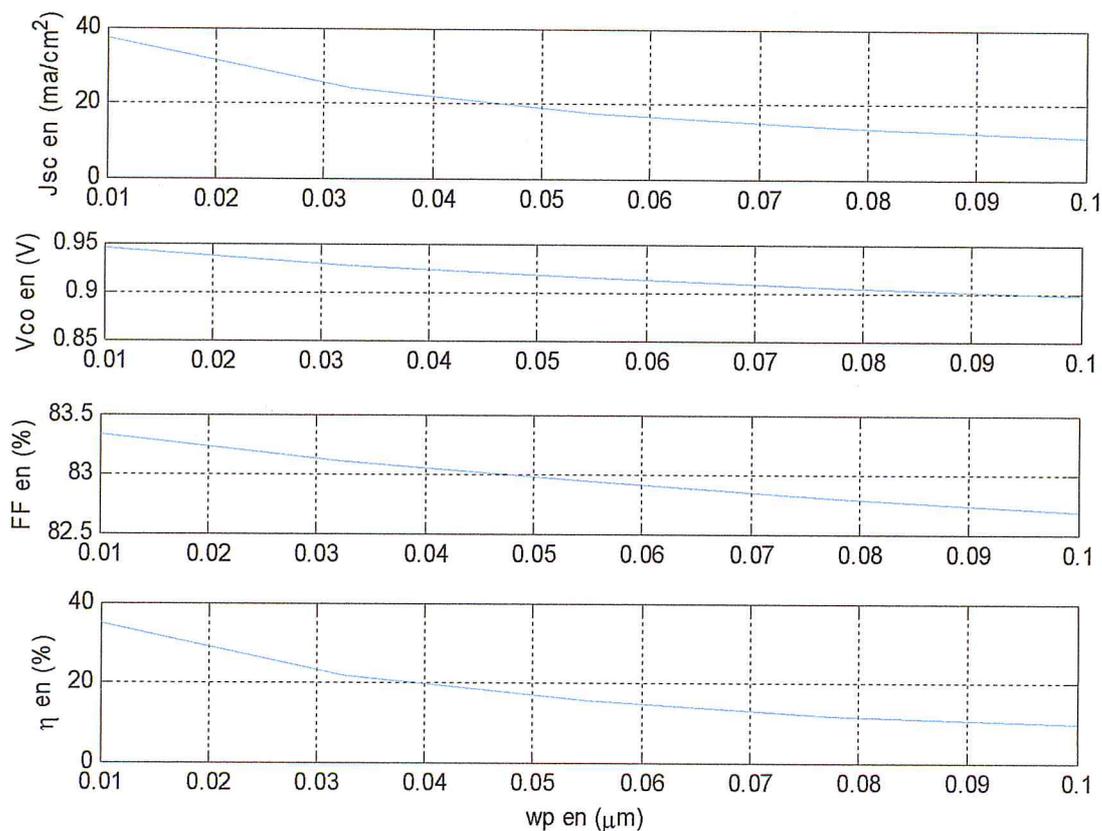


Fig.3.10.Effet de la couche P sur les caractéristiques de sortie de la cellule.

- Nous pouvons conclure que la couche émettrice P doit être aussi mince.

VI.3. Effet de l'épaisseur de la région Base (N) :

Pour étudier l'influence de l'épaisseur de la couche N (base) de la cellule sur les caractéristiques électriques, nous avons choisi un intervalle de 0.01 μm à 0.1 μm pour la couche N [1,3].

Nous avons obtenu la figure suivante :

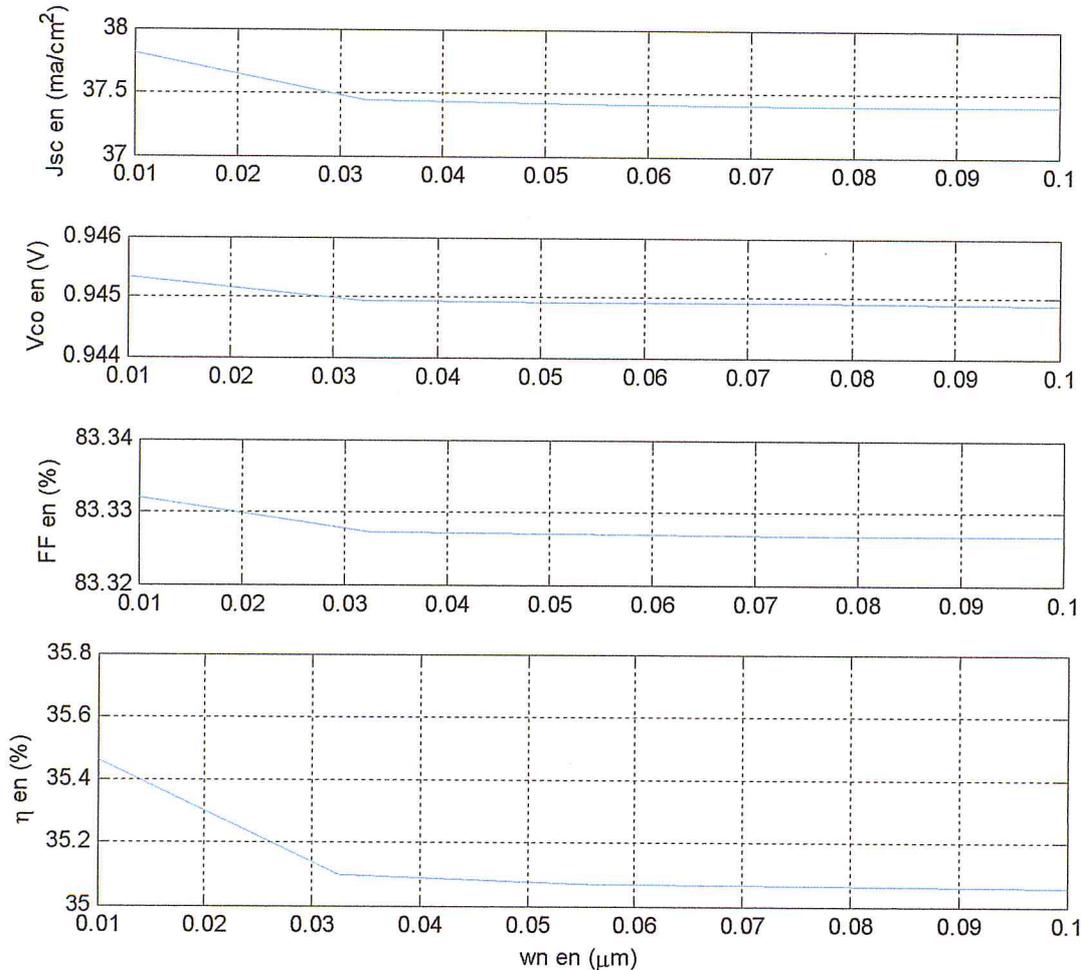


Fig.3.11.Effet de la couche N (Base) sur les caractéristiques de sortie de la cellule.

La courbe du rendement montre une décroissance de ce dernier avec l'augmentation de l'épaisseur w_n . En plus, à partir de 0.03 μm , le rendement demeure presque constant. Il est estimé à 35.46% pour une mince épaisseur de 0.01 μm et vaut 35.05% pour $w_n=0.1\mu\text{m}$. La variation du courant de court-circuit et du facteur de forme en fonction de l'épaisseur w_n suit celle du rendement de conversion.

- On peut affirmer qu'il est préférable que la couche base soit mince.

Chapitre 3 – Résultats de la simulation

La variation des densités de courant des trois régions est représentée sur la figure (3.12). On constate que la décroissance du rendement, du courant de court circuit et du facteur de forme est due à la diminution de la densité de courant dans la région base (N) avec l'augmentation de l'épaisseur w_n . La variation de l'épaisseur de la couche N n'a aucune influence sur la densité de courant dans la région P et intrinsèque.

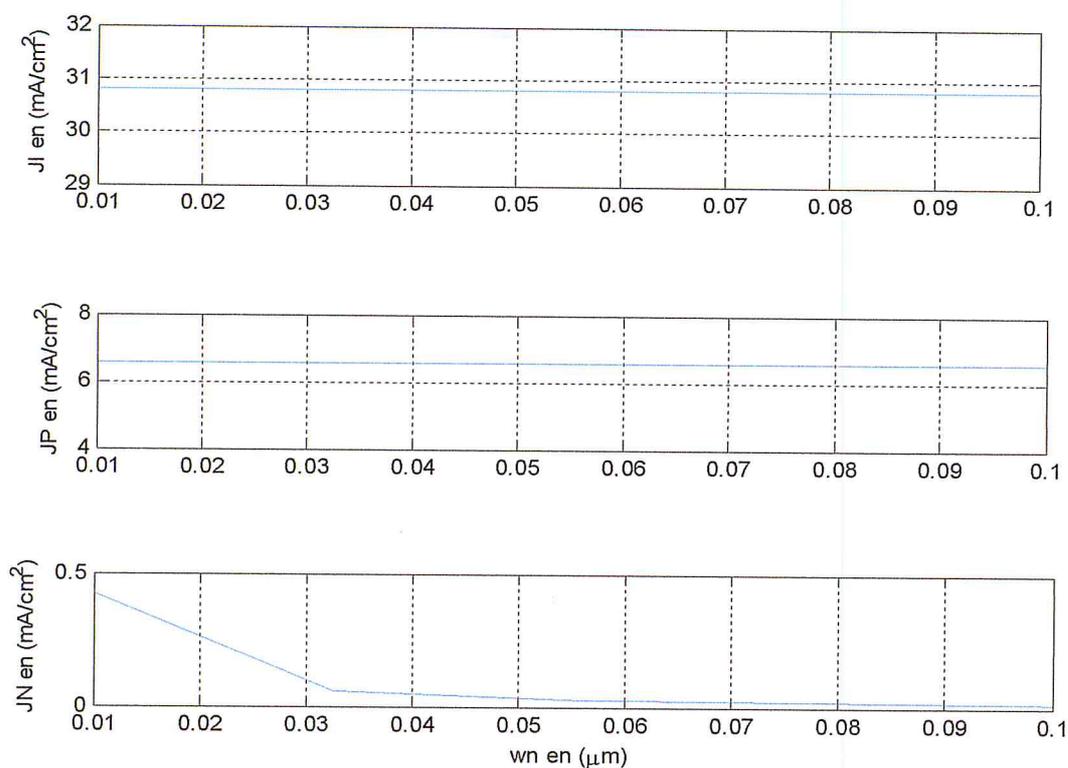


Fig.3.12.Effet de l'épaisseur de la région base sur les densités de courant P, I, N.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons décrit les différents phénomènes physiques qui gouvernent l'interaction rayonnement semiconducteur ainsi que les équations de base des semiconducteurs. En se basant sur le fonctionnement d'une jonction PN, nous avons étudié la structure PIN qui se comporte comme une diode à trois régions P, I, N.

En effet, partant de l'équation de continuité et l'équation de Poisson nous avons abouti aux expressions des densités de courant. Et ceci, en calculant la concentration des porteurs minoritaires en profondeur. Pour cela, nous avons appliqué la méthode de Taylor pour ramener une équation différentielle en un système matriciel.

La simulation nous a permis d'étudier l'effet du gap optique, la passivation frontale en prenant le nitrure de silicium comme matériau de passivation, la passivation arrière avec différentes couches.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Une décroissance des performances de la cellule avec l'augmentation de l'énergie du gap. Ceci peut être expliqué par la réduction des photons absorbés avec l'augmentation du gap optique.

Nous avons pu constater l'effet de la couche arrière de passivation. En effet, nous avons obtenu une nette augmentation du rendement avec l'utilisation de la couche arrière de passivation. 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. Nous avons utilisé différentes couches de passivation arrière à savoir l'aluminium diffusé, l'oxyde de silicium est avéré la couche optimale de passivation. Concernant la passivation frontale, l'étude sur le nitrure de silicium a montré que les performances électriques de la cellule augmentent avec l'utilisation du silicium nitrure comme matériau de passivation et s'améliorent de plus en plus en augmentant le rapport des débits de gaz ($R = [\text{NH}_3] / [\text{SiH}_4]$).

Finalement, l'influence de la géométrie de la cellule en l'occurrence, les épaisseurs des trois régions a été étudiée. Nous avons conclu que l'épaisseur de la région intrinsèque doit être large que possible. La couche émettrice doit être mince et la couche de base est préférablement mince.



Bibliographie du chapitre 1:

[1] : P. Bessemoulin, J. Oliviéri, "Le rayonnement solaire et sa composante ultraviolette", La Météorologie 8ème série - n° 31 - Septembre 2000.

[2] : 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.

[3] : S. M. Sze, "Physics of semiconductor Devices", Wiley, New York, 1969.

[4] : 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.

[5] 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.

[6] : H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ", Edition Masson, Paris 1990.

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

Bibliographie du chapitre 2 :

- [1]: 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.
- [2]: 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.
- [3]: J.Tauc,R.Grigorivici and A. Vancu, Phys.Status solidi 15 (1966) 627.
- [4]: A. A. Hossein, Journal of materials science letters 13 (1994) 1144-1143.
- [5]: F. Urbach, Physical review, Vol.92,N° 5, (1953),p 1324.
- [6]: H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ", Edition Masson, Paris 1990.
- [7]: J. P. Nougier, 'Méthodes de calcul numérique', Hermes science publications, ISBN 2-7462-0279-4, Paris 2001.
- [8]: N.Benloucif, 'Potentialités de films de silicium polycristallin LPCVD destinés à l'étude d'une cellule solaire multicouches', Thèse de doctorat, Département d'électronique, Université de Constantine, 2011.

Bibliographie du chapitre 3

[1] : N.Benloucif, 'Potentialités de films de silicium polycristallin LPCVD destinés à l'étude d'une cellule solaire multicouches', Thèse de doctorat, Département d'électronique, Université de Constantine, 2011.

[2] : Souici Fatma-Zohra, 'Modélisation d'une cellule solaire en couche mince à base de Cuivre Indium Sélénium(CuInSe₂)', Thèse de Magistère, Département Physique, Université de Ouargla, 2009.

[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 d'Ouargla, 2000.

[4] : O. Schultz, M. Hofmann, S. W. Glunz, G. P. Wileke, Freiburg, D-79110. 31st IEEE, PVSC Orlando, Florida 2005.

[5] : K. Coates, S. Morrison, S. Narayanan, Proceeding of 16th European Photovoltaic Solar Energy conference, Glasgow, 2000, p 1279.

ANNEXE :
ALGORITHME DE THOMAS

$$a_i x_{i-1} + b_i x_i + c_i x_{i+1} = d_i,$$

where $a_1 = 0$ and $c_n = 0$.

$$\begin{bmatrix} b_1 & c_1 & & & 0 \\ a_2 & b_2 & c_2 & & \\ & a_3 & b_3 & \ddots & \\ & & \ddots & \ddots & c_{n-1} \\ 0 & & & a_n & b_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ \vdots \\ d_n \end{bmatrix}.$$

The forward sweep consists of modifying the coefficients as follows, denoting the new coefficients with primes:

$$c'_i = \begin{cases} \frac{c_i}{b_i} & ; i = 1 \\ \frac{c_i}{b_i - a_i c'_{i-1}} & ; i = 2, 3, \dots, n-1 \end{cases}$$

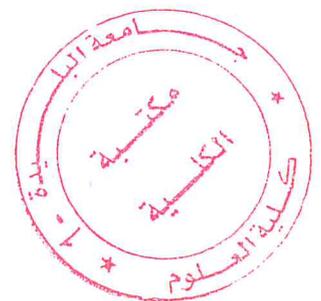
and

$$d'_i = \begin{cases} \frac{d_i}{b_i} & ; i = 1 \\ \frac{d_i - a_i d'_{i-1}}{b_i - a_i c'_{i-1}} & ; i = 2, 3, \dots, n. \end{cases}$$

The solution is then obtained by back substitution:

$$x_n = d'_n$$

$$x_i = d'_i - c'_i x_{i+1} \quad ; i = n-1, n-2, \dots, 1.$$



The derivation of the tridiagonal matrix algorithm is a special case of [Gaussian elimination](#).

Suppose that the unknowns are x_1, \dots, x_n , and that the equations to be solved are:

$$\begin{aligned} b_1 x_1 + c_1 x_2 &= d_1; & i = 1 \\ a_i x_{i-1} + b_i x_i + c_i x_{i+1} &= d_i; & i = 2, \dots, n-1 \\ a_n x_{n-1} + b_n x_n &= d_n; & i = n. \end{aligned}$$

Consider modifying the second ($i = 2$) equation with the first equation as follows:

$$(\text{equation 2}) \cdot b_1 - (\text{equation 1}) \cdot a_2$$

which would give:

$$(a_2 x_1 + b_2 x_2 + c_2 x_3) b_1 - (b_1 x_1 + c_1 x_2) a_2 = d_2 b_1 - d_1 a_2$$

$$(b_2 b_1 - c_1 a_2) x_2 + c_2 b_1 x_3 = d_2 b_1 - d_1 a_2$$

where the second equation immediately above is a simplified version of the equation immediately preceding it. The effect is that x_1 has been eliminated from the second equation. Using a similar tactic with the **modified** second equation on the third equation yields:

$$(a_3 x_2 + b_3 x_3 + c_3 x_4)(b_2 b_1 - c_1 a_2) - ((b_2 b_1 - c_1 a_2) x_2 + c_2 b_1 x_3) a_3 = d_3 (b_2 b_1 - c_1 a_2) - (d_2 b_1 - d_1 a_2) a_3$$

$$(b_3 (b_2 b_1 - c_1 a_2) - c_2 b_1 a_3) x_3 + c_3 (b_2 b_1 - c_1 a_2) x_4 = d_3 (b_2 b_1 - c_1 a_2) - (d_2 b_1 - d_1 a_2) a_3.$$

This time x_2 was eliminated. If this procedure is repeated until the n^{th} row, the (modified) n^{th} equation will involve only one unknown, x_n . This may be solved for and then used to solve the $(n-1)^{\text{th}}$ equation, and so on until all of the unknowns are solved for.

Clearly, the coefficients on the modified equations get more and more complicated if stated explicitly. By examining the procedure, the modified coefficients (notated with tildes) may instead be defined recursively:

$$\tilde{a}_i = 0$$

$$\tilde{b}_1 = b_1$$

$$\tilde{b}_i = b_i \tilde{b}_{i-1} - \tilde{c}_{i-1} a_i$$

$$\tilde{c}_1 = c_1$$

$$\tilde{c}_i = c_i \tilde{b}_{i-1}$$

$$\tilde{d}_1 = d_1$$

$$\tilde{d}_i = d_i \tilde{b}_{i-1} - \tilde{d}_{i-1} a_i.$$

To further hasten the solution process, \tilde{b}_i may be divided out (if there's no division by zero risk), the newer modified coefficients, each notated with a prime, will be:

$$a'_i = 0$$

$$b'_i = 1$$

$$c'_1 = \frac{c_1}{b_1}$$

$$c'_i = \frac{c_i}{b_i - c'_{i-1} a_i}$$

$$d'_1 = \frac{d_1}{b_1}$$

$$d'_i = \frac{d_i - d'_{i-1} a_i}{b_i - c'_{i-1} a_i}$$

This gives the following system with the same unknowns and coefficients defined in terms of the original ones above:

$$x_i + c'_i x_{i+1} = d'_i \quad ; \quad i = 1, \dots, n-1$$

$$x_n = d'_n \quad ; \quad i = n.$$

The last equation involves only one unknown. Solving it in turn reduces the next last equation to one unknown, so that this backward substitution can be used to find all of the unknowns:

$$x_n = d'_n$$

$$x_i = d'_i - c'_i x_{i+1} \quad ; \quad i = n-1, n-2, \dots, 1.$$