

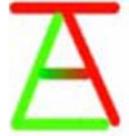


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTER DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEM



FACULTE DES SCIENCES

Département de Physique

MEMOIRE

Pour obtenir le diplôme de magister en physique

OPTION : Physique Electronique Et Modélisation

Par

FOUTEM FATIMA

Sur le thème

Etude de la Contribution d'une Couche BSF (Back Surface Field) sur les Performances des Cellules Solaires en GaAs.

Soutenu publiquement en -/-/- Devant le jury composé de :

Président :	MERAD Abdelkrim	Professeur (Univ. Tlemcen)
Encadreur	HELMAOUI Abderrachid	Professeur (Univ. Bechar)
Examineurs :	BENOUAZ TAYEB	Professeur(Univ. Tlemcen)
	BELGHACHI Abderrahmane	Professeur (Univ. Bechar)

Année Universitaire 2013 -2014

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

Mes chers parents,

Mon cher mari,

Mon cher fils 'Aymen Khalil' ,

Mes chers frères et mes chères sœurs,

et

A tous ceux qui me sont chers.

Fatima

Remerciements

✚ Je remercie très fort mon Dieu ALLAH le Tout puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

✚ Tout d'abord, je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur Benouaz Tayeb, Responsable de l'Equipe App. Et Sta. Des Syst. NL. de m'avoir donné l'occasion de m'inscrire en Magister. Je lui exprime particulièrement toutes ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité.

✚ Je remercie également Monsieur Helmaoui Abderrachid, Professeur à l'Université de Béchar, pour avoir accepté d'être l'encadreur de ce mémoire et pour son soutien ainsi que ses encouragements qui m'ont été très utiles pour mener à bien ce travail. Je le remercie profondément.

✚ Je remercie sincèrement Monsieur Merad Abdelkrim, Professeur à l'université de Tlemcen d'avoir accepté de présider le Jury de ce mémoire.

✚ Je remercie sincèrement Monsieur Benouaz Tayeb, Professeur à l'université de Tlemcen d'avoir accepter de faire partie de ce Jury.

✚ Je remercie Monsieur Belghachi Abderrahmane Professeur à l'université de Béchar d'avoir accepter de faire partie de ce Jury.

✚ Enfin, j'adresse mes vives reconnaissances à tous les étudiants de Magister de ma promotion et je n'oublie pas la secrétaire de notre laboratoire Fouzia.

SOMMAIRE

Sommaire	1
Introduction générale	6
Chapitre I : Physique de la cellule solaire	12
I.1. Introduction.....	13
I.2.Situation contemporaine	14
I.3. Utilisations (applications)	15
I.4.Avantages et inconvénients de l'énergie solaire.....	16
I.5.Principe de fonctionnement d'une cellule solaire	18
I.5.1.Interaction photon/semiconducteur.....	18
I.5.2. Fonctionnement de cellule solaire.....	22
I.5.3. Schéma électrique équivalent.....	24
I.5.4.Caractéristiques électriques et paramètres de la cellule solaire.....	26
I.6.Pertes physiques et technologiques.....	32
I.6.1.Pertes physiques	33
(1) Pertes par les photons de grande longueur d'onde.....	33
(2) Pertes dues à l'énergie excédentaire des photons.....	33
(3) Facteur de tension	33
(4) Facteur de forme FF.....	34
I.6.2.Pertes technologiques.....	35
(5) Réflectivité	35
(6) Taux d'ombrage	36
(7) Rendement d'absorption	36
(8) Rendement de collecte	36

I.7. Technologies pour la réduction des pertes	37
I.7.1. Réflecteur arrière (BSR : Back Surface Reflector)	37
I.7.2. Passivation des faces avant et arrière	38
I.7.3. Couche antireflet (CAR)	38
I.7.4. Texturation de la surface	39
I.7.5. BSF	41
I.8. Conclusion	41
Chapitre II : Théorie des couches BSF	43
II.1. Introduction	44
II.2. Théorie du BSF	45
II.2.1. Modèle de Godlewski	47
II.2.2. Modèle de champ électrique dérivé	48
II.2.3. Modèle à Low-High jonction	50
II.2.4. Modèle de Del Alamo	51
II.3. Réponse spectrale	54
II.4. Théorie du champ de surface arrière pour les homostructures	55
II.5. Théorie du BSF à hétérojonction	56
II.5.1. Principe de l'hétérojonction	56
II.5.2. Champ de surface arrière à hétérojonction	58
II.5.3. Absorption dans les matériaux de bande interdite variable :	60
II.5.4. Champ électrique intérieur associé à la bande interdite variable	63

II.5.5. Effet de la variation de bande interdite sur le courant d'obscurité dans une cellule solaire.....	66
II.5.6. Profils proposés pour l'amélioration des cellules solaires à bande interdite graduelle.....	69
II.6. Conclusion	73
Chapitre III : Simulation- Résultats et discussion.....	74
III.1. Introduction.....	75
III-2 Développement théorique.....	76
III-2 .1 La densité de courant de court circuit.....	76
III-2 .2 La tension en circuit ouvert.....	79
III-2 .3 Le courant de recombinaison dans la jonction p-p ⁺	81
III-2 .4 Le facteur forme et le rendement de conversion.....	82
III-3 Résultats et discussions.....	83
III-3.1 Etude d'une cellule solaire en GaAs.....	85
III-3.1.1 L'influence de concentration des accepteurs N_A sur la caractéristique $I(v)$	86
III-3.1.2 L'influence de concentration des donneurs N_D sur la caractéristique $I(v)$	86
III-3.1.3 L'influence de l'épaisseur de la couche n (émetteur) X_j sur la caractéristique $I(v)$	88
III-3.1.4 L'influence de l'épaisseur de la couche p (base) X_B-X_j sur la caractéristique $I(v)$	90

III-3.2 Etude comparative entre la cellule solaire en GaAs sans BSF et avec BSF.....	91
III-3.3 Etude de la théorie BSF à heterojonction en AlGaAs :	93
III-3.3.1 Le courant des trous dans la région n.....	94
III-3.3.2 Le courant des électrons dans la région p	94
III.4. Conclusion	98
Conclusion Générale	99
Références bibliographiques	102

Introduction générale

Introduction générale et objectif :

La crise de l'énergie sur la planète ne fait pas de doute. Alors que les puissances économiques traditionnelles (États-Unis, France, Canada, etc.) tendent à vouloir calmer la hausse de la demande en énergie, les nouveaux joueurs économiques comme la Chine et l'Inde entrent dans une ère où l'énergie est au cœur de leur développement. D'autre part, les effets des changements climatiques sont de plus en plus palpables. Ceux-ci nous démontrent que des sources d'énergie renouvelable doivent rapidement se substituer aux sources traditionnelles telles le charbon et le pétrole, importantes sources du CO₂ responsable de l'effet de serre [1].

Parmi les avenues envisagées on compte les cellules photovoltaïques (solaires). Une des technologies actuellement considérées repose sur l'utilisation de cellules multi-jonctions. Celles-ci se basent sur deux facteurs, le coefficient d'absorption et la bande interdite des matériaux absorbants. Le spectre d'émission solaire est approximativement celui d'un corps noir de température de 6000 K [2] et couvre environ la plage allant de 300 à 2500 nm ou 0.5 à 3.1 eV (Figure 1).

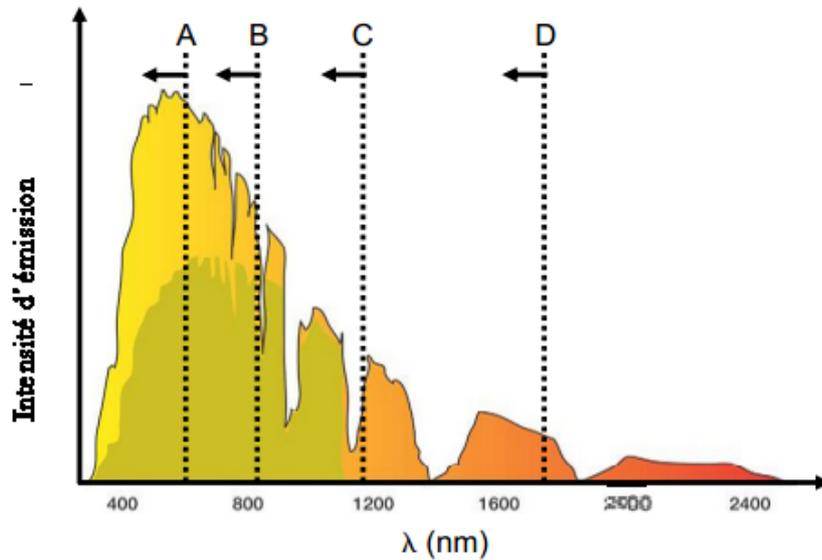


Figure (1) Spectre d'émission solaire en fonction de la longueur d'onde. Les lettres correspondent respectivement aux valeurs de bande interdite du : A, InGaP; B, GaAs; C, GaInAsN et D, Ge. Figure tirée du site du compte rendu de conférence des professeurs de physique australiens 2005.

L'idée est donc de rechercher des matériaux qui absorbent dans cette gamme de longueurs d'onde (réciproquement d'énergies). En raison de leur grand coefficient d'absorption au seuil, l'InGaP (bande interdite à 1.85 eV), le GaAs (bande interdite de 1.42 eV) et le Ge (bande interdite de 0.7 eV) sont les matériaux des cellules tri-jonctions actuelles. Le spectre solaire arrive sous forme radiante à la surface de la cellule. L'emploi d'un seul étage ne permet que de générer qu'un potentiel équivalent à la bande interdite du matériau utilisé. Si l'énergie du photon absorbé est supérieure à la bande interdite, l'excédant est perdu en chaleur. L'utilisation de plusieurs étages permet de capter plus efficacement l'énergie solaire en distribuant la collection des photons selon les bandes interdites des couches formant les étages. En effet, chaque

étage (matériau de bande interdite différente) absorbe la partie du rayonnement d'énergie supérieure à sa bande interdite. La partie d'énergie inférieure à la bande interdite continue son chemin vers la prochaine cellule, par transparence. L'épaisseur de chaque étage est ajustée de façon à ce que l'absorption des photons solaires d'énergie supérieure à sa bande interdite génère un maximum de paires électrons-trous. [1]

On constate donc que plusieurs propriétés complémentaires doivent être étudiées et maîtrisées dans la conception de ces cellules. D'une part, le coefficient d'absorption et l'indice de réfraction des matériaux utilisés doivent être bien établis afin de maximiser l'efficacité quantique des cellules. D'autre part, un haut coefficient d'absorption au seuil est requis pour optimiser l'absorption de chaque étage. Quant à elle, une grande longueur de diffusion des porteurs au sein d'un étage donné facilite la collection des charges générées par la formation de paires électrons-trous. Enfin, on souhaite minimiser la quantité de défauts pour réduire les pertes et augmenter le rendement des cellules photovoltaïques. [1]

Un des paramètres les plus importants pour l'amélioration des performances de cellule solaire et la passivation de la surface de semi-conducteur utilisé. L'Arséniure de Gallium le matériau semi-conducteur utilisé dans cette étude a une vitesse de recombinaison en surface assez élevée. En réalité les performances de la cellule solaire à GaAs est limités par la recombinaison des porteurs minoritaires sur la surface du contacte ohmique arrière. La présence d'un champ au voisinage de ce

contacte dite Back Surface Field BSF, joue un rôle d'un miroir qui reflète ces porteurs. Ce champ est obtenu par :

- ✓ L'implantation d'une jonction Low-high qui réduit la valeur de la vitesse de recombinaison effective, S_{eff} par conséquent améliore le rendement de la partie conventionnel de cette cellule et crée un potentiel de diffusion qui améliore la tension de circuit ouvert V_{co} . [3]
- ✓ L'hétérojonction avec l'alliage ternaire AlGaAs qui combine bien avec le GaAs, on obtient une S_{eff} presque nulle et une tension de diffusion assez élevé par rapport au celle de l'homojonction par conséquent les performances de la cellule obtenues par hétérojonction est meilleur que celle de l'homojonction. [4]

➤ **Objectifs et organisation de la thèse :**

Dans ce travail nous avons collecté une base de données contenant différentes propriétés physiques des cellules photovoltaïques afin d'essayer de faire une comparaison entre les cellules photovoltaïques avec un champ de la face arrière (BSF) en high low et à bande interdite graduelle.

La présentation de ce travail va donc s'articuler autour des chapitres suivants :

- Le premier chapitre est consacré à la présentation générale sur les cellules

Photovoltaïques et les différents facteurs influants sur leurs rendements, ainsi que les technologies utilisés pour la réduction de ces pertes.

- Le deuxième chapitre présente les caractéristiques physiques de l'un des technologies citées dans le premier chapitre qui est la théorie des couches BSF, tel qu'on la distingue en deux cas : en high low et à bande interdite variable.
- Dans le dernier chapitre, on présente les différentes équations qui nous permettent d'optimiser et de simuler une cellule solaire dans les deux cas de la théorie BSF par le programme FORTRAN. Les résultats obtenus ainsi sont commentés et interprétés grâce aux notions de la caractéristique courant tension.

Chapitre I :

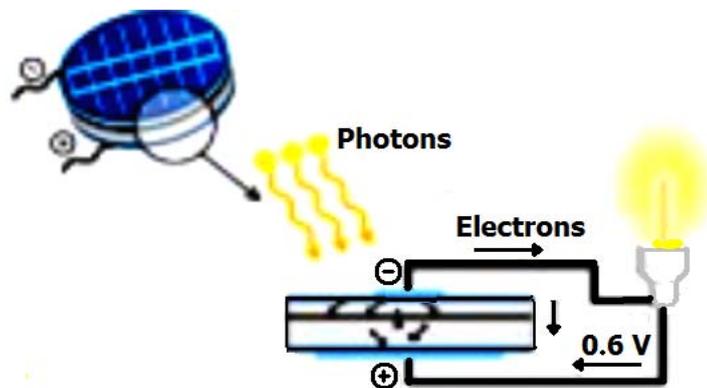
Physique de la cellule solaire

I.1. Introduction :

L'énergie solaire photovoltaïque convertit directement le rayonnement lumineux en électricité. Elle utilise pour ce faire des modules photovoltaïques composés de cellules solaires qui réalisent cette transformation d'énergie.

Elle est radicalement différente de l'énergie solaire thermique qui, quand à elle, produit de la chaleur à partir du rayonnement solaire infrarouge afin de chauffer de l'eau ou de l'air.

Il y a aussi ce qu'on appelle l'énergie solaire thermodynamique qui fonctionne sur un principe de concentration des rayons solaires au moyens de miroirs galbés ,en un foyer placé dans un tour qui emmagasine les calories pour les restituer ensuite sous forme mécanique.[5]



FIGUERE (I-1) Conversion du rayonnement lumineux en électricité

Ce chapitre présente les bases indispensables à la compréhension du sujet. Nous aborderons ainsi en premier lieu le fonctionnement des cellules photovoltaïques, leurs

caractéristiques principales. Ensuite nous décrivons les pertes physiques et technologiques limitant le rendement des cellules photovoltaïques. On se base sur les pertes optiques et électriques.

I-2-Situation Contemporaine : [6]

La technologie photovoltaïque est en plein essor. Aux quatre coins du monde, de nombreuses possibilités d'exploitation sont étudiées puis expérimentées dans l'espoir d'une commercialisation future.

Toutefois, les prévisions de baisse des prix des modules photovoltaïques ont été trop optimistes et l'industrie photovoltaïque se trouve dans une situation difficile. En effet la complexité des procédés de fabrication trop faibles entraîne des coûts élevés qui freinent le volume des ventes.

On peut espérer que dans les années à venir, la technologie photovoltaïque arrive à "maturité" (procédés, simplifiés, meilleurs rendements de production) et qu'alors l'augmentation du volume de production réduise le coût des modules.

En dépit de ces difficultés, l'évolution de la technologie et du marché photovoltaïque est globalement positive. Les méthodes de fabrication se sont améliorées réduisant les coûts et les volumes de production ont été augmentés dans l'espoir de réduire les coûts.

Actuellement, 90% de la production totale de modules se fait au JAPON ,aux ETATS_UNIS ,en EUROPE, avec un particulier des grandes compagnies, Siemens,

Sanyo, Kyocera, Solarex et BP solar, qui détiennent 50% du marché mondial. Le solide de 10% de la production est fourni par le BRESIL, l'INDE et la CHINE qui sont les principaux producteurs de modules dans les pays en voie de développement.

Les applications photovoltaïques se répartissent de manière égale entre les pays industrialisés du nord et les pays en voie de développement. [6]

I-3 Utilisations (Applications) :

En dehors des applications spatiales à l'origine du développement des techniques photovoltaïques et des applications en électronique (alimentation de calculatrice, de montres...), on trouve deux grandes familles d'applications :[7]

- les générateurs autonomes pour l'alimentation de sites isolés du réseau de distribution d'électricité (habitat, relais hertzien, pompage, balisage en mer, électrification rurale des pays du sud...) ;[7]



FIGURE (I-2) Eclairage de jardin autonome.

- les centrales photovoltaïques connectées au réseau (en très fort développement dans les pays industrialisés) [7]

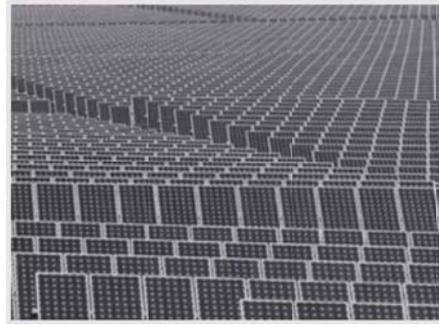


FIGURE (I-3) Une centrale photovoltaïque.

I.4. Avantages et inconvénients de l'énergie solaire :

Les systèmes photovoltaïques présentent un grand nombre d'avantages et d'inconvénients qui sont : [8]

- **Avantages :** Les systèmes photovoltaïques ont plusieurs avantages:
 - ils sont non polluants sans émissions ou odeurs discernables.
 - ils peuvent être des systèmes autonomes qui fonctionnent sûrement, sans surveillance pendant de longues périodes.
 - ils n'ont besoin d'aucun raccordement à une autre source d'énergie ou à un approvisionnement en carburant.
 - ils peuvent être combinés avec d'autres sources d'énergie pour augmenter la fiabilité de système.

- ils peuvent résister à des conditions atmosphériques pénibles comme la neige et la glace.
- ils ne consomment aucun combustible fossile et leur carburant est abondant et libre.
- une haute fiabilité car l'installation ne comporte pas de pièces mobiles, ce qui la rend particulièrement appropriée aux régions isolées, d'où son utilisation sur les engins spatiaux.
- le système modulaire de panneaux photovoltaïques permet un montage adaptable à des besoins énergétiques variés ; les systèmes peuvent être dimensionnés pour des applications allant du milliwatt au mégawatt.
- la technologie photovoltaïque présente des qualités sur le plan écologiques car le produit est non polluant, silencieux, et n'entraîne aucune perturbation du milieu.
- ils ont une longue durée de vie.
- les frais et les risques de transport des énergies fossiles sont éliminés.

➤ **Inconvénients : [9]**

- la fabrication des modules photovoltaïques relève de la haute technologie, ce qui rend le coût très élevé.
- le rendement réel d'un module photovoltaïque est de l'ordre de 10 à 15 %,
- ils sont tributaires des conditions météorologiques.

- l'énergie issue du générateur photovoltaïques est continu et de faible voltage ($< \text{à } 30\text{v}$) donc il doit être transformé par l'intermédiaire d'un onduleur.
- beaucoup d'appareils vendus sur le marché fonctionnent avec du 230 V alternatif.

I-5 Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque :

L'effet photovoltaïque a été mis en évidence pour la première fois par E.Becquerel en 1839, il découvrit que certains matériaux délivraient une petite quantité d'électricité quand ils étaient exposés à la lumière. Albert Einstein expliqua le phénomène photoélectrique en 1912, mais il fallut attendre le début des années 50 pour sa mise en application pratique dans la réalisation d'une cellule photovoltaïque en silicium d'un rendement de 4,5% [10]. Nous présentons ici les mécanismes de la génération de porteurs électroniques au sein d'un semiconducteur sous l'impact de photons.

I.5.1. L'interaction photon/semiconducteur :

L'écart entre la bande de valence et de conduction, ou gap, représente une caractéristique fondamentale des semiconducteurs. La figure (I.4) présente les différentes transitions possibles selon la nature du gap. Quand le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence coïncident dans l'espace des k , il s'agit d'un gap direct. Les transitions interbandes s'effectuent verticalement, et sont donc radiatives (figure (I.4.a)). Ceci illustre le fonctionnement des semiconducteurs binaires, tels que le GaAs, beaucoup utilisés en optoélectronique.

Dans le cas du silicium, le gap est indirect : les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques, donc non radiatives puisqu'elles impliquent un changement du vecteur d'onde de l'électron. Les électrons du sommet de la bande de valence peuvent toutefois être directement excités vers le minimum relatif central de la bande de conduction grâce à un photon de plus grande énergie. Pour que la transition s'effectue dans le gap indirect, il faut qu'un phonon soit au préalable absorbé (ou émis) par l'électron, afin que le vecteur d'onde de ce dernier corresponde au maximum de la bande de valence, pour absorber un photon (figure (I.4.b)). Notons que la valeur du gap indirect du silicium est de 1,12 eV à 300 K (ce qui correspond à une longueur d'onde de 1107 nm), mais celle du premier gap direct vaut 3,4 eV (soit 365 nm).

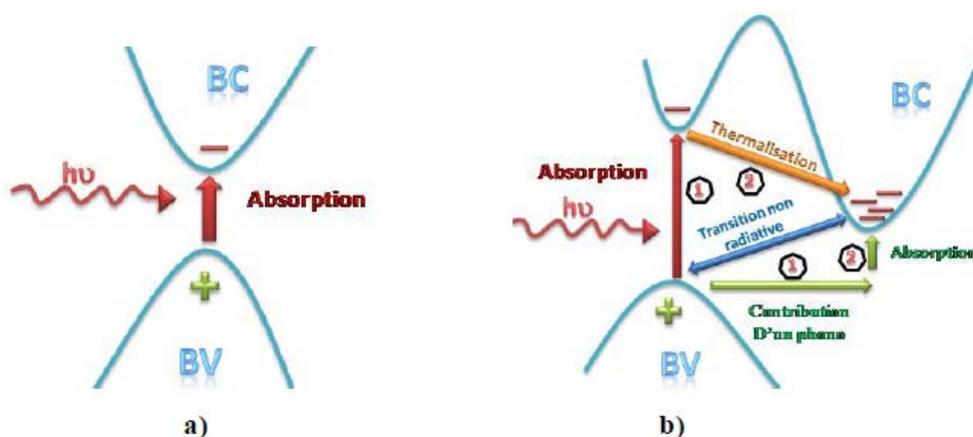


Figure (I.4): Transitions inter-bandes d'électrons dans un semi-conducteur. Le cas a) correspond à un semi-conducteur à gap direct, le cas b) à un gap indirect [11]

L'interaction entre les photons et un semi-conducteur se traduit par une caractéristique essentielle du matériau dans le domaine photovoltaïque : le coefficient

d'absorption. Il traduit le nombre de photons absorbés par unité d'épaisseur du matériau en fonction de leur longueur d'onde. La figure (I.5) nous donne celui du l'arsenic du galium. Nous constatons que pour des longueurs d'ondes inférieures à 365 nm, la majorité des photons incidents est absorbée dans les 100 premiers Å du matériau.

Comme nous l'avons vu précédemment, ces transitions directes ne sont plus possibles que pour des longueurs d'ondes plus grandes. Il faut alors qu'un phonon au moins vienne assister l'électron pour que ce dernier passe dans la bande de conduction. Ceci réduit la probabilité de transition. L'augmentation de la longueur d'onde des photons entraîne donc une diminution du coefficient d'absorption. Lorsque l'énergie du photon devient inférieure à celle du gap du matériau (à l'énergie d'un phonon près), la transition n'est plus possible et le photon n'est pas absorbé. [12]

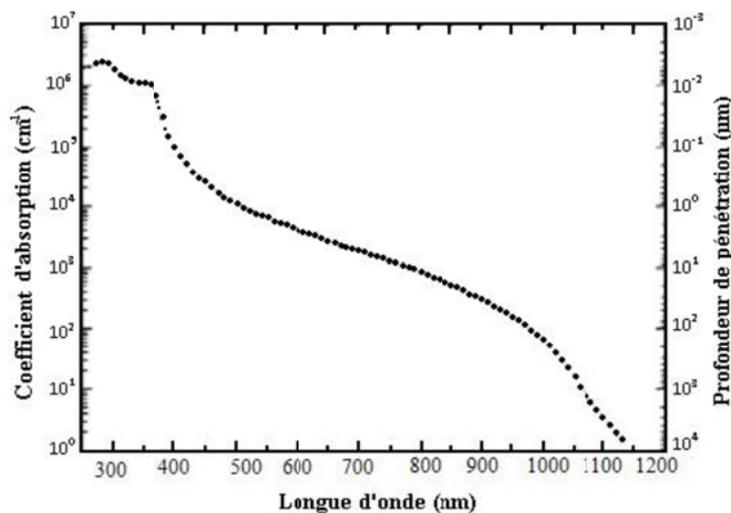


Figure (I.5) : Coefficient d'absorption du silicium et profondeur de pénétration des photons en fonction de la longueur d'onde [13]

L'interaction photon/électron au sein du semiconducteur se traduit finalement par la génération d'une paire électron-trou, qui modifie localement la conductivité du matériau. Notons que nous nous situons dans un régime de faible injection, c'est à dire que la densité des porteurs photogénérés est faible devant celle des porteurs majoritaires au sein du matériau. Ainsi cet excès de porteurs est plus sensible dans le cas des porteurs minoritaires (trous dans la région dopée n et électrons dans celle dopée p). La cellule photovoltaïque se comportant comme un générateur, il s'agit à présent de séparer ces deux types de porteurs pour éviter qu'ils ne se recombinent entre eux, et de les collecter dans un circuit électrique extérieur. [14]

L'absorption est caractérisée par le taux de génération optique, noté G : il s'agit taux de création de paires électron-trou (en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$). Les porteurs minoritaires (électrons dans un matériau de type p et trous dans un matériau de type n) sont métastables et n'existeront, en moyenne, que pour un temps égal à la durée de vie τ des porteurs minoritaires. Cette grandeur définit la durée de vie moyenne avant que les porteurs ne se recombinent et elle est liée à la longueur de diffusion L_D et au coefficient de diffusion D du matériau.

✓ **Longueur de diffusion des porteurs minoritaires :**

Longueur de diffusion des porteurs minoritaires (L_p dans un matériau de type n et L_n dans un matériau de type p) caractérise la distance que peuvent atteindre des porteurs photogénérés ou injectés avant de se recombiner [15]:

$$L_D = \sqrt{D\tau} \quad (\text{I.1})$$

I.5.2. Fonctionnement de la cellule photovoltaïque : [16]

Une cellule PV est formée d'une jonction p-n qui permet de séparer spatialement l'électron et le trou photogénérés grâce à la variation du potentiel électrochimique au sein de la structure. Une paire électron-trou photogénérée dans la zone de charge d'espace (ZCE) est immédiatement dissociée par le champ électrique : les trous sont accélérés vers la zone p et les électrons vers la zone N, (voir Figure I.4). On a un photocourant de génération.

Dans les zones n ou p, les porteurs minoritaires photogénérés diffusent et ceux qui atteignent la ZCE (dépendant de la longueur de diffusion L_D de ces porteurs) sont propulsés vers la région dans laquelle ils deviennent majoritaires, où ils peuvent être collectés par les contacts ohmiques. On a un photocourant de diffusion. Ces deux contributions s'ajoutent pour donner le photocourant résultant I_{ph} . C'est un courant de porteurs minoritaires proportionnel à l'intensité lumineuse. Ce courant s'oppose au courant de diode, appelé courant d'obscurité I_{obs} , qui résulte de la polarisation du composant. Le courant résultant I est :

$$I = I_{obs} - I_{ph} \quad (\text{I.2})$$

$$I_{obs} = I_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (\text{I.3})$$

Avec : q : charge élémentaire ($q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C)

K : constante de Boltzmann ($k = 1.38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)

T : température (K°)

V : tension aux bornes de la jonction (Volt)

I_0 est le courant de saturation en inverse de la diode. Le coefficient n est le facteur d'idéalité de la diode, fonction de la qualité de la jonction (égal à 1 si la diode est idéale et égal à 2 si la diode est entièrement gouvernée par la génération/recombinaison). [8]

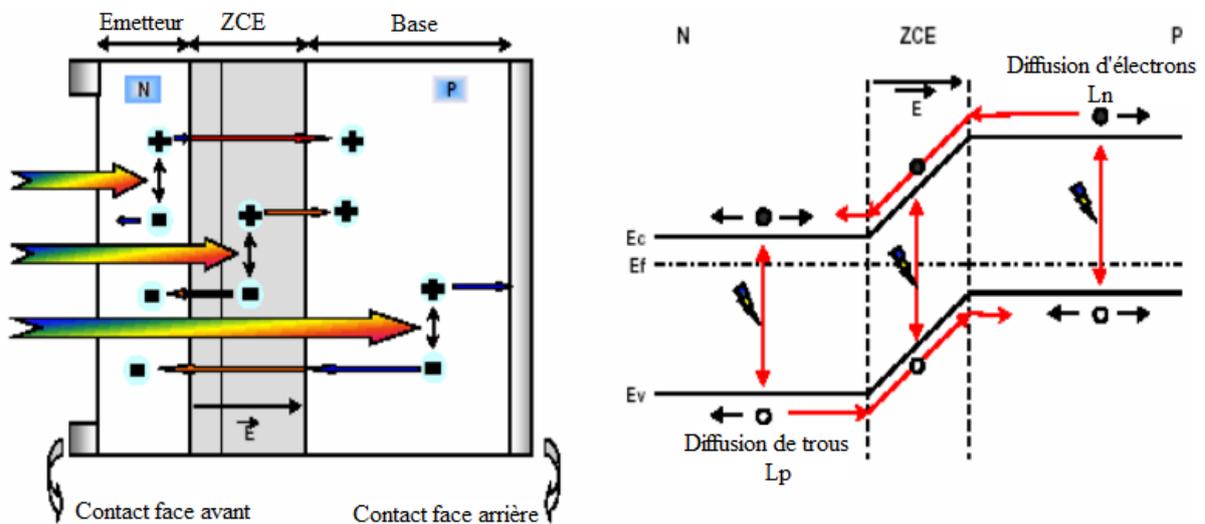


Figure (I.6) : Structure et diagramme de bande d'une cellule photovoltaïque.

Les dimensions respectives des différentes zones ne sont pas respectées.

La longueur de diffusion des électrons photogénérés est plus grande que celle des trous.

La base présente une épaisseur relativement grande ($\sim 250\text{-}300 \mu\text{m}$) et elle est donc le plus souvent de type p : elle va fournir le plus de porteurs. Afin de limiter les recombinaisons avec les porteurs majoritaires, elle est faiblement dopée (environ 10^{16}

cm^{-3}). L'émetteur, de type n, est de faible épaisseur ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) et fortement dopé (environ 10^{20}cm^{-3}) afin d'obtenir un champ électrique suffisant dans la ZCE ($\sim 0.3\mu\text{m}$). L'épaisseur de la cellule doit être choisie de manière à ce qu'un maximum de photons soit absorbé par le matériau utilisé, tout en tenant compte des contraintes de découpe du matériau.

Même si nous ne l'aborderons pas dans ce travail, il est intéressant de noter que les cellules photovoltaïques en silicium de type n suscitent actuellement un intérêt important et que de nombreuses recherches sont menées sur ce matériau jusqu'ici sous-estimé [17].

I.4.3. Schéma électrique équivalent : [16]

L'équation (I.4) correspond à un cas idéal du fonctionnement de la cellule photovoltaïque. Pour tenir compte des limitations de la cellule et calculer le courant réellement délivré sur la charge du circuit extérieur, on introduit un modèle comportant une résistance série et une résistance parallèle. Ce modèle est représenté par le schéma électrique suivant (Figure I.7) :

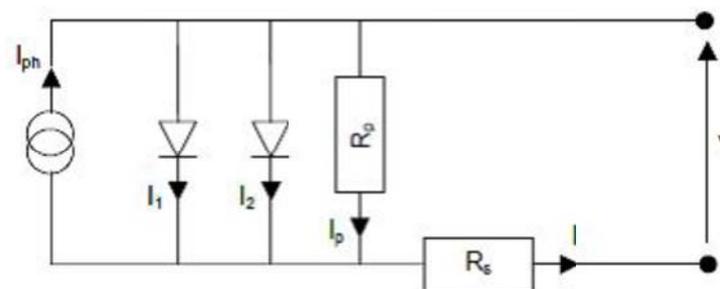


Figure (I.7) : Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle.

L'équation du courant devient :

$$I = I_1 + I_2 + \frac{V - IR_s}{R_p} - I_{ph} \quad (I - 4)$$

$$I = I_{01} \left(\exp\left(\frac{q \cdot V - IR_s}{n_1 kT}\right) - 1 \right) + I_{02} \left(\exp\left(\frac{q \cdot V - IR_s}{n_2 kT}\right) - 1 \right) + \frac{V - IR_s}{R_p} - I_{ph}$$

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire est ainsi composé d'une source de courant et de deux diodes en parallèle. La source de courant modélise le courant photogénéré I_{ph} . La première diode (facteur d'idéalité $n_1 \sim 1$) correspond au courant de diffusion dans la base et l'émetteur. I_{01} est le courant de saturation de ce phénomène. I_2 est le courant de génération/recombinaison ou d'effet tunnel dans la zone de charge d'espace, avec I_{02} le courant de saturation et n_2 le facteur d'idéalité de la seconde diode ($n_2 \sim 2$).

Afin de modéliser les courants de fuite existant dans la structure, la résistance parallèle R_p est ajoutée. Ces courants de fuite peuvent avoir lieu par exemple sur les bords de la cellule ou à travers l'émetteur. La résistance parallèle doit être la plus élevée possible.

La résistance série R_s modélise les pertes résistives dans la structure (base et émetteur), les résistances de contact aux interfaces métal/semiconducteur et celles du métal à proprement parler. Afin de limiter son influence sur le courant de la cellule, R_s doit être minimisée en optimisant les contacts métal/semiconducteur et en diminuant la résistivité du matériau. Un compromis est à trouver entre cette dernière et la recombinaison des porteurs : un dopage trop élevé entraîne des recombinaisons

trop importantes. Les valeurs de résistivité retenues sont comprises en général entre 0.5 et 5 μm pour le substrat initial.

La résistance parallèle ou de court-circuit R_p traduit quant à elle, la présence d'un courant de fuite à travers l'émetteur, causé par un défaut. Ceci est le cas lorsque la diffusion des contacts métalliques à haute température perce l'émetteur. Elle peut aussi être due à un court-circuit sur les bords de la cellule. Cette valeur devra être la plus élevée possible.

I.5.4. Caractéristiques électriques et paramètres de la cellule photovoltaïque :

Afin d'obtenir un générateur électrique autonome, il faut donc, selon l'équation (I.4), que la diode soit polarisée en direct. L'effet photovoltaïque est à la fois une création d'un photocourant et d'une tension qui auto-polarise la diode en direct : on a génération d'une puissance électrique.

En effet, en circuit ouvert, la photogénération de porteurs entraîne une augmentation du nombre d'électrons du côté n de la jonction et de trous du côté p. La séparation de ces charges induit un champ électrique opposé à celui déjà existant à la jonction. Un nouvel équilibre est obtenu pour lequel une tension existe entre les terminaux du circuit extérieur. C'est la tension de circuit ouvert V_{co} , pour laquelle le courant photogénéré et le courant d'obscurité se compensent exactement ($I=0$). C'est la tension maximale délivrable par la cellule solaire, permettant d'évaluer le nombre de recombinaisons dans la structure (plus V_{co} est faible, plus il y a de recombinaisons).

$$V_{co} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_S} + 1 \right) \quad (I - 5)$$

Un autre paramètre important de la cellule est le courant de court-circuit I_{cc} . C'est le courant maximum que l'on peut extraire de la structure et correspond idéalement au courant photogénéré.

Ce courant dépend fortement du taux de génération optique G et de la longueur de diffusion L_D des porteurs (et donc des recombinaisons).

La caractéristique $I(V)$ d'une cellule solaire est la superposition de celle de la diode sous obscurité et du courant photogénéré (voir Figure (I.8)). L'éclairement de la structure a pour effet de déplacer la courbe $I(V)$ de la diode vers les courants inverses. Puisque la photodiode est considérée comme un générateur, la convention est d'inverser l'axe des courants. Notons que la cellule photovoltaïque n'impose ni le courant ni la tension de fonctionnement, seule la courbe $I(V)$ est fixée. C'est la valeur de l'impédance de la charge aux bornes de la cellule qui va imposer le point de fonctionnement. Il est donc essentiel de choisir une charge telle que la puissance délivrée soit maximale.

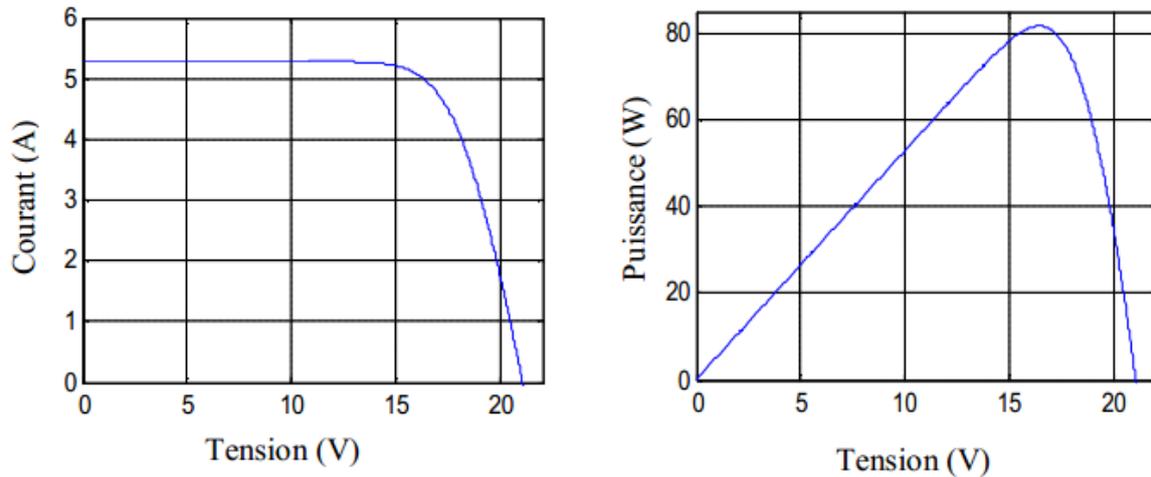


Figure (I.8) : Caractéristiques courant-tension $I(v)$ et la puissance débitée par une cellule photovoltaïque. [18]

Le maximum de puissance disponible est défini par la tension V_m et le courant I_m . La qualité électrique de la cellule est déterminée par le facteur de forme FF , donné par l'équation suivante:

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_{cc} V_{oc}} \quad (I.6)$$

Le point de fonctionnement de la cellule sur la courbe $I(V)$ est déterminé par l'impédance de la charge, qui, mal adaptée, n'utilisera pas toute la puissance disponible. Il est donc important de pouvoir travailler avec les valeurs V_m et I_m afin d'utiliser la puissance maximale.

Le rendement η est un autre paramètre important pour comparer les performances des photopiles. Il est défini par le rapport de la puissance fournie sur la puissance incidente P_{in} :

$$\eta = \frac{V_m I_m}{P_{in}} \quad (I.7)$$

Pour comparer de manière objective le rendement des cellules solaires, la puissance incidente doit être prise comme identique, par convention sous AM1.5 et à 25°C. Enfin, afin de comparer la production photovoltaïque avec les autres sources d'énergie, la littérature utilise souvent l'unité Watt crête (W_c ou W_p en anglais pour peak Watt). Elle correspond à la puissance nominale d'une cellule ou d'un module photovoltaïque dans des conditions d'ensoleillement standard (AM1.5).

I.6. Pertes physiques et technologiques :

Le rendement de conversion photovoltaïque peut être exprimé en prenant en compte les facteurs de pertes: [17]

$$\eta = \frac{\int_0^{\lambda_g} P(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} P(\lambda) d\lambda} \times \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} N(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} P(\lambda) d\lambda} \times \frac{qV_{co}}{E_g} \times FF \times (1 - R) \times \frac{S - S_{m\acute{e}tal}}{S} \times \eta_{\alpha} \times \eta_{col}$$

(1) (2) (3) (4) (5) (6) (7) (8)

Les différents facteurs de pertes (1 à 8) sont dus soit aux restrictions purement physiques liées au matériau, soit aux limitations technologiques induites par le processus de fabrication. Des choix technologiques appropriés peuvent cependant avoir des conséquences sur les limitations intrinsèques du matériau.

I.6.1. Pertes physiques :

(1) Pertes par les photons de grande longueur d'onde :

Tous les photons possédant une longueur d'onde supérieure à celle associée au gap du semiconducteur ($\lambda > \lambda_g$) ne peuvent générer de paire électron/trou et sont donc perdus. Les mécanismes d'absorption assistée par phonons permettent néanmoins de repousser la limite inférieure de l'énergie correspondant au gap du matériau (1.052 eV au lieu de 1.124 eV dans le cas d'une absorption assistée par un phonon dans le silicium). Sous un éclaircissement de AM1.5, ces pertes sont évaluées à 23.5% dans le cas du silicium. [20]

(2) Pertes dues à l'énergie excédentaire des photons :

Un photon absorbé génère seulement une paire électron/trou. L'excès d'énergie, supérieur à la largeur de la bande interdite, est principalement dissipé sous forme de chaleur (thermalisation - Figure I.7). Sous un éclaircissement de AM1.5, ces pertes sont évaluées à 33% de la puissance totale dans le cas du silicium. [20]

(3) Facteur de tension :

C'est le rapport de la tension maximale développée par la cellule (V_{co}) par la tension de gap E_g/q . La tension aux bornes d'une cellule n'est qu'une fraction de la tension de gap à cause notamment de la chute de potentiel au niveau des contacts et de la jonction.

(4) Facteur de forme FF :

L'équation courant-tension est régie par les équations de Boltzmann sous forme exponentielle ($e^{\frac{qV}{kT}}$). La courbe $I(V)$ ne peut donc avoir une forme rectangulaire et, même dans le cas d'une cellule idéale, le facteur de forme ne peut dépasser 0.89. [21]

Ce terme dépend également fortement des paramètres technologiques modélisés par les résistances série et parallèle.

Le rendement est donc limité par ces différents facteurs à une valeur théorique maximale.

D'après les travaux de Schokley et Quiesser [22], une limite d'environ 30% peut être démontrée, valeur qui a été affinée depuis à 29% [23]. De nouveaux concepts, dits de 3ème génération [24], permettraient cependant de contourner cette limite théorique en exploitant notamment les photons de hautes et basses énergies (facteurs (1) et (2)). Comme illustré par la Figure (I.9), ces deux phénomènes entraînent une chute du rendement maximal à 44% et de nombreuses recherches sont menées afin de développer des systèmes offrant une meilleure conversion énergétique.

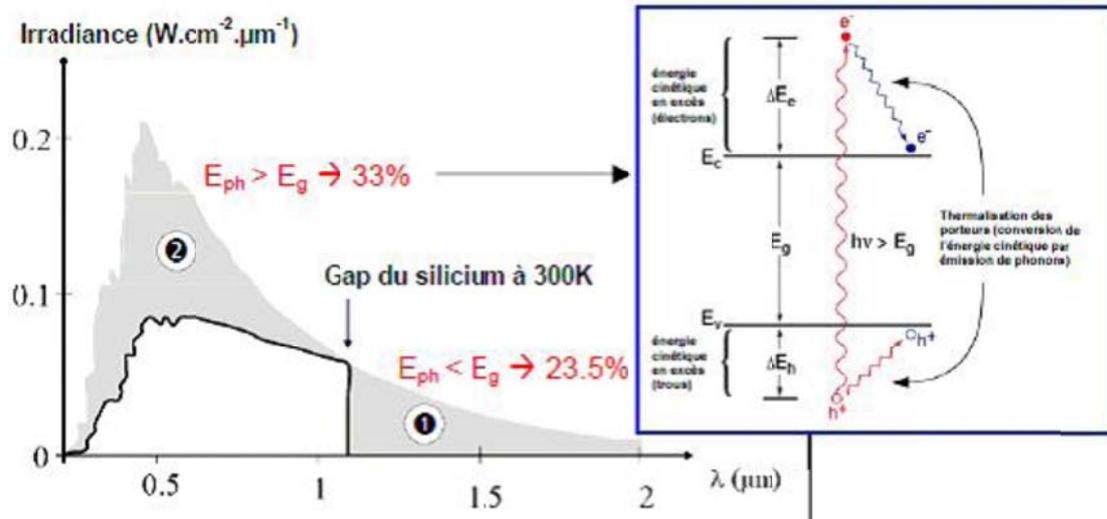


Figure (I.9) : Principales pertes intrinsèques pour une cellule photovoltaïque en silicium. (1) Pertes des photons de grandes longueurs d'onde. (2) Pertes dues à l'énergie excédentaire des photons [20]. L'insert illustre le phénomène de thermalisation. [25]

Ces deux facteurs physiques (facteurs (1) et (2)) étant considérés comme invariables, les facteurs technologiques tels que la réflectivité et le rendement de collecte prennent alors une part importante dans l'objectif d'améliorer le rendement de la cellule solaire.

I.6.2 Pertes technologiques : [26]

(5) Réflectivité :

Une partie de l'énergie incidente est réfléchiée par la surface (non métallique) de la cellule. Le coefficient de réflexion R peut être optimisé par la mise en œuvre de traitements de surface adéquats et de couche antireflet.

(6) Taux d'ombrage :

Les contacts métalliques (de surface S-métal) présents sur la face avant afin de collecter les porteurs entraînent des pertes de puissance puisqu'ils couvrent une partie de la surface S de la cellule. Le taux d'ombrage est un compromis entre les pertes dues à la couverture partielle de l'émetteur par les contacts et les pertes de facteur de forme provoquées par la résistance série, liée à la largeur de la métallisation.

(7) Rendement d'absorption :

A cause de l'épaisseur limitée de la cellule, une part non négligeable de photons, ayant néanmoins l'énergie requise, traverse l'épaisseur de la structure sans être absorbés. Des techniques de piégeage par réflexion sur la face arrière peuvent augmenter de manière significative l'absorption, particulièrement dans le cas des cellules très fines.

(8) Rendement de collecte :

C'est le rapport entre le nombre de porteurs effectivement collectés et le nombre total de porteurs photogénérés. En effet, certains porteurs se recombinent dans le volume ou à la surface de la cellule, ce phénomène dépendant directement de la durée de vie τ des porteurs minoritaires. Ces recombinaisons peuvent être réduites en mettant en œuvre différents traitements, abordés plus loin dans ce rapport.

Ces différents facteurs peuvent être optimisés à l'aide de procédés technologiques utilisés lors de la fabrication des cellules photovoltaïques et détaillés dans les parties suivantes de ce chapitre.

I.7 - Technologies pour la réduction des pertes :

Comme nous l'avons vu précédemment le fonctionnement des cellules photovoltaïques est basé sur trois mécanismes : l'absorption des photons, la conversion de l'énergie optique en énergie électrique et la collecte de cette énergie sur un circuit extérieur. Chacun de ces mécanismes engendrent des pertes et la partie suivante présente les principaux composants utilisés à ce jour pour améliorer le rendement de conversion. Ces composants sont utilisés dans de nombreuses structures de cellules et nous les présenterons sur la structure la plus commune : la cellule photovoltaïque avec contacts sur les deux faces.

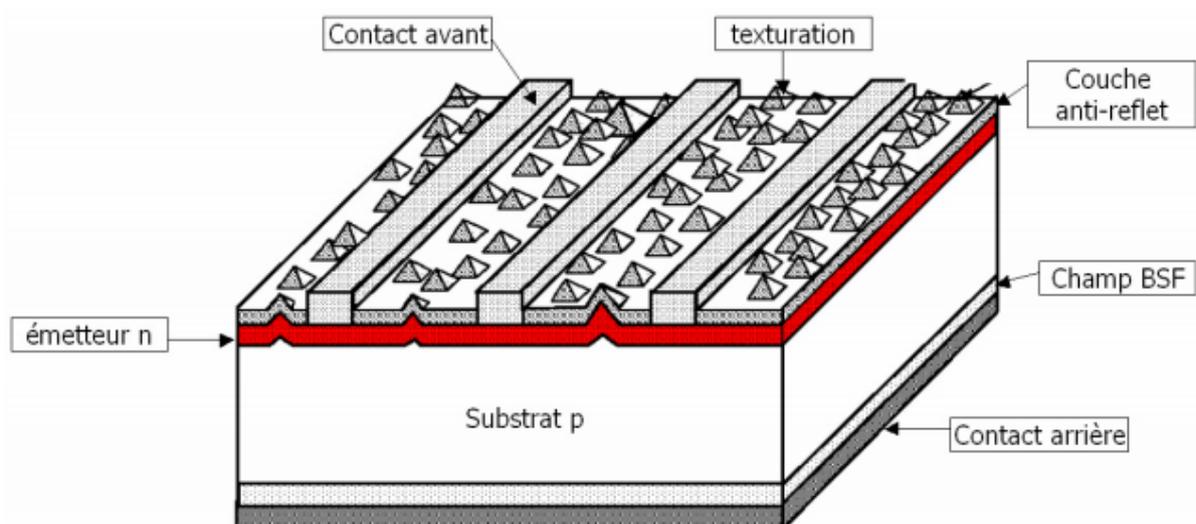


Figure (I.10) : Élément d'une cellule photovoltaïque

L'introduction d'une couche mince entraîne la division d'amplitude de l'onde incidente, conduisant à des phénomènes d'interférences entre les rayons réfléchis

I.7.1 Réflecteur arrière (BSR : Back Surface Reflector)

L'absorption de tout le rayonnement pénétrant dans la cellule solaire est essentielle pour obtenir le meilleur rendement possible. La quantité de lumière absorbée est

fonction de la longueur du chemin optique et du coefficient d'absorption. Ainsi, plus l'épaisseur de la cellule est faible, plus il est nécessaire d'accroître le chemin optique au sein du silicium. La texturisation de la face arrière (effectuée en même temps que la face avant) va dans cette direction. [27]

I.7.2 Passivation des faces avant et arrière :

La surface des semi-conducteurs contient une densité importante de défauts (liaisons pendantes, impuretés...) entraînant des pertes non négligeables liées à la recombinaison en surfaces. La passivation consiste à améliorer les qualités électroniques de la surface et du volume du matériau en neutralisant les effets de ces défauts électriquement actifs. Diverses couches de passivation sont utilisées en photovoltaïque mais les principales sont l'oxyde thermique de silicium (SiO_2). [28]

I.7.3. Couche antireflet (CAR) :

Pour minimiser la réflexion de la lumière, une couche antireflet (CAR) est utilisée. Le principe d'action des couches antireflet est basé sur l'interférence des faisceaux lumineux dans couches diélectriques minces. Si l'épaisseur de la couche diélectrique est égale à :

$$d_{\text{CAR}} = \frac{(2.N+1).\lambda}{4.n_{\text{CAR}}} , \quad \mathbf{N = 0, 1, 2, 3 \dots} \quad \text{(I-8)}$$

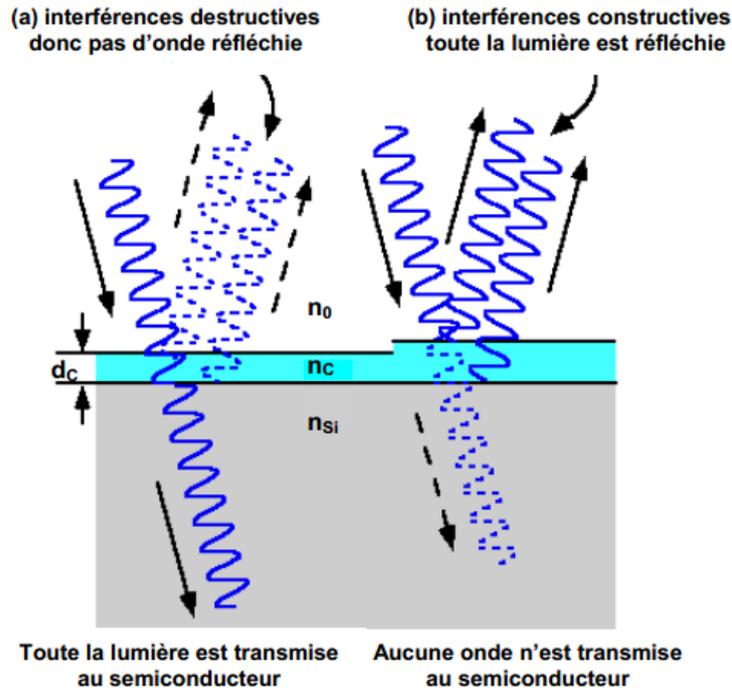


Figure (I.11) : L'introduction d'une couche mince entraîne la division d'amplitude de l'onde incidente, conduisant à des phénomènes d'interférences entre les rayons réfléchis. [29]

Différentes CAR sont utilisées en photovoltaïque : TiO_2 , SiO_2 , ZnS , MgF_2 , SiN_x ...[30]

Types de couche AR	Indice de Réfraction
TiO_2	2,5
SiO_2	1,58
ZnS	2,36
MgF_2	1,25
SiN_x	1,99

I.7.4 Texturation de la surface

La texturation des substrats de silicium permet d'augmenter les photons absorbés dans la couche active principalement en diminuant la réflectivité sur tout le spectre

utile et, dans une moindre mesure, en augmentant le chemin optique des photons de grande longueur d'onde pour les cellules avec un réflecteur arrière. La texturation accroît le courant des cellules solaires jusqu'à 20%. La minimisation de la réflectivité moyenne est obtenue par réflexions multiples sur une surface non plane généralement de forme pyramidale qui augmente le piégeage de la lumière comme schématisé dans la figure (I-11), les rayons incidents suivent les lois de l'optique géométrique. [31]

L'insertion sur la figure (I.12) présente le principe de réflexions multiples propre à la texturation. Le relief de la surface entraîne une baisse de la réflexion en face avant : un rayon arrivant à incidence normale (par rapport au plan de la cellule) sur une pyramide sera réfléchi sur la face d'une pyramide adjacente, cette double réflexion sur les pyramides diminue le coefficient de réflexion totale, qui ne vaut plus R mais R^2 . D'autre part, un rayon d'incidence normale sera transmis dans la cellule avec un angle de réfraction θ différent de 0° . Le trajet de ce rayon au sein du silicium sera donc augmenté d'un facteur $1/\sin \theta$ par rapport au cas d'une surface plane et perpendiculaire à l'éclairement, ce qui aura pour effet d'augmenter la part de photons absorbés par le matériau. Pour finir, la texturation de la surface entraîne un piégeage plus important de la lumière pénétrant dans la cellule. Sur la face arrière de la cellule, il existe un angle d'incidence critique θ_c à partir duquel le rayon est totalement réfléchi et prolonge son trajet au sein du semiconducteur, augmentant là aussi l'absorption des photons. En appliquant la loi de Descartes, on trouve que cet angle vaut 17° dans le cas du silicium dans l'air. Ce phénomène est particulièrement important dans le cas

des cellules de faible épaisseur, et peut être renforcé par une texturation de la face arrière et/ou une couche antireflet sur cette même face.

Différents procédés sont utilisés pour texturer la surface de silicium (attaque chimique de la surface KOH, NaOH [32], acide[33]...) texturation mécanique (laminage à froid sous un peigne dentelé)[34], texturation laser...[35]

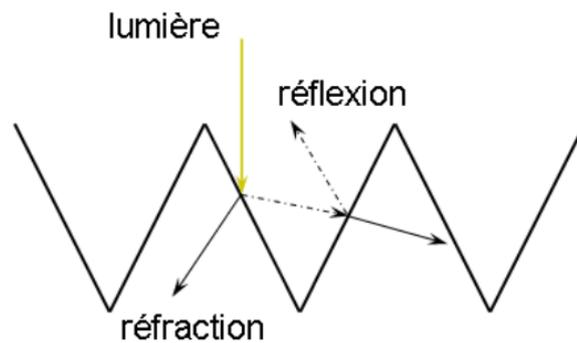


Figure (I-12) : diffusion de la lumière sur une surface texturée augmentant le piégeage.

I.7.5 BSF :

Le champ électrique arrière (BSF : Back Surface Field) consiste à créer une barrière de potentiel (par exemple, jonction $p^+ - p$) sur la face arrière de la cellule pour assurer une passivation. La barrière de potentiel induite par la différence de niveau de dopage entre la base et la BSF tend à confiner les porteurs minoritaires dans la base (voir l'interaction sur la figure I-10). Ceux-ci sont donc tenus à l'écart de la face arrière qui est caractérisée par une vitesse de recombinaison très élevée.[35]

I.8 Conclusion :

Ce chapitre servira de base théorique pour la suite de l'étude. Il met en avant le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque. Ensuite, nous avons donné les caractéristiques électriques et les paramètres essentiels permettant de calculer leur rendement. Et à la fin, nous avons exposé les facteurs des pertes qui influent sur le rendement, ils sont dus soit aux limitations physiques, soit aux défauts technologique. Ainsi que les technologies utilisées par l'industrie ont été présentées, et de nouveaux concepts évoqués afin d'atteindre de meilleurs rendements de conversion.

Chapitre II :

Théorie des couches BSF

II.1 Introduction :

Les contacts métalliques à l'émetteur et au substrat servent à collecter le courant de porteurs photogénérés. Les contacts doivent être ohmiques [36]. La surface arrière (métallisation totale) de la cellule solaire est caractérisée par une vitesse de recombinaison superficielle très élevée. L'installation d'un champ électrique arrière (Back Surface Field) BSF (Fig. 1) consiste à créer une barrière de potentiel (par exemple, jonction p⁺-p ou n⁺-n) sur la face arrière pour assurer une passivation. La barrière de potentiel induite par la différence de niveau de dopage entre la base et le BSF tend à confiner les porteurs minoritaires dans la base. Ceux-ci sont donc tenus à l'écart de la face arrière.

Donc l'ajout d'un champ électrique à la surface arrière au voisinage du contact ohmique fait, que les porteurs minoritaires vont être repoussés vers la zone de charge d'espace pour une meilleure collection. Une amélioration est obtenue sur le photocourant, la tension de circuit ouvert, ainsi que le rendement de conversion photovoltaïque. Le BSF fait l'objet de nombreuses recherches [37].

L'étude de ces performances a montré la présence d'une couche fortement dopée au voisinage du contact ohmique. L'effet de cette couche sur les caractéristiques de la cellule solaire est le sujet de plusieurs travaux de recherches [40, 38,39] Fossum, Godlewski et Del Alamo. Ce chapitre met la lumière sur ces différents travaux.

II.2 Théorie du BSF :

Les pertes dues aux défauts et aux contacts ohmiques des deux surfaces de la cellule solaire est modélisé par une recombinaison en surface ayant une vitesse, qui caractérise la qualité des surfaces. Pour le cas du contact ohmique idéal, la vitesse de recombinaison doit être infinie $S = \infty$ [41], c'ad tous les porteurs de charge près proches de cette surface, seront recombinaison. Pour l'autre cas de la surface idéale la vitesse S doit être nulle pour l'objectif d'avoir une surface qui ne représente aucun facteur de détournement des porteurs. Pour résoudre ce problème les recherches ont adopté une structure de cellule solaire qui minimise ces pertes [42], la structure la plus simple de ce type des photopiles est représentée sur la figure (II -1).

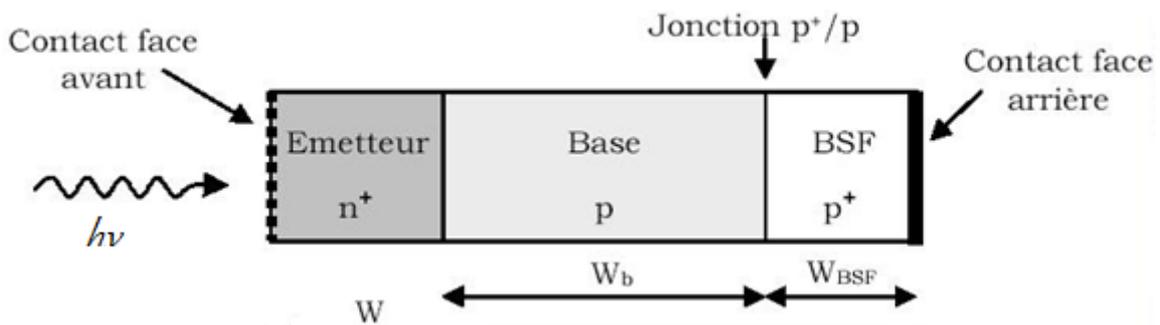


Figure (II -1) : Cellule solaire a champ BSF.

La base de cellule solaire est constituée de deux régions, la base proprement dite et une zone fortement dopée au voisinage du contact arrière, une telle constitution entraîne deux conséquences : La création d'une petite barrière supplémentaire d'énergie et le confinement des porteurs minoritaires dans la base. De cette façon, on

recupère les porteurs de charge créés à l'arrière de la base au voisinage du contact ohmique qui sont normalement perdus dans les cellules simples.

Pour modéliser cette performance, il suffit de prendre une grandeur finie pour la vitesse de recombinaison en surface S . Les études ont montrés que la tension du circuit ouvert s'améliore avec 10% [43]. A cause de la conjonction de trois facteurs, la diminution du courant de l'obscurité dû au fait que la longueur de diffusion dans la base n'est pas réduit par l'augmentation localisée du dopage, le gain sur I_c à cause du meilleur collecte des porteurs de charge minoritaires dans la base, enfin, l'apparition de la tension supplémentaire à la face arrière de la cellule (cas de forte excitation).

Pour mieux comprendre cette performance, ce chapitre explique la théorie du champ en surface arrière ou **BSF** (Back Surface Field).

Godlewski a présenté la première étude sur la structure n⁺-p-p⁺ qui modélise les résultats de la présence de la jonction p-p⁺ ou bien Low-High jonction.

La figure (II .1) montre les différentes couches de la structure BSF et la figure (II.2) montre la structure énergétique de la cellule solaire BSF avec le confinement des porteurs minoritaires.

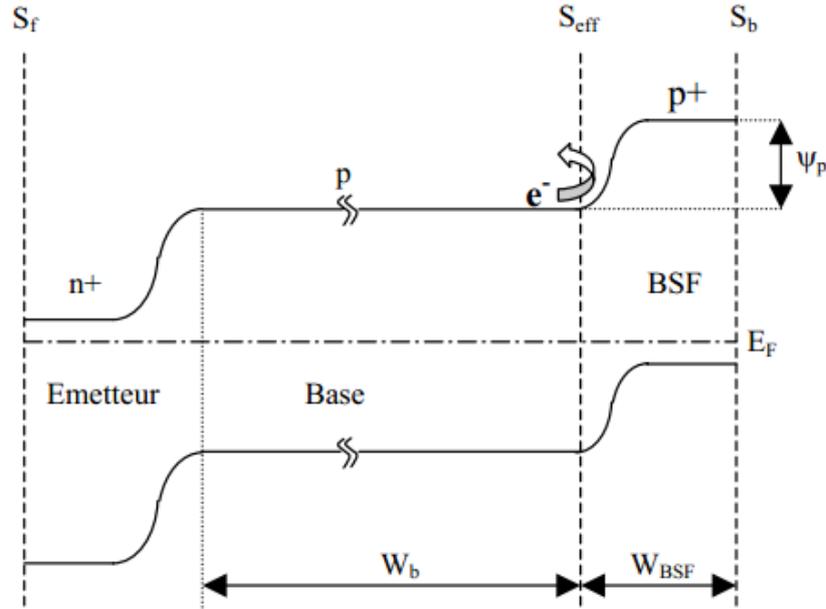


Figure (II -2) : Diagramme de bandes d'une cellule solaire à BSF.

II-2.1 Modèle de Godlewski [38].

Le transport du courant dans les cellules solaires est dominé par le processus de diffusion des porteurs de charge minoritaires. L'équation suivante fait la relation entre la tension du circuit ouvert V_{co} et le courant du court circuit I_{cc}

$$V_{co} = KT \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_0} + 1 \right) \quad (II - 1)$$

$$I_0 = \frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p} \left\{ \left(\frac{S_b L_p}{D_p} + \tanh \left(\frac{W_n}{L_p} \right) \right) / \left(1 + \frac{S_b L_p}{D_p} \tanh \left(\frac{W_n}{L_p} \right) \right) \right\} \\ + \frac{en_i^2}{N_d L_p} \left\{ \left(\frac{S_f L_n}{D_n} + \tanh \left(\frac{W_b}{L_n} \right) \right) / \left(1 + \frac{S_f L_n}{D_n} + \tanh \left(\frac{W_b}{L_n} \right) \right) \right\} \quad (II - 2)$$

Etant S la vitesse de recombinaison, l'indice f pour la surface de la face avant et b pour la surface de la face arrière au contact ohmique. La discussion sur l'influence de S sur I_0 conduit vers l'étude de ces cas :

II-2.1.1 Vitesse de recombinaison en surface (VRS) infinie :

Dans ce cas, l'expression du courant de saturation I_0 sera réduit à :

$$I_0 = \frac{en_i^2 D_p}{N_a L_p} \coth\left(\frac{W_n}{L_p}\right) + \frac{en_i^2 D_p}{N_a L_n} \coth\left(\frac{W_p}{L_n}\right) \quad (II - 3)$$

C'est le cas de contact ohmique idéal des porteurs minoritaires qui peuvent arriver à la surface voisine du contact ohmique seront tous recombinaisonés et disparues.

II-2.1.2 Vitesse de recombinaison en surface (VRS) nulle :

L'expression de I_0 se réduit a :

$$I_0 = \frac{en_i^2 D_p}{N_a L_p} \tanh\left(\frac{W_n}{L_p}\right) + \frac{en_i^2 D_p}{N_a L_n} \tanh\left(\frac{W_p}{L_n}\right) \quad (II - 4)$$

Ce cas représente un contact non ohmique et qui n'est pas possible en pratique. Ces équations n'expliquent pas ce qui se passe pour les porteurs minoritaires ni le mécanisme de réflexion par le champ électrique à la surface arrière, ni la présence lui-même du champ électrique sur la face arrière, il est nécessaire de trouver un autre modèle qui explique cette technologie.

II-2.2 Modèle de champ électrique dérivé :

Le premier modèle proposé repose sur le champ électrique dérivé. En pratique les cellules solaires sont fabriquées par les processus de diffusion et d'alliage. Les distributions des impuretés sont souvent non uniformes dans les différentes régions de la cellule. Il est facilement remarquable, qu'une telle distribution engendre un champ

électrique, qui influe d'une manière significative sur le transport des porteurs de charge minoritaires dans les deux régions. Wolf [38] a calculé le courant de court circuit de la cellule, avec l'utilisation d'une expression pour le rendement de collecte qui contient l'effet de champ électrique dérivé. La cellule solaire est divisée en sous régions, qui peut être considéré comme un matériau à dimensions et à propriétés séparées. Par exemple Wolf [38] a utilisé un modèle à quatre couches, avec une distribution d'impuretés exponentiel pour chaque couche. L'importante caractéristique de ce modèle est que les densités des porteurs minoritaires sont continues dans les limites des zones, le courant de saturation de diode I_0 est dérivé pour cette structure et n'inclue pas seulement la géométrie finie et l'effet de contact, mais aussi le champ dérivé des sous régions, la base P de la cellule solaire n+p contient un champ de dérivé seulement dans une couche mince à l'avant du contact arrière est donnée par l'équation :

$$I_{0p} = \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n} \left(\frac{C - 1}{C + 1} \right) \quad (II - 5)$$

$$C = \left\{ e^2 \frac{X - x_j}{L_{n1}} \left(\frac{1}{L_{n1}} - \gamma A_2 \right) \left(\frac{R - A_2}{R - B_2} \right) \exp[2G_{n2} (W - X)] \left(\frac{1}{L_{n1}} - \gamma B_2 \right) / \right. \\ \left. \left(\frac{1}{L_{n1}} - \gamma A_2 \right) \left(\frac{R - A_2}{R + B_2} \right) \exp[2G_{n2} (W - X)] - \left(\frac{1}{L_{n1}} - \gamma B_2 \right) \right\} \quad (II - 6)$$

$$A_2 = \frac{eE_2}{2KT} - \left\{ \left(\frac{eE_2}{2KT} \right)^2 + \frac{1}{L_{n1}} \right\}^{1/2} \equiv F_{n2} - G_{n2} \quad (II - 7)$$

$$B_2 = F_{n2} + G_{n2} \quad (II - 8)$$

$$\gamma = \frac{D_{n2}}{D_{n1}} \quad (\text{II} - 9)$$

$$R = \frac{eE_2}{KT} + \frac{s}{D_{n2}} \quad (\text{II} - 10)$$

II-2.3 Modèle à Low-High jonction [45]

La base d'une cellule solaire dans ce modèle est constituée de deux sous régions dopées uniformément p et p⁺, les porteurs majoritaires passent librement à travers de cette jonction, la concentration des porteurs minoritaires dépend de la barrière de potentiel ψ associé par la jonction L-H par l'équation :

$$n_p = n_{p^+} \exp\left(\frac{e\Psi}{KT}\right) \quad (\text{II} - 11)$$

En effet le courant de diffusion dans les frontières de la ZCE est proportionnel au gradient de densité des porteurs de charge, donné par l'équation :

$$eD_p \nabla n_p = eD_{p^+} \nabla n_{p^+} \quad (\text{II} - 12)$$

Cette équation représente les conditions aux limites des sous régions, l'effet de recombinaison et l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction L-H est supposé négligeable. Le courant de saturation de la région de base est donné par :

$$I_{0p} = \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_p} \left\{ \left(S + \tanh \frac{W_p}{L_p} \right) / \left(1 + S \tanh \frac{W_p}{L_n} \right) \right\} \quad (\text{II} - 13)$$

Avec

$$S = \frac{N_a}{N_a^+} \frac{D_p}{D_{p^+}} \frac{L_p}{L_{p^+}} \left\{ \left(\frac{S_r}{D_{p^+}} + \tanh \frac{W_{p^+}}{L_{p^+}} \right) / \left(1 + \frac{S_r L_{p^+}}{D_{p^+}} \tanh \frac{W_p}{L_p} \right) \right\} \quad (II - 14)$$

Le paramètre S est défini comme la vitesse de recombinaison en surface normalisée, il contient le facteur de barrière de la jonction L-H, la mobilité et la fraction de longueur de diffusion (D_p / L_p) des régions p et p⁺, S contient aussi un facteur géométrique de la région p⁺, S_r la vitesse de recombinaison en surface (VRS) pour le contact P⁺/ métal, l'épaisseur de la région fortement dopée W_{p^+} .

II-2.4 Modèle de Del Alamo :

Un autre travail de Del Alamo [39] pour modéliser la performance du champ électrique, qui a prouvé que sa présence abaisse l'injection du courant d'obscurité dans la base, et augmente la tension du circuit ouvert. La meilleure façon de comprendre le principe du mécanisme physique de fonctionnement du BSF est à travers l'introduction de la notion de vitesse de recombinaison en surface effective S_{eff} , localisée à l'interface entre les régions p et p⁺, cette vitesse S_{eff} prendra en compte à la fois, le comportement des porteurs minoritaires dans la couche fortement dopée et la couche faiblement dopée, S_{eff} est définie comme :

$$S_{eff} = - \frac{I_e(0^-)}{e \Delta n(0^-)} \quad (II - 15)$$

D'où, $I_e(0^-)$ est le courant dans le côté P de la jonction P⁻-P⁺ et $\Delta n(0^-)$ l'excès de concentration des électrons dans ce côté, Del Alamo a supposé que la jonction P-P⁺ est une jonction abrupte et la chute de tension à travers la zone de charges d'espace ne

dépasse pas le potentiel thermique KT , le courant d'électrons à l'interface de la jonction reste le même :

$$I_e(0^-) = I_e(0^+) \quad (\text{II} - 16)$$

Et le quasi niveau de fermi ne change pas à travers la zone de charge d'espace, et la recombinaison dans cette zone est supposée négligeable

$$\frac{n(0^-) p(0^-)}{n_{ie}^2(0^-)} = \frac{n(0^+) p(0^+)}{n_{ie}^2(0^+)} \quad (\text{II} - 17)$$

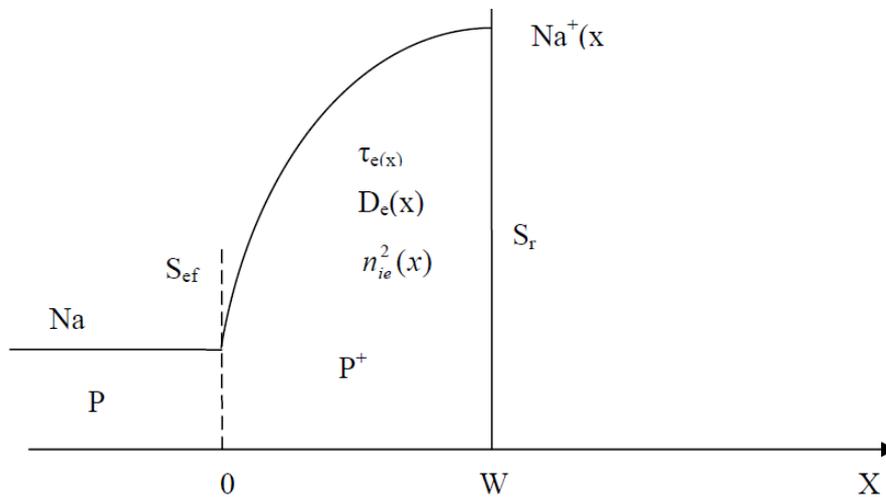


Figure (II -3) Profile de dopage d'impureté de la jonction.

Le dopage n'est pas uniforme sur le long de la région p^+ , par conséquent la distribution de concentration intrinsèque devient en fonction de la position x suivant le profile de dopage, La concentration des électrons à l'équilibre $n_0(x)$ est calculée par:

$$n_0(x) = \frac{n_{ie}^2}{N_a^+(x)} = \frac{n_{i0}^2}{N_{a\text{eff}}^+(x)} \quad (\text{II} - 18)$$

D'où :

n_{i0} : est la concentration intrinsèque conventionnelle et Na_{eff}^+ est la concentration des impuretés effectives, la combinaison entre (II .15) et (II .18) permet d'écrire S_{eff} sous l'expression :

$$S_{eff} = -\frac{I_e(0^+)}{e\Delta n(0^+)} \frac{Na_{eff}}{Na_{eff}^+(0^+)} \quad (\text{II} - 19)$$

Par substitution des valeurs de concentration aux limites de la zone de charge d'espace on obtient :

$$I_e(x) = eD_e(x) \left[\frac{\Delta n(x)}{Na_{eff}^+} \frac{dNa_{eff}^+}{dx} + \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right] \quad (\text{II} - 20)$$

La combinaison entre cette équation et l'équation de continuité permet d'écrire l'équation différentielle sous la forme suivante :

$$\frac{dS_e}{dx} = \frac{S_e^2}{D_e} + \frac{S_e}{Na_{eff}^+} \frac{dNa_{eff}^+}{dx} - \frac{1}{\tau_e} \quad (\text{II} - 21)$$

Avec :

$$S_e(x) = -\frac{I_e(x)}{e\Delta n(x)} \quad (\text{II} - 22)$$

Cette équation prend en considération la diffusion du courant dérivé et la recombinaison des porteurs minoritaires. La condition au limite est la vitesse de recombinaison au contact arrière, la solution de cette équation différentielle dépend du profil du dopage dans le cas d'une distribution normale cette équation

différentielle n'admette pas une solution analytique mais pour des cas particuliers on obtient des solutions particuliers, S_{eff} est reliée avec S_e par l'équation (II .19) et l'équation (II .22).

- *Jonction PP abrupte.*

Le dopage est uniforme, la durée de vie et la longueur de diffusion reste constante et l'équation différentielle se réduit à :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{S^2}{D} - \frac{1}{\tau} \quad (\text{II} - 23)$$

$$S_{eff} = \frac{Na_{eff} D}{Na_{eff}^+ L} \frac{\frac{S_r L}{D} + \tanh \frac{W_{P^+}}{L}}{1 + \frac{S_r L}{D} \tanh \frac{W_{P^+}}{L}} \quad (\text{II} - 24)$$

S_r est la vitesse de recombinaison en surface du contact ohmique

II-3 Réponse spectrale [46]

La zone pp^+ engendre un champ électrique interne et joue un rôle important dans le fonctionnement des cellules solaires. En effet, elle a quatre effets sur les performances des cellules solaires :

1. Repousser les électrons vers la jonction np et améliorer le rendement de collecte des porteurs.
2. Motiver le piégeage des porteurs minoritaires.
3. Diminuer les recombinaisons en surfaces arrière des porteurs minoritaires.
4. Augmenter l'absorption optique d'une partie du spectre solaire incident.

La réponse spectrale est obtenue en utilisant l'expression suivante :

$$RS = \frac{q(1 - R)}{h.v.RQI} \quad (\text{II. 25})$$

Avec RQI est le rendement quantique interne et R le coefficient de réflexion.

II.4 Théorie du champ de surface arrière pour les homostructures :

Les pertes à la surface de la cellule solaire, sont modélisées par une recombinaison en surface ayant une vitesse, qui caractérise la qualité des surfaces. La base de la cellule solaire est constituée de deux régions, la base proprement dite et une zone fortement dopée au voisinage du contact ohmique arrière. Une telle structure entraîne deux conséquences, la création d'une petite barrière supplémentaire d'énergie et le confinement des porteurs minoritaires dans la base. De cette façon, on récupère les porteurs de charge créés à l'arrière de la base au voisinage du contact ohmique qui sont normalement perdus dans les simples cellules. La perte des porteurs minoritaires à la surface arrière est quantifiée par le courant de recombinaison à la surface du contact ohmique arrière, donné par l'équation : [47]

$$J_n(W_b) = -qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=W_b} \equiv qS_{eff} n(W_n) \quad (\text{II} - 26)$$

S_{eff} est la vitesse de recombinaison effective. La modélisation de la couche BSF est de déterminer et d'améliorer cette vitesse. Godlewski [5] a présenté un modèle pour le calcul de cette valeur par l'équation : [38]

$$S_{eff} = \left(\frac{Dn_{p^+}}{Ln_{p^+}} \right) \left(\frac{N_A^-}{N_A^+} \right) \left(\frac{n_i^+}{n_i^-} \right)^2 \coth \left(\frac{W_{p^+}}{L_{n^+}} \right) \quad (\text{II. 27})$$

D_{n+} : Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la région fortement dopée ;

W_{n+} : Epaisseur de la région fortement dopée ;

L : Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la région fortement dopée.

Le premier terme de l'équation est dû essentiellement à l'action du fort dopage de la région p^+ , il contrôle la valeur de la recombinaison en surface, dès que le rapport N_A/N_{A+} dépasse la valeur de 10^3 . Le fort dopage de la région arrière de la base réduit la barrière de potentiel $p-p^+$ à cause de phénomène de l'étroitement de la bande interdite (Band Gap Narrowing) BGN. Cet étroitement est donné par :

$$\Delta E_G = 1.6 \cdot 10^{-8} N_A^{1/3} \quad (\text{II} - 28)$$

Donc on a intérêt de ne pas augmenter beaucoup le dopage afin d'éviter ce phénomène qui peut causer la dégradation de V_{oc} . Les résultats obtenus avec ce type de cellule solaire sont remarquables, mais ils peuvent être améliorés par la réduction S_{eff} par d'autres méthodes.

II.5 Théorie du BSF a hétérojonction :

II.5.1 Principe de l'hétérojonction : [48]

Lorsque deux matériaux métal/semiconducteur, semiconducteur/semiconducteur, isolant/semiconducteur entrent en contact, il s'établit un échange de façon à faire tendre le système vers un équilibre thermodynamique. Pour une hétérojonction, la

zone fortement dopée constituant l'émetteur dans une homojonction et remplacée par un matériau de grande largeur de bande interdite. On dit alors que la vitesse de recombinaison de surface avant est remplacée par une vitesse de recombinaison d'interface S_i inférieure de plusieurs ordres de grandeur, à condition que le matériau de grande largeur de bande interdite soit passif (absorption faible, recombinaisons quasi-nulles). La structure de bandes finales (fig II-2) dépend de plusieurs paramètres des deux matériaux en contact : la valeur des largeurs des bandes interdites E_{g1} et E_{g2} , des affinités électroniques χ_1 et χ_2 , et des niveaux de dopage δ_n et δ_p .

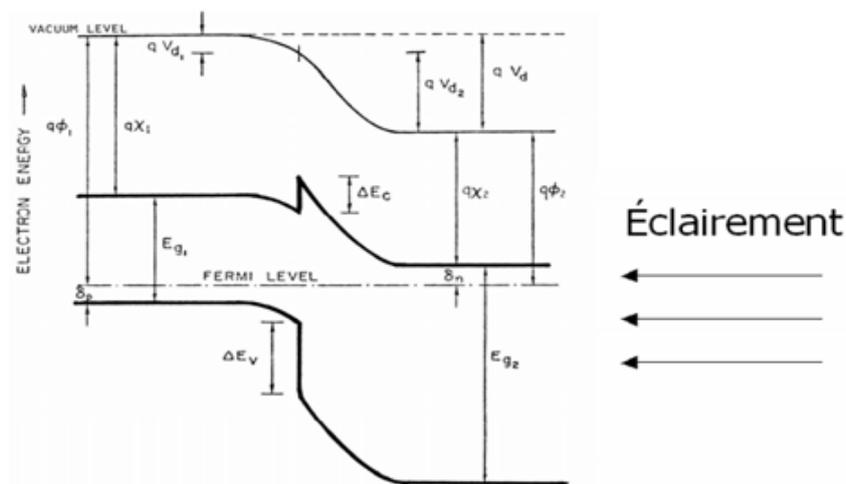


Figure II- 4 Exemple d'hétérojonction entre deux matériaux (E_{hv1}, χ_1), (E_{hv2}, χ_2)

Différentes combinaisons de matériaux sont possibles pour former des hétérojonctions adaptées à l'application photovoltaïque. Le tableau II.2 donne un aperçu des hétérojonctions les plus connus et les plus étudiées. Les paramètres les plus importants basés sur le modèle d'Anderson y sont donnés et permettent d'évaluer le rendement maximal. Pour déduire sa valeur, on considère une valeur de

$V_{co}=0.65V_a$, un rendement quantique de 100% dans le domaine d'absorption et un $FF=75\%$.

Hétérojonctions Mat₁/Mat₂	E_{g1} (eV)	E_{g2} (eV)	χ₁ (eV)	χ₂ (eV)	ΔE_c (eV)	V_d (V)	η_{max} (%)
n-ITO/p-InP	3.35	1.35	4.50	4.38	-0.12	1.43	24.0
n-ITO/p-CdTe	3.35	1.50	4.50	4.28	-0.22	1.48	21.3
n-ITO/p-Si	3.35	1.12	4.50	4.05	-0.45	0.87	17.6
n-ZnSe/p-Ge	2.67	0.66	4.09	4.13	+0.04	0.51	14.8
n-ZnSe/p-Si	2.67	1.12	4.09	4.05	-0.03	0.93	17.5
n-CdS/p-InP	2.42	1.35	4.50	4.38	-0.12	1.08	15.0
n-CdS/p-CdTe	2.42	1.50	4.50	4.28	-0.22	1.13	12.8
n-ZnO/p-CdTe	3.30	1.50	4.35	4.28	-0.07	1.33	18.9
n-ZnSe/p-GaAs	2.67	1.43	4.09	4.07	-0.02	1.26	17.5
n-CdS/p-CuInSe₂	2.42	1.04	4.50	4.00	-0.50	1.88	≈ 19.0
Al_xGa_{1-x}As/GaAs	2.1-2.4	1.43	4.00	4.07	0.07	1.35	26.0

Tableau : Tableau de différentes hétérojonctions

II.5.2 Champ de surface arrière à hétérojonction :

Les vitesses de recombinaison de surface arrière effective obtenue par l'homojonction a une valeur relativement élevée par rapport aux valeurs optimale, cela est du au fait que la barrière d'énergie obtenue est faible. Une autre technologie est utilisée pour diminuer S_{eff} , cette action est due à la différence des bandes

interdites de deux semi-conducteurs. Le choix de ce dernier nécessite une bonne combinaison des paramètres physiques et métallurgique pour le cas de l'Arséniure de Galium, le semi conducteur le plus convenable est le composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

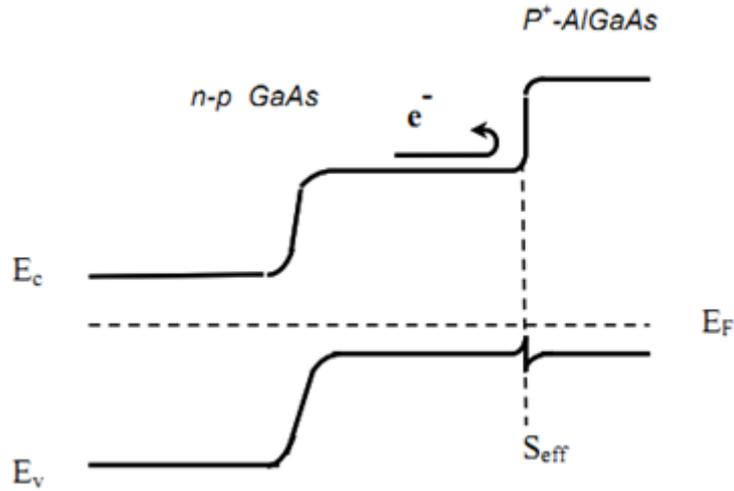


Figure (3.6) : Diagramme énergétique d'une cellule solaire avec BSF à hétérojonction

Le courant de recombinaison de l'interface est sous la forme:[49]

$$I_n = en_p^+ \frac{D_{n^+}}{L_{n^+}} \coth\left(\frac{W_{p^+}}{L_{n^+}}\right) \quad (\text{II} - 28)$$

W_{p^+} : est l'épaisseur de matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

La vitesse de recombinaison S_{eff} peut s'écrire :

$$S_{eff} = \left(\frac{D_{n^+}}{L_{n^+}}\right) \left(\frac{N_a^-}{N_a^+}\right) \left(\frac{n_i^+}{n_i^-}\right)^2 \coth\left(\frac{W_{p^+}}{L_{n^+}}\right) \quad (\text{II. 29})$$

La différence entre S_{eff} pour l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, et celle obtenue avec une homostructure est la présence du facteur $\left(\frac{n_i^+}{n_i^-}\right)^2$. Ce facteur réduit la valeur de S_{eff} dans les hétérostructures, à cause de la différence entre les énergies des gap des deux matériaux. La présence de barrière du potentiel ne repousse que les porteurs minoritaires. [50]

II.5.3 Absorption dans les matériaux de bande interdite variable :

➤ **Le coefficient d'absorption optique α** : Le coefficient d'absorption optique α d'un matériau semi-conducteur varie beaucoup avec l'énergie des photons incidents : il est proche de 0 si $h\nu < E_g$ et peut atteindre brutalement ou progressivement plus de 10^5cm^{-1} si $h\nu > E_g$. De ce fait, les photons de grande énergie seront toujours absorbés près de la surface éclairée, alors que ceux d'énergie plus faible, mais toujours supérieure à E_g , seront absorbés en volume, plus ou moins profondément suivant la variation de α avec $h\nu$. La figure 2 montre que, pour le silicium, la croissance de α avec $h\nu$ est douce, alors qu'elle est brutale pour l'arséniure de gallium. [51]

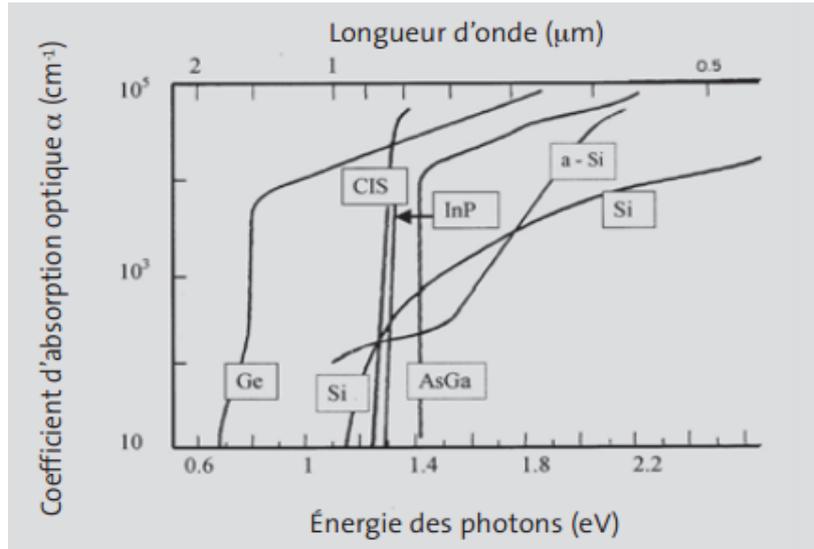


Figure II-5. Variation du coefficient d'absorption optique avec l'énergie des photons incidents. [51]

Nous ne supposons que les matériaux à utiliser que les couches absorbantes (de base) des cellules solaires de bande interdite direct, caractérisé par un coefficient d'absorption [52]

$$\alpha = 0 \quad hv < E_g$$

$$\alpha = A^* (hv - E_g)^{1/2} \quad E_g < hv \quad (\text{II.30})$$

Où, E_g par exemple est la seule bande-gap du matériau, $h\nu$ est l'énergie des photons du rayonnement incident et A^* est une constante qui dépend de la masse effective des électrons et des trous dans les bandes de conduction et de valence, respectivement.

Dans une étude récente, l'auteur Morales-Acevedo (2009) a montré que l'absorption dans un semiconducteur à bande directe où la bande interdite varie en fonction de la position (voir fig. 1), par exemple, entre E_{\max} et E_{\min} , le taux d'absorption d'un photon

peut être calculée de la même manière que pour les matériaux de bande interdite unique avec une coefficient d'absorption effectif α_{eff} de la forme:[52]

$$\begin{aligned} \alpha_{eff} &= 0 & 0 < h\nu < E_{g \min} \\ \alpha_{eff} &= \frac{2}{3} \alpha_{g \min} \left(\frac{h\nu - E_{g \min}}{E_{g \max} - E_{g \min}} \right) & E_{g \min} < h\nu < \frac{2}{3}(E_{g \max} - E_{g \min}) + E_{g \min} \quad (\text{II.31}) \\ \alpha_{eff} &= \alpha_{g \min} & \frac{2}{3}(E_{g \max} - E_{g \min}) + E_{g \min} < h\nu \end{aligned}$$

Où $\alpha_{g \min}$ est le coefficient d'absorption donnée par l'équation (II.30) pour $E_g = E_{g \min}$. Le maximum et le minimum de la bande gap $E_{g \max}$ et $E_{g \min}$ sont décrit dans la figure (II.6) pour un matériau de bande interdite varie linéairement entre ces deux valeurs.

Dans les travaux mentionnés ci-dessus précédente (Morales-Acevedo, 2009), il a également été montré que la réduction attendue du photocourant pour un matériau présentant une variation de bande interdite total donnée par $\Delta E_g = E_{g \max} - E_{g \min}$, est beaucoup moins que la réduction du photocourant d'un matériau correspondant à la bande gap moyenne par rapport au photocourant attendue pour un matériau de bande interdite minimum. En d'autres termes, le classement de la bande interdite ne cause pas beaucoup de variation de l'absorption d'un photon, mais il cause un champ interne quasi-électrique, qui peut aider à améliorer la collecte des porteurs photogénérés. En outre, la tension en circuit ouvert peut également être améliorée par le classement de la bande interdite comme on le verra dans les sections suivantes. [52]

Par conséquent, au lieu de chercher un matériau optimal de bande interdite unique, nous pouvons maintenant comparer un gap optimale classement profil de

sorte que l'efficacité attendue pourrait être encore plus que pour un matériau absorbant avec optimale de bande interdite unique. Toutefois, le classement des régions dans la structure d'une cellule solaire doit être placé dans la position appropriée pour parvenir à l'amélioration proposée, comme on le verra ci-dessous.

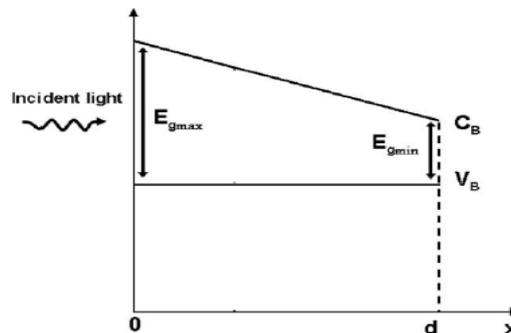


Figure (II.6) Diagramme de bande d'un matériau avec une variation linéaire de bande interdite en fonction de la position (épaisseur totale d). Par souci de simplicité, nous avons supposé que le changement de bande interdite est principalement dû à la variation de la bande de conduction (affinité)

II.5.4 Champ électrique intérieur associé à la bande interdite variable :[53]

La variation de bande interdite sera supposée être principalement attribuable à une variation de l'affinité électronique. En outre, la couche absorbante sera présumé être de type p se produit que dans les cellules solaires CIGS / CdS et CdTe / CdS. En d'autres termes, les porteurs minoritaires dans la couche active seront des électrons qui se déplaçant dans une bande de conduction variable. Notez, cependant, que la plupart des concepts développés ici peuvent être appliqués à des cas plus général où la variation de bande interdite est en partie due à la variation de la bande de conduction et en partie due à la variation de la bande de valence.

Dans la figure. 1, on peut constater qu'en raison de la variation de la largeur de bande interdite de conduction avec la position, les électrons se sentent une force semblable à la force de dérive due à un champ électrique. La densité de courant des électrons, en tenant compte de la variation de potentiel électrique, la variation de l'affinité électronique et la diffusion des porteurs seront

$$J_n = -q\mu_n n \frac{d\left(V + \frac{1}{q}\chi_e\right)}{dx} + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (II-32)$$

Où $n(x)$ est la concentration d'électrons dans n'importe quelle position x dans la bande de conduction, μ_n est la mobilité des électrons, D_n est le coefficient de diffusion des électrons, V est le potentiel électrique, χ_e est l'affinité électronique et q est l'ampleur de la charge électronique. $V + \frac{\chi_n}{q}$ est le potentiel électrochimique total dans le semiconducteur. Ensuite, les électrons sont dérivés par le biais de la totalité du champ quasi-électrique:

$$\xi_e = -\frac{d\left(V + \frac{1}{q}\chi_e\right)}{dx} = -\frac{dV}{dx} - \frac{1}{q} \frac{d\chi_e}{dx} = -\frac{dV}{dx} + \frac{1}{q} \frac{dE_c}{dx} \quad (II - 33)$$

Où $E_c(x)$ est l'énergie de la bande de conduction à la position x . Une expression similaire peut être écrite pour les trous dans la bande de valence, mais pour simplifier, nous ne parlerons ici que le cas des électrons dans la bande de conduction puisque nous supposons que les électrons sont des porteurs minoritaires dans le semiconducteur absorbant, comme expliqué précédemment.

Selon l'équation. (4), les électrons vont être entraînés par le champ électrique dû à la variation de potentiel et le champ supplémentaire quasi-électrique associé à l'affinité (bande de conduction) variation de la position. Ce champ, dans la direction appropriée, peut réduire à la fois la recombinaison de surface arrière (au niveau du contact ohmique) et la recombinaison en vrac, généralement caractérisée par la longueur de diffusion. Dans le cas d'un matériau classé bande interdite, il est plus approprié de définir une longueur de dérive-diffusion. Si la dérive des électrons et des composants courant de diffusion sont dans le même sens, la longueur de dérive-diffusion sera (Hovel et al, 1975.) [54]

$$L_n = \frac{I_n}{\sqrt{1 + \left(\frac{\xi_e I_n}{2V_T}\right)^2 - \frac{\xi_e I_n}{2V_T}}} \quad (\text{II} - 34)$$

L_n est la longueur de diffusion des électrons, V_T est le potentiel thermique (kT / q) et ξ_e est le domaine quasi-électrique dans la région respective.

A titre d'exemple, considérons 2 μm couches linéaire graduée, qui est une épaisseur typique de courant des cellules solaires à couche mince, avec une longueur de diffusion des électrons de l'ordre de 1 μm , et dans lequel le changement de l'écart total de la bande passante (bande de conduction) est $\Delta E_g = 0,5 \text{ eV}$. Dans ce cas, le domaine quasi-électrique sera d'environ $2,5 \times 10^3 \text{ V / cm}$ et la longueur de dérive-diffusion sera environ 10 fois à la longueur de diffusion, soit environ 10 μm . Bien entendu, cette plus grande longueur de dérive-diffusion va augmenter la probabilité de recouvrement électronique à l'hétérojonction, si le champ quasi-électrique est telle

que les transporteurs sont dérivés vers elle. Un autre effet dû à ce domaine quasi-électrique serait la réduction de la recombinaison des porteurs à la face arrière. Si la vitesse de recombinaison de surface, il était de 1×10^5 cm/s, et la mobilité des électrons n'était que de $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, le champ ci-dessus quasi-électrique ($2,5 \times 10^3 \text{ V/cm}$) devrait être suffisant pour compenser la recombinaison à l'arrière de surface. Grandes vitesses de recombinaison, il faudrait des champs plus grande surface de retour. En résumé, le domaine quasi-électrique associé à un matériau variant de bande interdite dans une structure de cellule solaire doit causer à la fois un encombrement réduit et la recombinaison de surface, si le champ est dans la direction appropriée. Dans le cas d'un matériau de type p, le champ nécessaire quasi-électrique doit être dirigée vers le contact arrière de façon que les électrons sont entraînées dans la direction opposée. En d'autres termes, dans ce cas, la bande interdite doit augmenter vers le contact arrière.

II.5.5 Effet de la variation de bande interdite sur le courant d'obscurité dans une cellule solaire: [53]

Le transport actuel dans les cellules solaires à hétérojonction dans des conditions sombres se produit à la suite de différents mécanismes. Idéalement, le mécanisme de transport dominant actuel est une injection de porteurs à la jonction et la diffusion due au gradient de porteuse, produite par recombinaison à la surface et de volume de matériel respectif de chaque côté de la jonction. Cependant, en temps réel des jonctions non-idéale autre mécanisme sont présents, tels que la recombinaison

occasionnés par les pièges à l'interface de jonction renforcée par effet tunnel, ou due à la recombinaison de Shockley-Read-Hall à des niveaux profonds dans la région de charge d'espace de la jonction. Dans le cas des cellules solaires à couche mince, on a observé que le dernier mécanisme est généralement le facteur dominant, limitant le voltage. Ainsi la tension de circuit ouvert, la discussion ci-dessous sera basée sur cette observation, mais le concept peut également être appliqué pour une hétérojonction des cellules solaires plus proche du cas idéal, où le mécanisme dominant actuel est dû à la diffusion dans la base de la cellule solaire.

Rappelons-nous que pour une jonction (hétéro), dominée par la recombinaison du niveau profond à la région de charge d'espace (au sein de la base), la densité de courant d'obscurité (pour $V > 2V_T$) peut être approchée par :

$$J_0 \cong J_0 \exp\left(\frac{V}{2V_T}\right) \quad (\text{II-35})$$

Où V est le potentiel extérieur. Dans ce cas, le courant de saturation est sombre.

$$J_0 \approx qn_i V_R \quad (\text{II-36})$$

n_i : la densité de porteurs intrinsèques et V_R est une vitesse de recombinaison effective qui dépend de la largeur de la région de charge d'espace et la durée de vie effective de recombinaison de transporteur (lié à la densité de pièges et les sections de capture pour les transporteurs) dans la région de charge d'espace de la de cellules solaires. La question importante ici est la dépendance des J_0 sur la concentration des porteurs intrinsèques n_i . Cette dépendance est principalement due au fait que les centres les

plus efficaces pour la recombinaison sont ceux plus près de centre de gap du semi-conducteur.

D'après l'équation. (II-36), la réduction de la densité de saturation du courant d'obscurité, quand un matériau d'écart variable est inséré dans la région de charge d'espace, peut être estimée. Pour ce faire, prenons une moyenne de la concentration des porteurs intrinsèques qui varient en fonction de cette région depuis le gap ne sera pas constante. Par conséquent, dans ce cas, il peut être démontré que la densité de saturation de courant d'obscurité attendue peut être estimée par

$$J_0 \cong J_{0 \min} \left(\frac{2V_T}{\Delta V_g} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{\Delta V_g}{2V_T} \right) \right] \quad (\text{II-37})$$

Avec $\Delta V_g = \Delta E_g/q$, le changement de bande de potentielle totale, et $J_{0 \min}$ étant la densité de saturation du courant d'obscurité d'un matériau avec la min Par exemple, la bande interdite minimum. A titre d'exemple, considérons à nouveau un matériau classé bande interdite dans laquelle $\Delta V_g = 0,5V$. Dans ce cas, à la température ambiante, la densité de la saturation du courant d'obscurité serait réduite d'un de grandeur ordre (facteur 10) approximativement.

Ensuite, si un matériau de bande interdite variable est produit à proximité de l'hétérojonction de telle manière que l'écart est passé de type $E_{g \text{ Max}}$ à $E_{g \text{ min}}$ dans la région de charge d'espace, de la tension en circuit ouvert pourrait augmenter d'environ 115mV, lorsque $\Delta E_{g \text{ total}} = E_{\text{max}} - E_{\text{min}} = 0,5 \text{ eV}$, en négligeant la perte de court-circuit en raison de la plus grande largeur de bande interdite moyenne dans une région très

mince. Afin d'avoir l'amélioration discutée ci-dessus, sans causer de pertes de photocourant, deux conditions sont requises. La première est que le champ quasi-électrique produit par la variation de bande interdite dans la région de charge d'espace doit être plus petit que le champ électrique causé par les accepteurs ionisés là, sinon il n'y aurait pas de collecte des transporteurs photogénérés à la jonction depuis ces deux domaines seraient dans des directions opposées pour un matériau avec la diminution de la bande interdite à partir de l'interface de jonction vers la région quasi-neutre. La largeur de zone de charge d'espace pour ce type de cellules pourrait être de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$. Par conséquent, il est conseillé d'avoir dans cette région ΔE_g au plus de 1 eV . Le champ quasi-électrique provoqué par cette variation de bande interdite serait d'environ $5 \times 10^4 \text{ V/cm}$ dirigé vers l'interface de jonction. Nous devons nous rappeler, d'autre part, que les champs électriques dus à des accepteurs ionisés dans la région de charge d'espace sont généralement autour de $2-5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ dans les semiconducteurs classiques à hétérojonctions. En outre, une deuxième condition est que la région de la variation de bande interdite ne doit pas s'étendre au-delà de la région de charge d'espace depuis ce domaine quasi-électrique s'opposerait à la motion des porteurs photogénérés par la majeure partie des semi-conducteurs vers la jonction de collecte.

II.5.6 Profils proposés pour l'amélioration des cellules solaires à bande interdite graduelle:

La structure de base pour une cellule solaire à couche mince est représentée dans la figur(II.6). La couche absorbante a le profil habituel de bande interdite décrit dans la

figure (II.7)(a). En d'autres termes, le gap est uniforme sur toute l'épaisseur de cette couche.

Deux structures de dispositifs possibles peuvent être proposées afin d'avoir amélioré les cellules solaires. Le profil d'une couche absorption de bande interdite sont indiquées sur la figure(II.7) (b) et (c). Dans la première, une région diminue de bande interdite dans la charge d'espace est inséré dans une telle manière que la tension en circuit ouvert peut être augmentée, comme expliqué ci-dessus. Puis, une seconde couche est classée avec une bande-écart croissant vers le contact, de sorte que la collection des électrons à la jonction est améliorée grâce à l'encombrement réduit et la recombinaison de surface, comme expliqué dans la section 2. Avis, que le classement de bande interdite sera causer une légère absorption de photons réduit, calculé par l'auteur dans un article précédent (Morales-Acevedo, 2009).

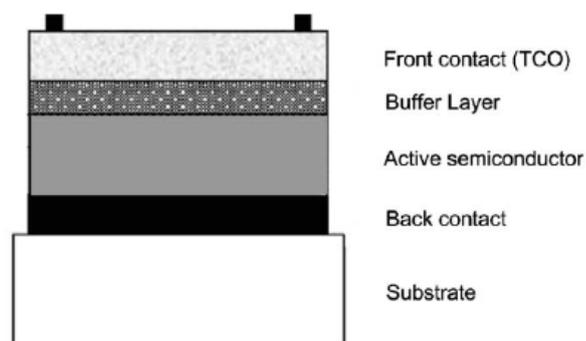


Fig. II.6. Schéma d'une structure typique film mince de cellules solaires. Épaisseur des couches peut varier selon la technologie utilisée pour le dépôt. La proposition est ici de modifier la couche active d'avoir non constante profil de bande interdite, au lieu de l'habituel semiconducteur unique bande interdite couramment utilisés.

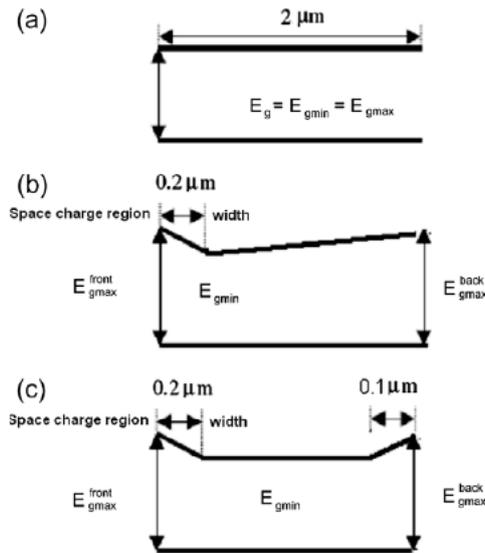


Figure (II.7) Différents profils de couche amortisseuse de bande interdite dans une cellule solaire à couche mince. (A) la bande-uniforme écart. (B) L'un des deux profils possibles non-uniforme qui permettra de meilleures performances que pour le cas représenté en (a) en raison du champ quasi-électrique dans le matériau en vrac. La bande-gap maximum au contact de retour devra être optimisée afin d'obtenir une densité maximale de courant de court circuit. (C) Une autre structure qui permettra une meilleure performance que dans le cas (a). La variation de bande interdite à l'interface de jonction va provoquer une augmentation de la tension en circuit ouvert, et la variation de bande interdite à l'interface de retour provoque un encombrement réduit et à l'arrière de recombinaison des porteurs minoritaires. Dans tous les cas, nous supposons que l'interface de jonction est sur le coté gauche et l'interface de contact est de retour sur le coté droit.

Par conséquent, le ΔE_g pour cette région devrait être optimisé pour un épaisseur de film absorbeur donnée et la longueur de diffusion afin qu'il y ait une augmentation

réelle du photocourant par rapport à celle obtenue avec le matériau non-classés. Ce type de profil d'absorption a déjà été étudié expérimentalement pour des cellules solaires CIGS (Dullweber et al. 2001) et certains des effets décrits ci-dessus ont été observés, mais le classement de bande interdite dans chaque région n'a pas été optimisé.

Un autre profil de bande interdite pour la couche absorbante dans une structure de cellule solaire est proposé dans la figure(II.7) (c). Dans cette structure, dans la région près de la jonction, l'exemple de bande interdite aura une réduction totale de ΔE_g dans la région de charge d'espace, ce qui provoque l'augmentation de la tension en circuit ouvert. Puis, une seconde couche aura une bande d'écart constante qui sera l'optimum d'intervalle pour les cellules solaires. Par exemple, 1,15 eV pour CIGS ou 1,5 eV pour les cellules solaires CdTe. Puis, à proximité du contact, une troisième région avec l'augmentation de largeur de bande interdite dans une petite distance provoque un champ électrique de surface quasi-retour qui permettra de réduire la recombinaison de surface au contact. Dans ce cas, l'avis que, même pour de petits degrés de l'ordre de 0,2 eV, la surface arrière vitesses de recombinaison aussi élevées que 1×10^6 cm/s peut être compensée par le champ de surface arrière quasi-électrique, si le classement ci-dessus se produit dans lm seulement et la mobilité des électrons était d'environ $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. travail numérique devra être fait afin d'optimiser à la fois des structures représentées sur la figure. 3 (b) et (c) et de déterminer lequel d'entre eux peuvent atteindre une efficacité maximale pour un matériau particulier. Cependant, en utilisant l'analyse ci-dessus, on peut s'attendre à ce que ces structures

ont une efficacité améliorée par rapport aux cellules solaires sans bande interdite graduelle. [53]

II.6. Conclusion :

Dans ce chapitre, on a présenté quelques concepts de base liés à l'application de la couche **BSF** sur les cellules solaires et les modèles utilisés pour étudier cette couche. Puis, on a décrit le principe de l'hétérojonction et son intérêt pour application aux cellules solaires et pour voir l'amélioration obtenue sur le rendement de conversion énergétique quand on utilise une couche **BSF** à hétérojonction.

Chapitre III: Simulation-résultats et discussion

III.1 Introduction :

Les efforts des chercheurs se dirigent vers l'amélioration des performances des cellules solaires, ils ont fait des études consistant à réduire les effets des défauts, qui affectent les paramètres des cellules. La vitesse de recombinaison en surfaces due aux défauts superficielle de fabrication est un paramètre caractéristique pour les cellules de l'Arséniure de Galium. L'amélioration de ce paramètre dans les cellules à GaAs a conduit vers l'ajoute d'une couche à l'arrière de la cellule qui crée un champ électrique BSF. On peut utiliser cette couche comme une solution rationnelle de ce problème. La barrière d'énergie formée par le BSF, joue un rôle très important dans la réduction de la vitesse de recombinaison en surface.

Dans ce chapitre, on présente les paramètres électriques des cellules solaires dotés d'un champ de surface arrière BSF (Back Surface Field) et explique l'influence de l'ajout de cette dernière sur les paramètres et la caractéristique $I(V)$ d'une cellule solaire à base d'Arséniure de Gallium (GaAs), ainsi que la théorie de modélisation de l'influence de ce champ par l'intermédiaire d'une vitesse de recombinaison effective S_{eff} , les résultats sont obtenue par un programme de simulation numérique FORTRAN.

Notre travail vise vers la comparaison et l'optimisation des performances de cellule solaire en GaAs en utilisant des équations analytiques et les paramètres des appareils déterminée empiriquement à partir des informations disponibles dans la littérature.

Les valeurs de ces paramètres sont en général liées à la concentration de dopage en impureté et le matériau. Cette étude devrait fournir des indications physiques dans la conception des cellules GaAs et une comparaison unifiée et complète de leurs performances.

III-2 Développement théorique : [37]

La structure cellulaire généralisée est montrée dans la figure. (III.1). Pour illustrer le développement théorique, nous considérons une cellule n / p ayant une concentration du dopage des atomes donneurs N_D dans la couche d'émetteur et une concentration du dopage des atomes accepteur N_A dans la couche de base. La recombinaison des paires électron-trou à la surface avant de l'émetteur ($x = 0$) et à la surface arrière de la base ($x = X_B$) sont décrites par la vitesse de recombinaison de surface avant et arrière (S_f et S_b) respectivement. [37]

III-2.1 La densité de courant de court circuit : [37]

La densité du flux des photons F (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) sous AM 1,5, condition soleil normal mondiale, peut être approchée par ces deux équations :

$$F(\lambda) = C(19.7\lambda - 4.7) \times 10^5 \quad \text{for} \quad 0.24 \leq \lambda \leq 0.47 \mu\text{m} \quad (\text{III.1})$$

$$F(\lambda) = C(-2.5\lambda + 5.7) \times 10^5 \quad \text{for} \quad 0.48 \leq \lambda \leq 1.08 \mu\text{m} \quad (\text{III.2})$$

où λ (μm) est la longueur d'onde du photon et C est la concentration de la lumière. ($C = 1$ pour une condition du soleil). La densité de photocourant total J_{ph} (A / cm^2) collecté à partir de la cellule solaire est donnée par :

$$J_{ph} = J_{p,ph}(X_1) + J_{n,ph}(X_2) + J_{scr,ph} \quad (III.3)$$

$J_{p,ph}(X_1)$, $J_{n,ph}(X_2)$, $J_{scr,ph}$, sont la densité du photocourant collectée par la couche d'émetteur de type n, la densité du photocourant collectée par la couche de base de type p et la densité du photocourant collectée dans la zone de charge d'espace qui sont données en fonction de la longueur d'onde λ , respectivement, et X_1 et X_2 sont les limites de la ZCE figure(III.1). Les trois densités de courant sont données par les expressions suivantes

$$J_{p,ph}(X_1) = -k_1 \alpha L_p \exp(-\alpha X_1) + \frac{K_1}{(S_f L_p / D_p) \sinh(X_n / L_p) + \cosh(X_1 / L_p)} x \left\{ (S_f L_p / D_p + L_p) - \exp(-\alpha X_1) [(S_f L_p / D_p) \cosh(X_1 / L_p) + \sinh(X_1 / L_p)] \right\} \quad (III.4)$$

$$J_{n,ph}(X_2) = k_2 \alpha L_n - \frac{K_2}{(S_b L_n / D_n) \sinh(W_b / L_n) + \cosh(W_b / L_n)} x \left\{ (S_b L_n / D_n) [\cosh(W_b / L_n) - \exp(-\alpha W_b)] + \sinh(W_b / L_n) + \alpha L_n \exp(-\alpha W_b) \right\} \quad (III.5)$$

$$J_{scr,ph} = qF(1-R) \exp(-\alpha X_1) [1 - \exp(-\alpha W)] \quad (III.6)$$

Où : $K_1 = qF(1-R)\alpha L_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)$

$$K_2 = [qF(1-R)\alpha L_n / (\alpha^2 L_n^2 - 1)] \exp(-\alpha X_p)$$

R est la fraction de photons réfléchis par la surface avant, α est le coefficient d'absorption

$W_b = X_b - X_2$, $W = X_2 - X_1$, D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des porteurs minoritaires des électrons et des trous, et $L_n = (D_n \tau_n)^{0.5}$ et $L_p = (D_p \tau_p)^{0.5}$ (τ_n et τ_p sont

la durée de vie des porteurs minoritaires les électrons et les trous), L_n , L_p sont les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires les électrons et les trous.

Les équations de densité de courant indiquées ci-dessus sont pour une longueur d'onde spécifique et elles sont valides dans une largeur de bande très étroite (= 100 Å) [10]. Ainsi, la densité de photocourant peut être calculée en additionnant les densités de photocourant généré dans tous les 100 Å de la bande passante de la longueur d'onde.

$$J_{ph} = \sum_{i=1}^n J_{ph}(\lambda_i), \lambda_i = 0.24 + 0.01(i - 1) \quad (\text{III.7})$$

Pour le GaAs, les longueurs d'ondes qui sont capables d'absorber sont 0,88µm et n=65.

Le coefficient d'absorption de GaAs peut approximer par [37]

$$\alpha(\lambda) = 0 \quad \text{pour } \lambda > 0.88 \mu\text{m} \quad (\text{III.8})$$

$$\alpha(\lambda) = 10^{-37.5 \lambda + 34} \text{ cm}^{-1} \quad \text{pour } 0.8 \ll \lambda \ll 0.88 \mu\text{m} \quad (\text{III.9})$$

$$\alpha(\lambda) = 10^{-3.3 \lambda + 6.64} \text{ cm}^{-1} \quad \text{pour } \lambda < 0.88 \mu\text{m} \quad (\text{III.10})$$

Blakemore fournit l'estimation approximative suivante pour D_n et D_p : [37]

$$D_n = 200 \text{ cm}^2 / \text{s} \quad (\text{III.11})$$

$$D_p = V_T / (2.5 \times 10^{-3} + 4 \times 10^{-21} N_d) \text{ cm}^2 / \text{s} \quad (\text{III.12})$$

La détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires dans GaAs est également une question difficile [24]. En général la durée de vie est régie par Read-Hall Shockley (SRH) et les processus de recombinaison Auger, la formule empirique suivante donne l'expression des durées de vie τ_n et τ_p en fonction des concentrations N_D et N_A :

$$\tau_n \approx 0.1 \mu\text{s} \quad \text{pour } N_A \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\tau_n \approx \frac{0.1}{[(N_A - 10^{16})/10^{16}]^{0.5}} \mu\text{s} \quad \text{ailleurs} \quad (\text{III.13})$$

$$\tau_p \approx 0.1 \mu\text{s} \quad \text{pour } N_D \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\tau_p \approx \frac{0.1}{[(N_D - 10^{16})/10^{16}]^{0.5}} \mu\text{s} \quad \text{ailleurs} \quad (\text{III.14})$$

Pour la surface avant et arrière de la cellule GaAs/GaAs on prend :

$$S_f = 10^4 \text{ cm/s} \quad \text{et} \quad S_b = 10^4 \text{ cm/s} \quad (\text{III.15})$$

III-2.2 La tension en circuit ouvert : [37]

En général, la densité de courant à l'obscurité J_d dans une cellule est donnée par :

$$J_d = J_{p,d}(X_1) + J_{n,d}(X_2) + J_{scr,d} \quad (\text{III.16})$$

Tel que :

$$J_{p,d}(X_1) = \left(\frac{qD_p}{L_p} \right) \Delta p(X_1) \frac{S_f L_p D_p + \tanh(X_1/L_p)}{1 + (S_f L_p / D_p) \tanh(X_1/L_p)} \quad (\text{III.17})$$

$$J_{n,d}(X_1) = \left(\frac{qD_n}{L_n}\right) \Delta n(X_p) \frac{S_b L_n D_n + \tanh(W_b/L_n)}{1 + (S_b L_n/D_n) \tanh(X_b/L_n)} \quad (\text{III.18})$$

Et, pour tout les niveaux d'injection :

$$\Delta p(X_n) = -0.5N_D + 0.5N_D \left(1 + \frac{4n_{ie}^2 \exp(V_j/V_T)}{N_D^2}\right)^{0.5} \quad (\text{III.19})$$

$$\Delta n(X_p) = -0.5N_A + 0.5N_A \left(1 + \frac{4n_{ie}^2 \exp(V_j/V_T)}{N_A^2}\right)^{0.5} \quad (\text{III.20})$$

$$V_j = V - Area J R_s \quad (\text{III.21})$$

Où n_i est la concentration intrinsèque et n_{ie} est la concentration intrinsèque effective tel que $n_{ie} = n_i \exp(\Delta E_G/kT)$ où ΔE_G est la bande interdite étroite apparente due à l'effet de dopage lourd, V_j est la chute de tension à travers la couche de charge d'espace, V est la tension aux bornes de la cellule, J est la densité de courant s'écoule à travers la cellule, et R est la résistance série. $J_{scr,d}$ est la densité de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace qui peut être modélisé à partir de recombinaison électron-trou dans le plus grande partie de la ZCE décrit par Read-Hall-Shockley (SRH)

$$J_{scr,d} = q(\pi/2)^{0.5} V_T n_i \sigma v_n N_{tB} [qN_A(2V_{bi} - V_j)/\epsilon]^{0.5} \exp(V_j/2V_T) \quad (\text{III.22})$$

Où σ est le coefficient de capture, v est la vitesse thermique des porteurs libres, N_{tB} est la densité de piègeage dans la majeure partie de la région, V_{bi} est le potentiel intégré dans la jonction, et ϵ est la permittivité diélectrique. Notez que $J_{scr,d}$ est

modélisée en supposant qu'il n'y a qu'un seul type de pièges situés dans le milieu de la bande d'énergie interdite.

La tension en circuit ouvert V_{co} peut être calculé à partir (III.16) - (III.22) en utilisant la condition $J=J_{sc}-J_d=0$ et en laissant $V = V_{co}$.

III-2.3 Le courant de recombinaison dans la jonction p-p⁺ [37]

Les pertes à la surface de la cellule solaire, sont modélisées par une recombinaison en surface ayant une vitesse, qui caractérise la qualité des surfaces.

La perte des porteurs minoritaires à la surface arrière est quantifiée par le courant de recombinaison qui donné par :

$$J_n(W_b) = -qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=W_b} \equiv q S_{eff} n(W_n) \quad (III.23)$$

S_{eff} : est la vitesse de recombinaison effective

$$S_{eff} = (N_A D_{n_p^+} / N_A^+ L_{n_p^+}) \coth(W_p^+ / L_{n_p^+}) \quad (III.24)$$

$D_{n_p^+}$: coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la région fortement dopée.

W_p^+ : Epaisseur de la région fortement dopée.

$L_{n_p^+}$: Longueur de diffusion dans la région fortement dopée.

Le premier terme de l'équation est du essentiellement à l'action du fort dopage de la région p⁺.

III-2.4 Le facteur forme et le rendement de conversion : [37]

La puissance débitée par une cellule solaire P (W / cm^2) est :

$$P = JV = (J_{sc} - J_d)V \quad (III.25)$$

La puissance débitée maximale P_m peut être calculée en utilisant la dérivé $dP/dV = 0$:

$$P_m = J_m V_m \approx J_{sc} [V_{co} - V_T - V_T \ln(1 + V_m / V_T)] \quad (III.26)$$

Où J_m et V_m sont la densité de courant maximale et la tension maximale, et V_m peut être calculer numériquement par l'équation suivante :

$$V_m = V_{co} - V_T \ln(1 + V_m / V_T) \quad (III.27)$$

Le facteur de forme FF et le rendement de conversion η d'une cellule sont défini par :

$$FF = J_m V_m / J_{sc} V_{co} \quad (III.28)$$

$$\eta = P_m / P_{in} \quad (III.29)$$

Où $P_{in} = 90.6 \text{ mW/cm}^2$ est la puissance incidente à AM1.5.

✓ Présentation de la structure :

La structure adaptée est composée essentiellement d'une cellule n/p à base de GaAs sur laquelle est déposée une couche fenêtre GaAs de type p^+ . Entre le substrat et la cellule on a inséré une couche BSF (Back Surface Field) dopée p^+ , qui a pour rôle, la création d'un champ électrique retardeur en face arrière, qui permet d'abaisser la valeur effective de la vitesse de recombinaison et par conséquent

d'améliorer les caractéristiques électriques de la cellule. Un schéma de la structure est illustré dans la figure (III-1). Le tableau (III-1) regroupe les paramètres physiques utilisés dans la simulation. Pour les paramètres fixes tels que ceux de l'émetteur, la couche intrinsèque, la base et la couche BSF, le choix de ces valeurs a été pris sur le modèle de quelques structures de laboratoires [55,56].

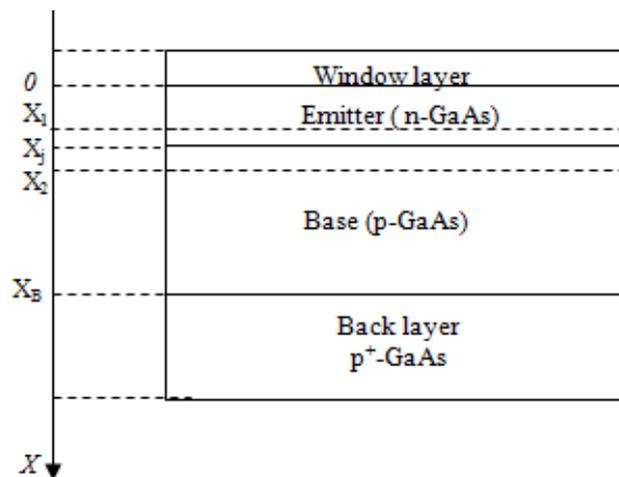


Figure (III-1) Diagramme de la structure de cellule GaAs avec une couche BSF

Notons que la structure a été étudiée sous spectre solaire AM1.5, avec $P=100\text{mW}/\text{cm}^2$, et à température ambiante $T=300^\circ\text{K}$. Les mesures des paramètres photovoltaïques ont été effectuées dans le cas d'une résistance série nulle et une résistance shunt infiniment grande.

III-3 Résultats et discussions :

Premièrement, on fait une étude sur une cellule solaire simple en GaAs avec les paramètres représentées dans le tableau suivant :

N_d (cm^{-3})	N_a (cm^{-3})	d_e (μm)	d_e (μm)	I_{ph} (mA/cm^2)	V_{co} (v)	P_M (mW/cm^2)	FF	η (%)
10^{17}	10^{16}	0.2	5	29.95	0.92	26.79	0.97	24.92

Tableau (III-1) : les parametres physiques utilisés ans la simulation

Sur les figures suivantes, est représenté la caracteristique $I(v)$ et la puissance $P(v)$ en fonction de la tension et les densités de pohotcourant de chaque région : n, p, ZCE et la somme de ces courants :

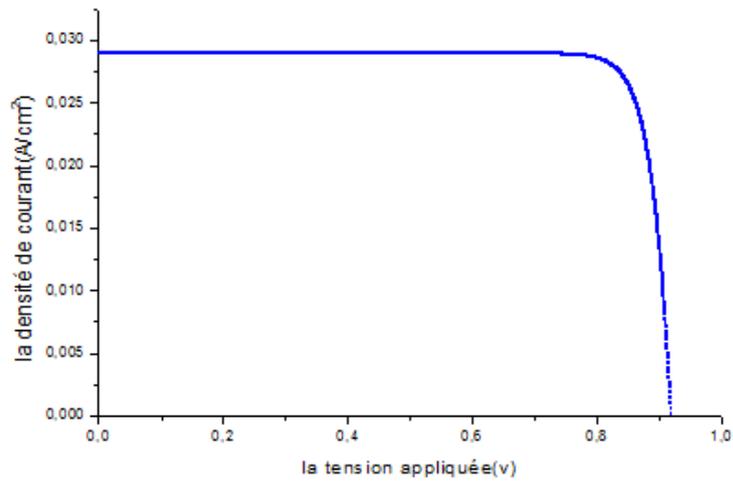


Figure (III-2) La caracteristique I-V

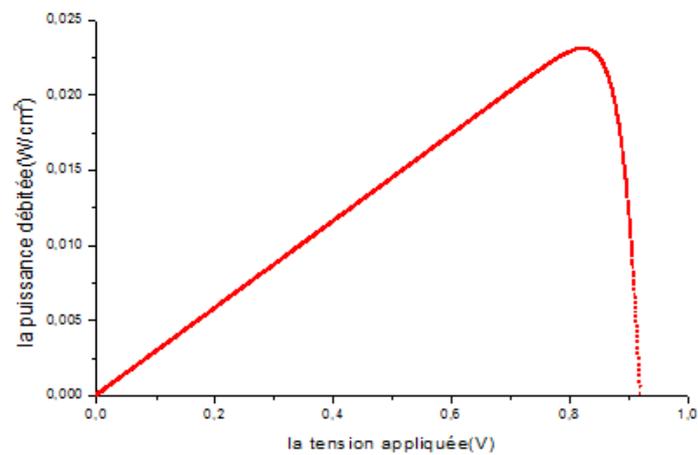


Figure (III-3) La puissance débitée en fonction de la tension (W/cm^2)

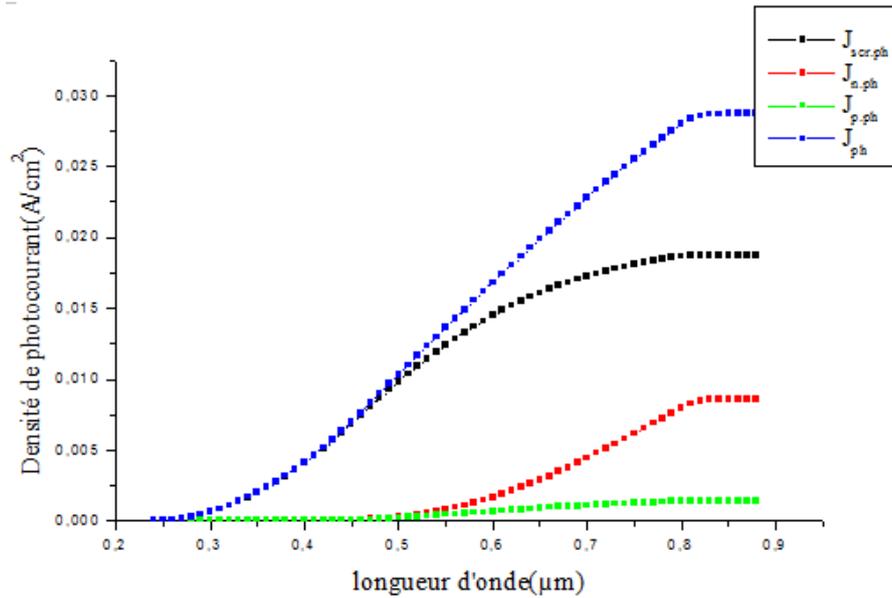


Figure (III.4) Les densités de photocourant de chaque région :n,p,ZCE et la somme de ces courants.

III-3.1 Etude d'une cellule solaire enGaAs :

III-3.1.1 L'influence de concentration des accepteurs N_A sur la caractéristique $I(v)$:

En comparant et en optimisant les performances de la cellule GaAs, nous employons la procédure suivante:

- Calculer les performances de la cellule comme une fonction de la composition de base en utilisant un dispositif émetteur fortement dopée et mince

$$(N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ et } X_j = d_c = 0,2 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } X_B - X_j = d_b = 5 \text{ } \mu\text{m})$$

N_d (cm ⁻³)	N_a (cm ⁻³)	I_{ph} (mA/cm ²)	V_{co} (v)	P_M (mW/cm ²)	FF	η (%)
10^{17}	10^{16}	28.97	0.92	23.1	0.91	24.09
10^{17}	5×10^{16}	28.96	0.92	23.1	0.88	24.08
10^{17}	10^{17}	28.95	0.92	23.1	0.87	24.07
10^{17}	5×10^{17}	28.92	0.92	23.1	0.86	24.04

Tableau (III.2) l'influence de dopage Na sur les performance d'une cellule solaire

III-3.1.2 L'influence de concentration des donneurs N_b sur la caractéristique $I(v)$:

- Calculer la performance de la cellule comme une fonction de la composition dispositif émetteur en utilisant une base faiblement dopée et d'épaisseur épais ($N_A=10^{16}$ cm⁻³ et $X_B-X_j = d_b = 5 \mu\text{m}$ et $X_j=d_c=0.2 \mu\text{m}$)

N_d (cm ⁻³)	N_a (cm ⁻³)	I_{ph} (mA/cm ²)	V_{co} (v)	P_M (mW/cm ²)	FF	η (%)
5×10^{18}	10^{16}	28.53	1.09	28.5	0.91	29.69
10^{18}	10^{16}	28.74	1.02	25.8	0.88	26.83
5×10^{17}	10^{16}	28.81	0.98	24.8	0.87	25.82
10^{17}	10^{16}	28.97	0.92	23.1	0.86	24.09

Tableau (III.3) Influence de dopage N_d sur les performance d'une cellule solaire

- **Interprétation :** L'augmentation du dopage de l'émetteur de la cellule solaire conduit vers la réduction du rendement de collecte, cette action est due à la distribution de la zone de charge d'espace entre l'émetteur et la base. Dans le cas du

forte dopage de l'émetteur, la ZCE est formé essentiellement dans la base et les radiations qui doit être absorbées dans la coté n de la ZCE est perdue.

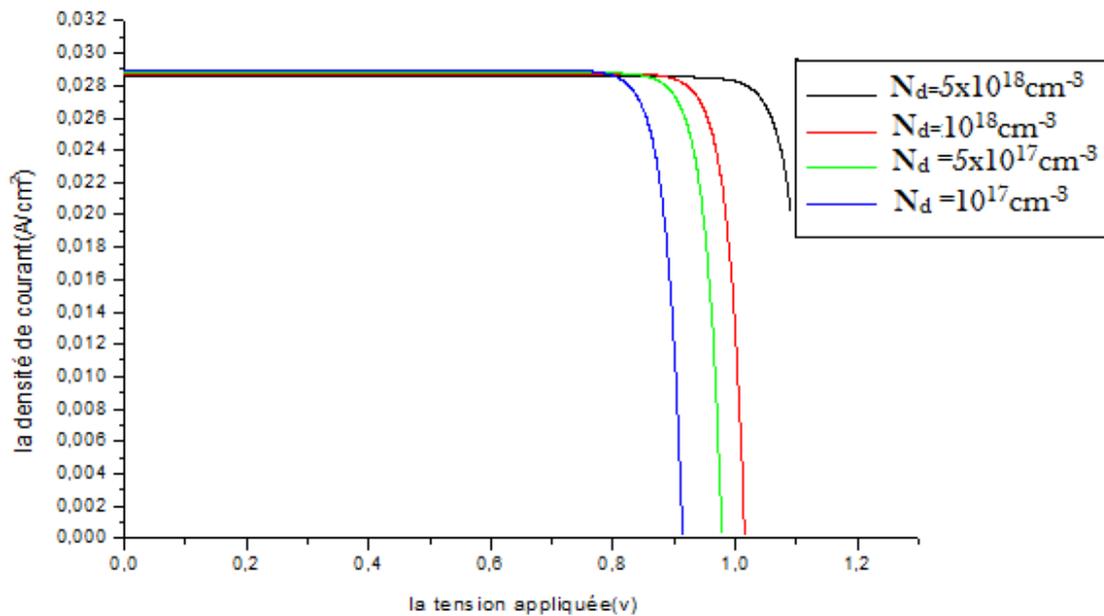


Figure (III-5): L'influence de concentration des donneurs N_D sur la caractéristique $I(v)$

La concentration de dopage N_D supérieure à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ peut conduire à un rétrécissement considérable de la bande d'énergie interdite dans l'émetteur et d'augmenter le courant l'obscurité dans la cellule. D'autre part, une concentration N_A inférieure à 10^{16} cm^{-3} dans la base peut donner une grande résistance séries et dégrader la performance de la cellule. En outre, en raison de la durée de vie minoritaire est inversement proportionnelle à la concentration de dopage, il est

raisonnable d'utiliser un émetteur mince et une épaisse base comme un essai initiale pour l'optimisation.

III-3.1.3 L'influence de l'épaisseur de la couche n (emetteur) X_j sur la caractéristique $I(v)$

Pour étudier l'influence de l'épaisseur de l'émetteur, nous avons fixé l'épaisseur de base ($d_b=200\mu\text{m}$) et on fait varier l'épaisseur de l'émetteur :

$$N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

d_e (μm)	d_b (μm)	I_{ph} (mA/cm^2)	V_{co} (v)	P_M (mW/cm^2)	FF	η (%)
0.2	200	31.02	0.92	24.72	0.86	25.85
0.4	200	30.84	0.92	24.58	0.86	25.69
0.6	200	30.63	0.92	24.40	0.86	25.51
0.8	200	30.40	0.92	24.25	0.86	25.31

Tableau (III-4) l'influence de l'épaisseur de la couche n (emetteur) X_j sur les performances d'une cellule solaire

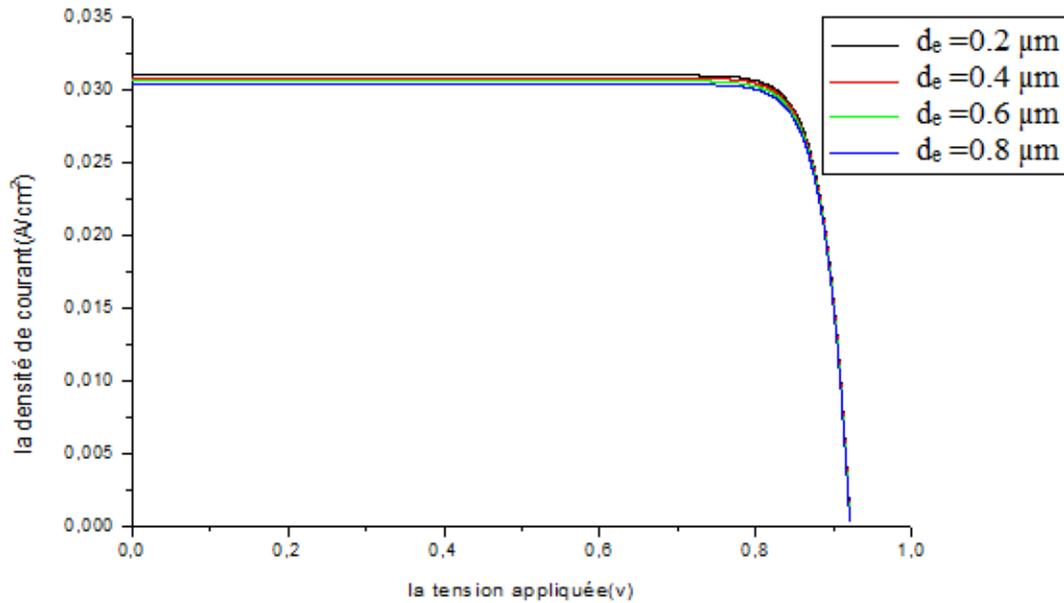


Figure III-6 L'influence de l'épaisseur de l'émetteur sur La caractéristique I-V

- **Interprétation :**

L'épaisseur de l'émetteur qui influe largement sur la photogénération, la courbe montre bien que l'augmentation de cette épaisseur réduit le rendement de collecte, cela est dû au fait que la photogénération dans les cellules à GaAs est essentiellement située dans la base de la cellule «the bulk » l'action d'augmenter l'épaisseur de l'émetteur réduit par conséquent la quantité de la lumière pénétrant à la base. Ce qui réduit la photogénération et en plus les porteurs minoritaire de l'émetteur et de type p (trou), ces porteurs ont des longueurs de diffusion très courtes dans l'Arséniure de Galium, elle est de l'ordre de $0.5\mu\text{m}$, avec cette longueur les porteurs seront recombinaisonnés avant qu'ils soient collectés et séparés par le champ électrique.

III-3.1.4 L'influence de l'épaisseur de la couche p (base) X_B-X_j sur la caractéristique

$I(v)$:

De même, pour étudier l'influence de l'épaisseur de base, nous avons fixé l'épaisseur de l'émetteur ($d_e=0.5\mu\text{m}$) et on fait varier l'épaisseur de l'émetteur :

$$N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$d_e (\mu\text{m})$	$d_b(\mu\text{m})$	$I_{ph} (\text{mA}/\text{cm}^2)$	$V_{co} (v)$	$P_M (\text{mW}/\text{cm}^2)$	FF	$\eta (\%)$
0.5	50	30.38	0.92	24.3	0.91	25.29
0.5	100	30.64	0.92	24.5	0.88	25.52
0.5	150	30.72	0.92	24.52	0.87	25.59
0.5	200	30.74	0.92	24.6	0.86	25.60

Tableau (III-5) l'influence de l'épaisseur de la couche p (base) $X_B -X_j$ sur les performances d'une cellule solaire

- **Interprétation :**

En ce qui concerne la variation de l'épaisseur de la base, on remarque bien que la diminution de cette épaisseur réduit le rendement de collection au niveau de la base. Car les rayonnements solaires qui doivent être absorbés dans les profondeurs de la base, ne trouvaient pas de matière où ils seront absorbés. Dans l'autre coté pour les épaisseurs assez élevées de la base, on remarque bien une augmentation du rendement de collecte pour les rayonnements à faible énergie, parce que ces

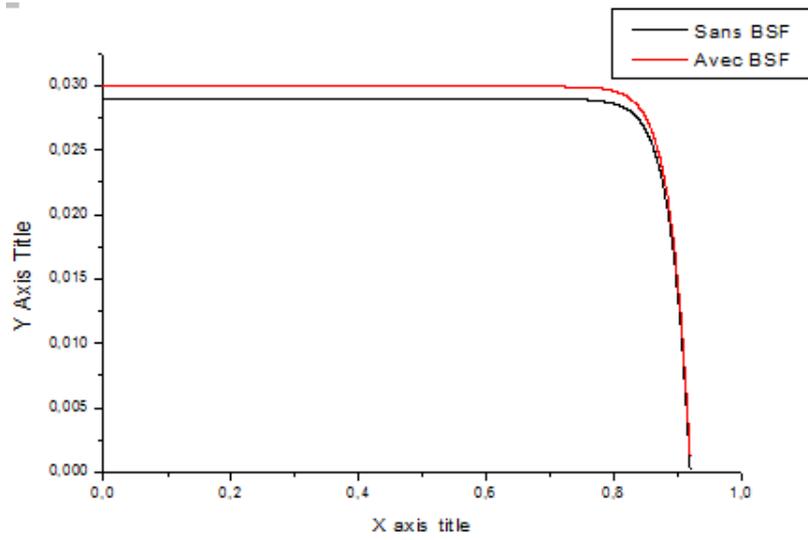
rayonnements sont absorbés dans les profondeurs du semiconducteur. mais on remarque bien que les rayonnements a énergie moyenne ne sont pas bien collectés avec cette épaisseur à cause du faible courant de diffusion qui est très faible dans ce cas, la meilleur épaisseur est entre l'intervalle de 3 et 5 μm .

III-3.2 Etude comparative entre la cellule solaire en GaAs sans BSF et avec BSF:

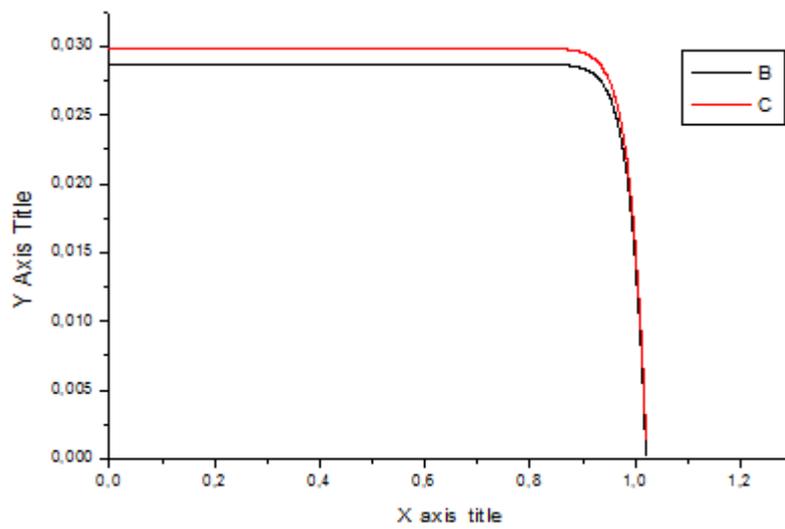
$$d_e = 0.2 \mu\text{m} \text{ et } d_b = 5 \mu\text{m}$$

N_d (cm^{-3})	N_a (cm^{-3})	I_{ph} (mA/cm^2)	V_{co} (v)	P_M (mW/cm^2)	FF	η (%)	Type de cellule	N° de figure
10^{17}	10^{16}	28.97	0.917	23.12	0.87	24.09	Sans BSF	IV1
		29.95	0.92	26.79	0.97	24.92	Avec BSF	
10^{18}	10^{17}	28.74	1.02	25.80	0.88	26.83	Sans BSF	IV2
		29.88	1.02	26.83	0.97	27.92	Avec BSF	
5×10^{18}	5×10^{17}	28.53	1.09	28.58	0.919	29.69	Sans BSF	IV3
		29.40	1.09	29.52	0.92	30.92	Avec BSF	

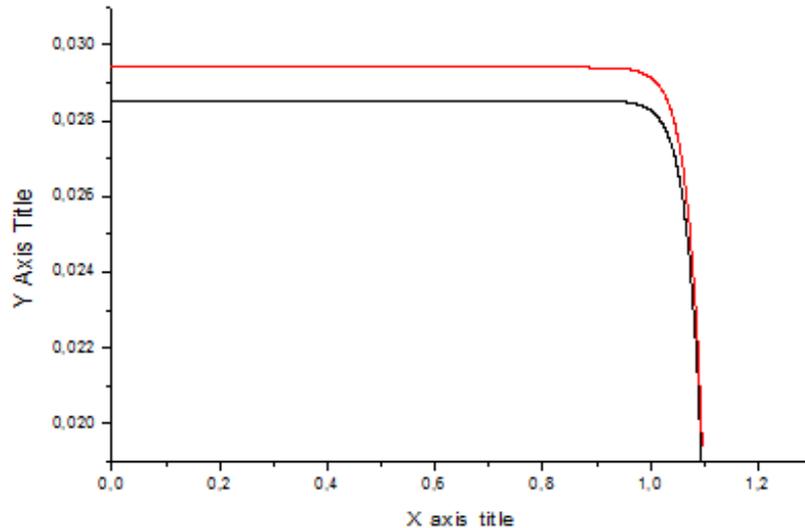
Tableau(III-6) Etude comparative entre la cellule solaire en GaAs sans BSF et avec BSF:



IV 1 : $N_A=10^{16}$ $N_D=10^{17}$



IV 2 : $N_A=10^{17}$ $N_D=10^{18}$



IV 3 : $N_A=5 \times 10^{17}$ $N_D=5 \times 10^{18}$

✓ **Interpretation :**

Dans les trois cas, on observe que dans une cellule avec BSF la caractéristique est mieux que sans BSF. Donc l'ajoute d'une couche BSF a un rôle très important dans l'amélioration du rendement, tel que nous avons montré que nous pouvons diminuer le courant de recombinaison par l'utilisation de cette couche créant un champ électrique à l'arrière de la cellule. Ce champ influence sur la séparation des porteurs, qui est nécessaire pour le fonctionnement de la cellule.

III-3.3 Etude de la théorie BSF à hétérojonction en AlGaAs :

Depuis longtemps, l'attention des chercheurs a été dirigée vers le développement des cellules solaires en AlGaAs à bande interdite graduelle et d'augmenter leur rendement de conversion. La théorie de modélisation de l'influence de ce champ par l'intermédiaire d'une vitesse de recombinaison effective S_{eff}

$$S_{eff} = \left(\frac{D_{n^+}}{L_{n^+}}\right) \left(\frac{N_a^-}{N_a^+}\right) \left(\frac{n_i^+}{n_i^-}\right)^2 \coth\left(\frac{W_{p^+}}{L_{n^+}}\right) \quad (\text{III.30})$$

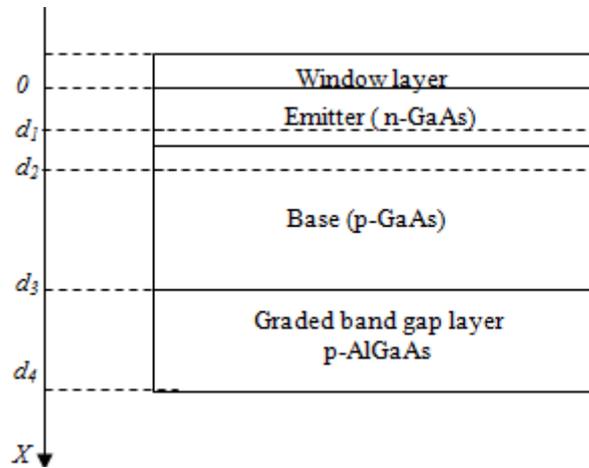


Figure (III-7) Diagramme de la structure de cellule GaAs avec une couche BSF à bande interdite variable

Dans cette partie, le rendement de collection du spectre est calculé en résolvant des équations de continuité. La configuration traitée est montrée dans la figure (III- 7).

III.3.3.1 Le courant des trous dans la région n :[57]

L'équation de continuité pour l'excès des trous dans la région n :

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g_1(\lambda, x) = 0 \quad (\text{III-31})$$

$$g_1(\lambda, x) = I_0 \alpha(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (\text{III-32})$$

Où I_0 est le flux incident des photons

Et Δp est la concentration des trous excès.

Généralement, la solution de l'équation de continuité est :

$$\Delta p = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + \frac{Q_0}{D_p} \exp(-\alpha(\lambda)x)$$

Avec

$$Q_0 = -\frac{\alpha(\lambda)I_0}{\alpha(\lambda)^2 - L_p^2} \quad (\text{III-33})$$

Et la densité de photocourant $J_{ph, p}$ est donné par :

$$J_{scp} = eD_n \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=d_1} \quad (\text{III-34})$$

III.3.3.2 Le courant des électrons dans la région p :

✓ La couche p-GaAs

L'équation de continuité est déterminée par :

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_1}{dx^2} - \frac{\Delta n_1}{\tau_n} + g_2(\lambda, x) = 0 \quad (\text{III - 35})$$

Généralement, la solution de cette équation est :

$$\Delta n_1 = C_1 \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) + \frac{Q_1}{D_n} \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (\text{III-36})$$

Elle représente la concentration des électrons en excès :

$$Q_1 = -\frac{\alpha(\lambda)I_2}{\alpha(\lambda)^2 - L_n^2}$$

Ou $I_2 = I_0 \exp(-\alpha d_2)$

✓ **La couche p-AlGaAs à bande interdite graduelle**

Dans ce cas, l'équation de continuité qui représente les électrons en excès dans la bande interdite graduelle est déterminée par :

$$D_n \frac{d^2 n_2}{dx^2} + \mu_n E \frac{dn_2}{dx} - \frac{\Delta n_2}{\tau_n} + g_3(x, \lambda) = 0 \quad (\text{III-37})$$

$$E = \frac{Eg_{d_4} - Eg_{d_3}}{d_4 - d_3}$$

Et la solution de cette équation représente la concentration des électrons en excès donnée par :

$$\Delta n_2 = C_3 \exp(X_1 x) + C_4 \exp(X_2 x) + \frac{1}{X_1 - X_2} (Q_3(x) \exp(X_1 x) + Q_4(x) \exp(X_2 x)) \quad (\text{III - 38})$$

$$X_1, X_2 = -\frac{q}{2kT} E \pm \left[\left(\frac{q}{2kT} E \right)^2 + \frac{1}{L_n^2} \right]^{1/2}$$

$$Q_3(x) = -\frac{1}{D_n} \int_0^x \exp(-X_1 x) g_3(x, \lambda) dx$$

$$Q_4(x) = \frac{1}{D_n} \int_0^x \exp(-X_2 x) g_3(x, \lambda) dx$$

La densité de courant court circuit dans la jonction NP est déterminée par le gradient :

$$J_{scn} = eD_n \left. \frac{d\Delta n_1}{dx} \right|_{x=d_2}$$

Le photocourant total est donné par :

$$J_{ph} = J_{scn} + J_{scp} + J_{dr}$$

J_{dr} : Le courant de génération dans ZCE:

Le courant total est :

$$J = J_{ph} - J_d$$

Où J_d est le courant d'obscurité.

- **Résultats et discussion :**

Le photocourant de la cellule solaire n-GaAs/p-GaAs/p⁺-Al_xGa_{1-x}As est examiné comme une fonction d'épaisseur de base p-GaAs et la valeur de champ électrique dans la bande interdite graduelle

	p/n (GaAs) sans BSF	p/n/n+ (GaAs) Avec une couche BSF	p-GaAs/ n-GaAs/ AlGaAs avec une couche graduelle
<i>V_{co} (Volts)</i>	0.8768	0.8774	0.92
<i>I_{cc} (mA/cm²)</i>	28.51	29.150	31.00
<i>Facteur de Forme (FF)</i>	86.93	86.94 0	87.41
<i>Rendement η</i>	22.49	23.03	25.80

- **Interprétation :**

L'ajout du champ de la surface arrière de la cellule solaire influe d'une manière remarquable, sur les caractéristiques et les performances électriques de la cellule solaire. Il y'a une amélioration des valeurs de courant de court circuit et de la tension de circuit ouvert ainsi que le rendement de conversion avec des grandeurs acceptables.

La technologie adoptée est l'hétérostructure, la barrière d'énergie élevé par rapport à celui de l'homojonction lui rend une solution optimale pour la formation du champ BSF, Le matériau qui combine bien avec l'Arséniure de Gallium est l'AlGaAs de point de vue contacte métallurgique. Les résultats obtenue pour ce type de cellules solaires est remarquable les cellules atteindre leur potentiel de conversion photovoltaïque avec une possibilité d'utilisé cette technique pour la passivation de la surface avant de la cellule solaire afin de d'amélioré le collecte pour les porteurs de charge photogénérées par les radiations solaire de courtes longueurs d'ondes, car le

composé ternaire AlGaAs a la possibilité d'être transparent au rayonnements solaire à travers l'augmentation de fraction molaire X de l'Aluminium.

III-4 Conclusion :

Dans notre simulation numérique nous avons étudié l'influence des différents paramètres physiques [N_b et N_a (le dopage) d_e et d_b (épaisseur de la couche active)], sur la caractéristique courant tension I-V de la cellule solaire GaAs dont les paramètres sont regroupés dans les tableaux précédents. Puis, on a fait une comparaison premièrement entre les propriétés des cellules solaires avec et sans couches BSF, deusièmement entre les trois cas : sans BSF, avec BSF et le BSF à bande interdite graduelle et on a vu bien que quand on ajoute une couche BSF à l'arrière d'une cellule solaire le rendement de conversion augmente

Conclusion générale

De nos jours les cellules solaires à couches minces sont de plus en plus utilisées essentiellement à raison de leur faible coût. Durant ces dernières décennies, les performances de ces cellules ont été nettement améliorées. Dans le présent travail, on a simulé une cellule solaire de type GaAs à l'aide d'un programme FORTRAN afin d'analyser certains paramètres. En particulier, les propriétés de la couche BSF (épaisseur, dopage, ...) jouent un rôle primordial dans les performances de la cellule, et afin de les optimiser, on a étudié leur influence sur les grandeurs photovoltaïques de la cellule solaire. Dans le but de mettre en évidence l'importance de la déposition d'une couche arrière(BSF) du type $Ga_{1-x}Al_xAs$ sur les cellules solaires au GaAs, une comparaison entre trois cellules, l'une sans couche BSF, l'autre avec une couche BSF en high-low et la troisième avec une couche BSF mais à bande interdite graduelle, a été faite.

La déposition d'une couche BSF montre une amélioration importante sur le rendement de conversion d'une cellule solaire.

Le rendement énergétique enregistré est passé de 22.49% dans une cellule au GaAs à 23.03% pour une cellule avec BSF n GaAs/p GaAs/p⁺ GaAs et il est passé à 25.80% pour une cellule avec BSF n GaAs/p GaAs/p⁺ $Ga_{1-x}Al_xAs$. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux publiés.

REFERENCES

REFERENCES :

- [1] : Propriétés optoélectroniques d'hétérostructures de Ga(In)AsN présentée par :
TURCOTTE Stéphane. Juillet 2008
- [2]: J.E. Parrott, Choice of an e quivalent black body solar temperature , Sol. Energy
51, 195 (1993).
- [3]: J.L. Balenzategui "Detailed Modelling of photon recycling application to GaAs
Solar Cells " Solar Energy Materials and Solar Cells 90(2006) 1068-1088
- [4] : Emmanuel Van Kerschaver et Al "Back-Contact Solar Cells" Prog: Photvolt: Res
Appl 2006 14:107-123
- [5] : livre : Labouret Anne «Energie Solaire Photovoltaïque »
- [6] : Site de Web/ www.inti.be/ecotopie/ Sol volt
- [7] : L'électricité photovoltaïque-Source : Site Internet "Architecture et énergies
renouvelables" réalisé par l'Agence Méditerranéenne de l'Environnement
(AME) et l'Ordre des Architectes du Languedoc-Roussillon Rédaction : Yves
Jautard et Thierry Boudol (Solarte) - 25/05/2000
- [8] : M.F.Shraif« Optimisation et mesure de chaîne de conversion d'énergie
photovoltaïque en énergie électrique ». Thèse de doctorat de l'université Paul
Sabatier de Toulouse 2002
- [9] : John Weily ; semiconductors device- New-York-867p.1981

- [10] : CHAPIN D.M., FULLER C.S., PEARSON G.L.A new silicon pn junction photocell for converting solar radiation into electrical power. J. Appl. Phys., 1954, Vol. 25, pp. 676-677.
- [11] : Oleksiy Nichiporuk- Thèse en physique/INSA de Lyon/2005
- [12] : Jianhua Zhao, Aihua Wang, P.Altermat, R .Wenlam and A. Gre en ; 24% efficient perl silicon solar cell ; récent improvement in high efficiency silicom cell research. solar En.
- [13] : Sze S.M.Semiconductor Devices. New York : John Wiley, 1981, 867 p
- [14] : J-F Lelievre. Thèse de doctorat Lyon 2007.
- [15] : Thèse : Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charges minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière-matière. 2009
Par Yassine Sayad.
- [16] : Thèse : Etude du silicium poreux destine aux cellules solaires par OUDDAH MOURAD 2009
- [17] : MARTINUZZI S., PALAIS O., PASQUINELLI M. and FERRAZZA F.N-type multicrystalline silicon wafers and rear junction solar cells.The European Physical Journal
- [18] : Optimisation d'un systeme d'energie photovoltaique application au pompage- Boukhers Djamil 2007
- [19]: GREEN M.A.Silicon Solar Cells : Advanced Principles and Practice. Sydney, Australia :Centre for photovoltaic devices and systems, UNSW, 1995, 366 p.
- [20] : RICAUD A.Photopiles solaires. Lausanne, Suisse : Presse polytechniques et

universitaires romandes, 1997, 332 p.

- [21]: SZLUFCHIK J. et al. Low-cost industrial technologies of crystalline silicon solar cells. Proc. of the IEEE, vol. 85, No. 5, 1997, pp. 711-729.
- [22] : SHOCKLEY W. and QUEISSER H.J. Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells. Journal of Applied Physics, 1961, vol. 32, n°3, pp. 510-519.
- [23]: SWANSON M. Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells. Proc. of the 20th European Solar Energy Conference, June 2005, Barcelona, Spain, pp. 584-589.
- [24]: GREEN M.A. Third generation photovoltaics: solar cells for 2020 and beyond. Physica E, 2002, vol. 14, pp. 65-70.
- [25] : NOZIK A. Third Generation Solar Photon Conversion: High Efficiency through Multiple Exciton Generation in Quantum Dots [en ligne]. Energy & Nanotech. Workshop II Prospects for Solar Energy in the 21st Century, Oct. 2004, Rice University, Houston, USA. Disponible sur: http://cnst.rice.edu/conference_energy.cfm (consulté le 01/02/07).
- [26] : Caractérisation et analyse des cellules solaires à base de silicium multicristallin par Zohra-Benmohamed-2009
- [27]: LÖLGEN Peter. Surface and volume recombination in silicon solar cells. Thèse. Utrecht, Pays-Bas: Universiteit Utrecht, Faculteit Natuur en Sterrenkunde, 1995, 152 p

- [28] : Etude des propriétés électriques d'une photopile à base d'une structure Schottky. Par Brahim LAKEHAL-2009
- [29] : HONSBURG C. and BOWDEN S. Photovoltaics: Devices, Systems and Applications [CDROM]. Sydney, Australia : University of New South Wales, 1998.
- [30] : M.J.Stocks, A.J.Carr, A.W.Backer; Texturing of poly crystalline silicon solar En; Mat.& sol. Cell. 1996
- [31] : These Vers une ingénierie de bandes des cellules solaires à hétérojonctions a-Si :H/c-Si. Role prépondérant de l'hydrogène. Par Jérôme- Damon Lacoste.2007
- [32] : P.Fath, C.Borst et al ; Progress in a novel High -throughput mechanical texturization technology for highly efficient multicrystalline silicon solar cells Solar ;.En.Mat. & Sol.cell 1997
- [33]: [http://www.pv.unsw.edu.au/documents/Annual% 20 Report% 202003/Research.pdf](http://www.pv.unsw.edu.au/documents/Annual%20Report%202003/Research.pdf)
- [34] : M.Bashahu and A.Habyarimana ; Review and test of methods for determination of the solar series resistance Renewable Energy ; 1995.
- [35] : [http://www. Production d'énergie électrique : Energie solaire photovoltaïque.pdf](http://www.Production d'énergie électrique : Energie solaire photovoltaïque.pdf)
- [36] : E. Van Kerschaver et al , 'Back contact Solar cells', Prog : Photovolt, Res. Appl. Vol. 14, p. 107, 2006
- [37] : J.J. Liou et al., Comparison and optimization of the performance of Si and GaAs Solar cells', Solar energy materials and solar cells, Vol. 28, pp. 9- 28, 1992.
- [38] : M P Godlewski " Low-high junction theory applied to solar cells " solar cells 29(1990)131-150
- [39] : J. Del Alamo "High-Low Junction For Solar Cells Application" Solid-State

- Electronics Vol. 24. pp 533-518. 1981
- [40] : Jerry G. Fossum “Physical Operation Of Back Surface Field Silicon Solar Cells” IEEE Transaction On Electron Devices Vol Ed-24, N° 4, 1977
- [41]: M.J. Kerr “Generalized analysis of the illumination intensity vs open-circuit voltage of solar cells” Solar Energy 76 (2004)263 –267
- [42] A. Zerga “Effets de l’ajout d’une couche de SiO₂ à l’interface arrière métal/semiconducteur sur les performances d’une cellule solaire conventionnelle à base de silicium de type n+p”, 0-7803-7117-8/01/\$10.00 (C) 2001 IEEE
- [43] : P. D. DeMoulin “Back Surface Field Design For n+p GaAs Solar Cells “solar cells, 20 (1987) 229-236
- [45] : Bellali_Ver_10-04[1].pdf
- [46] : [réponse spectrale]
- [47] : Z.T. Kuznicki, ‘Some Aspects of the Multi-Interface Structure for BSF Solar Cells’, Solar Energy Materials and Solar Cells, Vol. 31, pp. 383 – 399, 1993.
- [48] : Modélisation, caractérisation et réalisation de nouvelles structures photovoltaïques sur substrat de silicium mince. Par Yannick Veschetti 2005
- [49] : P.D. De Moulin, ‘Back Surface Field Design For n+p GaAs Solar Cells’, Solar Cells, Vol. 20, p. 229, 1987.
- [50] Amélioration du rendement de collecte et la tension V_{co} d’une cellule solaire avec couche BSF . par A. Helmaoui , A. Belghachi et B. Bellali. 2007
- [51]- Un « dossier photovoltaïque » dans Reflets de la physique. Rédacteur en chef invité: Bernard Equer - Dossier de la Société Française de Physique- Décembre 2007 page 7

- [52] Morales-Acevedo, A., 2009. Effective absorption coefficient for graded band-gap semiconductors and the expected photo-current density in solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 93, 41-44.
- [53] Morales-Acevedo, 2009. Variable band-gap semiconductors as the basis of new solar cells Arturo Centro de Investigacio ´ n y de Estudios Avanzados del IPN, Electrical Engineering Department, Avenida IPN No. 2508, 07360 Me ´ xico, DF, Mexico
- [54] : Hovel, H.J., 1975. In: Willardson, R.K., Beer, A.C. (Eds.). In: *Semiconductors and Semimetals*, vol. 11. Academic, New York.
- [55]: A. W. Bett, F. Dimroth, G. Stollwerck, and O. V. Sulima, "III-V compounds for solar cell applications", *Appl.Phys.Materials.Science & Processing.*, A69 (1999), pp.119-129.
- [56]: S. P. Tobin, S. M. Vernon, C. Bajgar, S. J. Wojtczuk, M. R. Melloch, A. Keshavarzi, T. B. Stellwag, S. Venkatensan, M. S. Lundstrom and K. A. Emery, " Assessment of MOCVD- and MBE-Grown GaAs for High-Efficiency solar cell applications ", *IEEE.Trans.Electron.Dev.*, Vol.37, N°2 (1990), pp.469-476.
- [57] :Effect of band gap gradient layer on the back region of GaAs solar cell H. Benslimane^(*), and A. Helmaoui

Résumé

Pour augmenter le rendement des cellules solaires, il faut réduire les pertes optiques et électriques. Pour cela, on propose une étude comparative entre deux approches qui sont basées sur la création d'un champ, soit par l'ajout d'une couche fortement dopée, ou par une couche à bande interdite graduelle. Les résultats de simulation ont montrés qu'il y a une certaine nette amélioration du rendement des cellules solaires étudiées

Mots clés

Celule solaire , couche BSF, Semi-Conducteur , bande interdite graduelle

Summary

To increase the efficiency of solar cells, reduce the optical and electrical losses. For this, we propose a comparative study between the two approaches that are based on the creation of a field, or by the addition of a highly doped layer, or a layer gradually band gap. Simulation results have shown that there is a certain improvement in the performance of solar cells studied

Keywords

solar cell which, BSF layer, Semi Driver, gradual band gap

ملخص

لزيادة كفاءة الخلايا الشمسية و الحد من الخسائر البصرية و الكهربائية فإننا نقترح دراسة مقارنة بين النهجين الذين يستندان إلى إنشاء حقل كهربائي الذي يكون إما بإضافة طبقة مثارة جدا أو طبقة ذات فجوة الحزمة تدريجيا و قد أظهرت نتائج المحاكاة أن هناك بعض التحسن في فاعلية الخلايا الشمسية المدروسة

البحث كلمات

الخلايا الشمسية- طبقة الحقل الخلفي- نصف ناقل ذات فجوة الحزمة تدريجيا.