



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem

Faculté des Sciences Exactes et Informatique

Département de Physique

Domaine : Sciences de la Matière

Filière : Physique

Spécialité : Modélisation et Caractérisation des Matériaux

Projet de Fin d'Etudes

Pour l'obtention du Master en Physique

Présenté par :

MESSAOUDI Chahrazed

Sujet :

« Méthode de détermination des paramètres d'une cellule solaire
par Excel : Perspectives pour une cellule solaire bifaciale en
silicium. »

Soutenu le 04/06/2015

Devant le jury composé de :

M. Miloud. BOUATTOU	M.A.A. Université de Mostaganem	Président
M. Tayeb BELAROUSSI	M.C.B. Université de Mostaganem	Examineur
M. Mohammed.BEGHDAD	M.C.A. Université de Mostaganem	Encadreur

Année universitaire : 2014-2015

Remerciement

- *Tout d'abord, je tiens à remercier Allah le tout puissant de m'avoir donné la force, le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.*
- *Je tiens remercier Monsieur Mohammed BAGHDAD, Maître de Conférences classe A, mon encadreur, de m'avoir encadré et orienté afin de réaliser ce travail,*
- *Je tiens également à remercier chaleureusement Monsieur Miloud BOUATTOU, Maître Assistant de classe A à l'université de Mostaganem pour l'honneur qu'il fait en présidant le jury de mon mémoire.*
- *J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Tayeb BELAROUSSI, Maître de Conférences classe B pour l'honneur qu'il fait d'être examinateur de ce mémoire.*
- *Que toutes les personnes qui ont contribué à ma formation soient remerciées pour tous les efforts qu'ils ont fournis.*
- *Enfin, je suis particulièrement reconnaissante à mes parents, ma sœur, mes frères, mon fiancé et toute ma famille qui n'ont ménagé aucun effort pour me soutenir.*

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

*A mes très chers parents pour leurs dévouements, leurs
amours, leurs sacrifices et leurs encouragements.*

*A mes frères et ma sœur et mon neveu Khalil ainsi
qu'à mon fiancé et à tous ceux qui me sont chers.*

*Aux étudiants de la promotion 2^{ème} année Master
physique 2014/2015 et à tous mes amis sans exception.*

Table des matières

Introduction générale	8
-----------------------------	---

Chapitre I :

L'enseillement

I.1.Le soleil	11
I.2.Le spectre solaire	11
a. Rayonnement direct	11
b. Rayonnement diffus	11
c. Albédo.....	12
d. Rayonnement global.....	12
I.3.La masse d'air.....	12
I.4.Zone utile du spectre solaire	14

Chapitre II :

Physique des cellules solaires

II.1. Les semi-conducteurs	17
II.2. Types de semi-conducteurs :	18
II.2.1. Semi-conducteurs intrinsèques	18
II.2.2. Semi-conducteurs extrinsèques	19
II.2.2.1. Semi-conducteur de type N	19
II.2.2.2. Semi-conducteur de type p	20
II.3.Génération et recombinaison des paires électron-trou	21
II.3.1 Génération	23
II.3.2 Recombinaison	25
a. Recombinaison bande à bande.....	25
b. Recombinaisons RSH (Read-Schokley-Hall).....	26
c. Recombinaisons Auger	26
d. Recombinaisons en surface	26

II.4. Equations de base régissant le transport des porteurs	27
II.5.1. Jonction PN à l'équilibre thermodynamique	29
II.5.2. Jonction polarisée par une tension continue	32
1) Polarisation directe	32
2) Polarisation inverse	32
II.6.La cellule solaire	34
II.7.1. Principe de fonctionnement d'une cellule solaire	34
II.8. Le photo-courant J_{ph}	35
II.8.1. Contributions au photo-courant J_{ph}	35
II.8.2.Réponse spectrale de la cellule solaire	36
II.8.3.Détermination du photo-courant	36
II. 9.Caractéristique courant-tension, $J(V)$ d'une cellule photovoltaïque	37
II. 10.Paramètres essentiels caractérisant une cellule solaire	40
II. 10.1.Courant de court-circuit	40
II. 10.2. Point de la puissance maximale	40
II. 10.3.Tension de circuit ouvert	40
II.10.4.Facteur de forme	41
II.10.5.Rendement de conversion d'énergie	41
II.11.Limitations du rendement	41
II.12.Influence de la résistance série	43
II.12.Influence de la résistance shunt	43
II.13.Association de cellules	44

Chapitre III :

La cellule solaire bifaciale avec BSF.

III.1.Historique des cellules solaires bifaciales	47
III.2.Structure et principe de fonctionnement de la cellule bifaciale BSF ...	48
III.2.1.Structure de la cellule solaire bifaciale BSF	48
III.2.1.Principe de fonctionnement la cellule bifaciale BSF	49
III.3.Caractéristiques de la cellule solaire bifaciale BSF	50
Le courant de court-circuit I_{cc}	50
La tension de circuit ouvert V_{co}	50
Le facteur de forme FF	51
Le rendement de conversion de l'énergie η	51
La puissance délivrée par la cellule bifaciale	52
III.4. Modélisation de la cellule solaire bifaciale BSF éclairée par sa face avant	53
III.4.1. Le Photo-courant généré par une cellule solaire bifaciale BSF	53
❖ Le photo-courant dans la région quasi-neutre N^+	54
❖ Le photo-courant dans la zone de charge d'espace (N^+/P).....	55
❖ Le photo-courant généré dans la région quasi-neutre P	56
❖ Le photo-courant dans la zone de charge d'espace (P/P^+)	58
❖ Le photo-courant dans la région fortement dopée P^+	58
III.5.Modélisation électrique de la cellule solaire bifaciale BSF éclairée par sa face arrière.....	59
III.5.1.Le rendement quantique interne (I.Q.E)	59
III.5.2.Le courant de court-circuit I_{cc}	59
III.6.Procédés standards de réalisation d'une cellule photovoltaïque bifaciale avec un BSF	60

Chapitre IV :

Résultats de la modélisation de la cellule solaire simple.

IV.1. Paramètres de simulation de la cellule	64
IV.2.Spectre solaire	65
IV.3.Constante solaire	66
IV.5.Coefficient d'absorption	67
IV.6.Densité de Courant idéale	68
IV.7.Courbes de réponses spectrales	70
IV.8.L'influence de x_j (épaisseur de l'émetteur)	71
IV.9.Perspectives pour la cellule bifaciale à BSF	72
IV.9.1.Exemples de simulation numérique d'une cellule simple avec BSF	73
IV.9.2. Exemple de simulation pour la cellule solaire bifaciale avec BSF	74
Conclusion générale	75
Bibliographie	78

Introduction générale :

L'énergie a été depuis l'antiquité le moteur de l'activité humaine, elle joue un rôle très important dans la vie quotidienne et dans le développement des pays.

Selon les besoins, plusieurs formes d'énergie sont apparues au fur et à mesure du développement de la civilisation humaine. Généralement, ces formes proviennent des sources d'énergie fossile, telles que le charbon, le pétrole, le gaz naturel ou l'uranium.

L'épuisement et la pollution provoquée par ces sources ainsi que la crise énergétique des années soixante-dix, amènent les pays qui ont de grands besoins d'énergie à se tourner vers des sources d'énergies renouvelables telles que le soleil, le vent, l'eau, la biomasse ou la géothermie.

Parmi ces sources d'énergie, on trouve le soleil, qui est contrairement aux autres sources d'énergies renouvelables, abondante et propre, d'autre part, elle fournit annuellement à la terre une énergie supérieure à celle de la consommation totale mondiale (en moyenne 1000 W/m^2).

L'électricité est l'une des formes non polluantes et silencieuses de conversion de l'énergie solaire, elle se produit au moyen d'un dispositif de conversion appelée « Cellule solaire » basé sur un effet dit « Effet photovoltaïque ».

L'énergie solaire photovoltaïque désigne l'électricité produite par transformation d'une partie du rayonnement solaire à l'aide d'une cellule photovoltaïque qui se repose sur la technologie des semi-conducteurs. La première réaction photovoltaïque a été observée par le physicien Antoine César Becquerel en 1839. En 1889, Charles Fritts mit au point les premières photopiles au silicium, mais ce n'est qu'en 1954, avec la réalisation des premières cellules photovoltaïques en silicium, que l'on entrevoit la possibilité de fournir de grandes quantités d'énergie, très rapidement utilisées pour l'alimentation des véhicules spatiaux. Leurs développements font de rapide progrès motivés par la conquête de l'espace. La crise pétrolière du début des années 70, a relancé l'idée du photovoltaïque à destination des particuliers. Aujourd'hui le photovoltaïque est une technologie prouvée et utilisée couramment dans l'industrie et les collectivités. Il se repose essentiellement sur les besoins des régions isolées en alimentation électrique fiable et peu coûteuse [1].

Les cellules solaires font actuellement l'objet de multiples recherches dans le but de réaliser le meilleur rapport entre le rendement énergétique et le prix de revient.

La modélisation d'une cellule solaire est l'outil performant qui nous permettra de lier les caractéristiques de cette cellule avec les propriétés du matériau et la technologie de fabrication afin d'améliorer les performances de la cellule.

L'étude de ce présent mémoire est d'effectuer une modélisation d'une cellule solaire simple au silicium monocristallin où ses deux faces peuvent recevoir le rayonnement solaire en vue d'optimiser par simulation les caractéristiques physiques et géométriques des différentes couches de la cellule et que l'on appelle dans le jargon

photovoltaïque : cellule solaire bifaciale qui sera décrite plus en détail dans les chapitres qui suivent. Cette cellule est basée sur l'homo-jonction entre le même semi-conducteur mais de deux types différents (Type P et N). Cette étude se présente de la façon suivante :

Le premier chapitre, constitue un rappel général sur le gisement solaire, et une explication sur l'absorption du rayonnement solaire par un semi-conducteur.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons des notions fondamentales sur les semi-conducteurs, la jonction et sur la cellule solaire ainsi son principe de fonctionnement.

L'objectif du troisième chapitre sera l'étude théorique et la modélisation d'une structure de la cellule bifaciale BSF.

Dans le dernier chapitre nous allons présenter les résultats obtenus, par le tableur Excel de Microsoft pour la cellule solaire simple conventionnelle ainsi que pour la cellule solaire bifaciale BSF.

Chapitre I :
L'enseillement

I.1.Le soleil :

Le soleil est une sphère de plasma (matière complètement ionisée) qui est le siège de réactions thermonucléaires et exothermiques transformant des noyaux hydrogène (proton) en noyaux d'hélium (neutron) avec une émission d'énergie qui donne naissance à un rayonnement électromagnétique répartie sur un très large spectre de longueur d'onde comprises entre 10^{-10} et 10^4 m [2].

La terre reçoit une fraction minuscule de cette énergie (environ $1,5 \times 10^{18}$ KWh/an soit à peu près 6 millions d'ExaJoules*) car l'atmosphère absorbe et reflète une partie de ce rayonnement, incluant la plupart des rayons X et rayons UV (Ultra-violet). Pourtant, la quantité d'énergie solaire qui atteint la surface de la terre en une heure est plus importante que la quantité totale d'énergie consommée par la population mondiale d'où son estimation globale annuelle est évaluée à environ 500 EJ [2].

*1EJ=1ExaJoule= 10^{18} J.

I.2.Le spectre solaire :

Environ 30 % du rayonnement solaire est directement réfléchi vers l'espace ; le reste subit, en traversant l'atmosphère, une atténuation et une modification de spectre suite à des phénomènes complexes d'absorption par les gaz, de diffusion par les molécules et d'absorption et de diffusion par les poussières et les aérosols. Ainsi, la couche d'ozone absorbe la majeure partie du rayonnement ultraviolet tandis que la vapeur d'eau absorbe une partie du rayonnement infrarouge. Le rayonnement global se décompose en rayonnements direct et diffus. En ramenant toutes les couches de l'atmosphère dans des conditions standard d'épaisseur verticale moyenne de 7,8 km prise pour référence unité et composée de couches planes et stratifiées, composées par les divers gaz comme l'azote (couche de 6150 m), l'oxygène (1650 m), l'argon (74 m), le gaz carbonique (24 m). L'eau est représentée par une couche d'épaisseur variable de quelques dizaines de mètres pour la vapeur et de quelques centimètres pour le liquide.

En traversant l'atmosphère, le rayonnement du soleil est absorbé et diffusé au sol, on distingue plusieurs composantes [2] :

- a. **Rayonnement direct:** il est reçu directement du soleil, sans diffusion par l'atmosphère, ses rayons sont parallèles entre eux, il forme donc les ombres des objets au sol et peut être aussi concentré par des miroirs
- b. **Rayonnement diffus:** il est constitué par la lumière diffusée par l'atmosphère (air, nébulosité, aérosols, nuages). La diffusion est le phénomène qui repartit un faisceau parallèle en une multitude de faisceaux partant dans toutes les directions dans le ciel.

c. **Albédo**: est la partie réfléchiée par le sol. Il dépend de l'environnement du site. La neige, par exemple, renvoie énormément de rayons lumineux alors qu'un asphalte n'en envoie pratiquement aucun. Il faudra en tenir compte pour évaluer le rayonnement sur un plan incliné.

d. **Rayonnement global**: est tout simplement la somme de ces diverses contributions comme le montre la figure suivante :

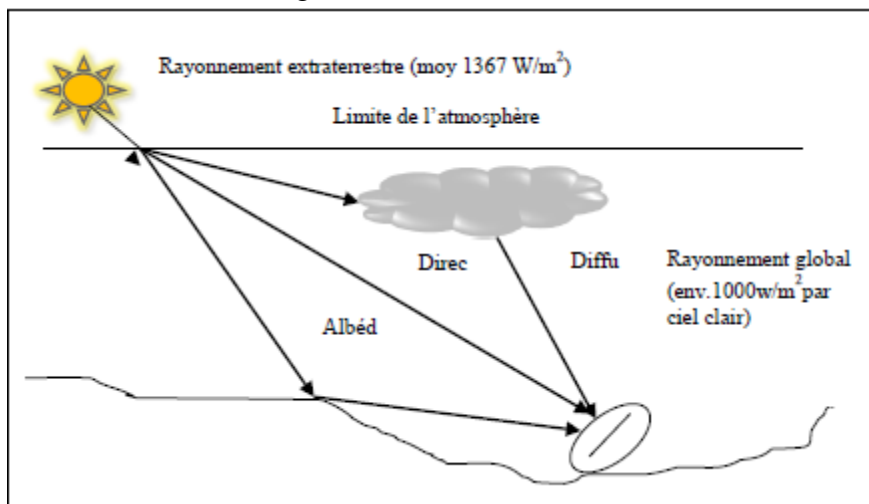


Figure I-1: Composantes du rayonnement solaire au sol [2].

En règle générale, les cellules solaires sont produites pour être exposées à la lumière du soleil. L'optimisation de l'efficacité de la conversion photovoltaïque se base donc sur le spectre solaire.

Les photons, grains de lumière qui composent ce rayonnement, sont porteurs d'une énergie qui est reliée à leur fréquence (longueur d'onde) par la relation :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (I-1)$$

h : la constante de Planck ($h = 6,62 \times 10^{-34}$ J.s),

ν : la fréquence du la longueur d'onde associé au photon,

c : la célérité de la lumière ($c = 3 \times 10^8$ m/s),

λ : la longueur d'onde correspondante à ν (m).

I.3. La masse d'air (Air Mass en anglais) :

La part d'énergie reçue par la terre dépend de l'épaisseur à traverser (atmosphère), et est caractérisée par le nombre de masse d'air noté AM. C'est la distance parcourue par le rayon lumineux depuis son entrée dans l'atmosphère jusqu'au sol, elle quantifie la quantité de puissance absorbée par l'atmosphère en fonction de l'angle Θ du soleil par rapport au zénith

On prend pour référence unité d'épaisseur verticale de l'atmosphère moyenne (épaisseur réduite à 7,8 km comme indiqué plus haut). [3]

$$OM = \frac{OA}{\sin h} \quad (I-2)$$

À une pression P différente de 1013 mbars et à une altitude z (en km), on désigne par « mass atmosphérique » ou « nombre d'air mass » le nombre m obtenu en posant OA=1 :

$$m = \frac{P}{1013} \frac{1}{\sin h} \exp\left(-\frac{z}{7,8}\right) \quad (I-3)$$

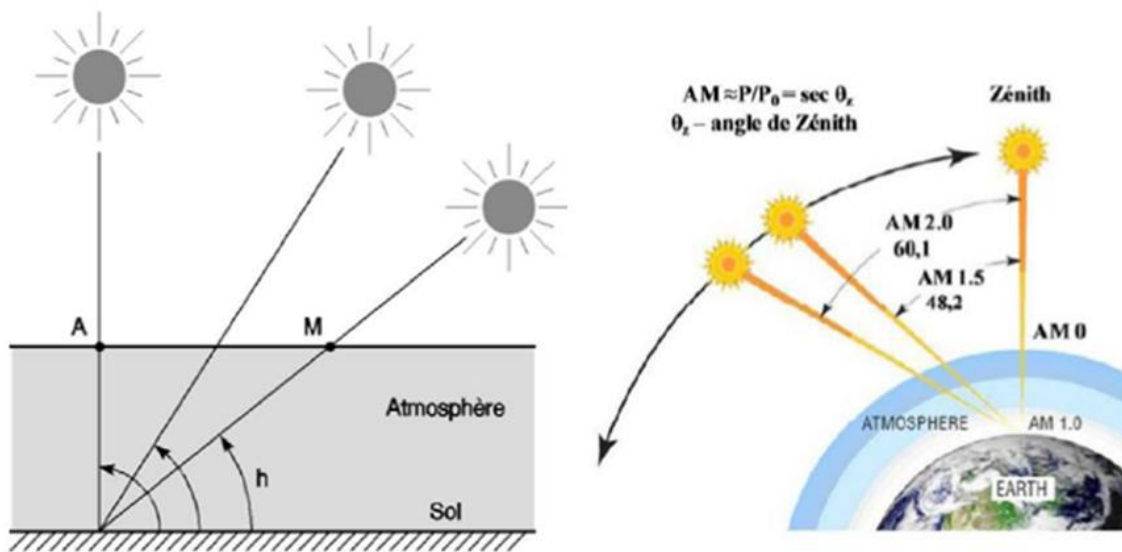


Figure I-2: Définition de l'Air Mass.

Hauteur	Position de soleil	Irradiance (constante solaire) (W/m^2)	Distribution spectrale
En dehors de l'atmosphère	-	1367	AM0
En surface	$\theta=90^\circ$	925	AM1
En surface	$\theta \approx 48^\circ$	693	AM1.5
En surface	$\theta \approx 60^\circ$	691	AM2

Tableau I-1 : Résumé des différentes distributions spectrales.

- AM0 correspond à une masse d'air nulle pour la lumière arrivant au dessus de notre atmosphère à incidence normale.

-AM1 représente le spectre solaire à la surface de la terre quand le soleil est au zénith.

-AM1.5 désigne la masse d'air rencontrée par la lumière arrivant à $48,2^\circ$ (par rapport à la verticale au sol) sur la terre, soit la lumière plus faible du fait que l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée est plus grande.

Les rendements des cellules sont déterminés par rapport à AM1.5 à la température de 25°, utilisé comme référence.

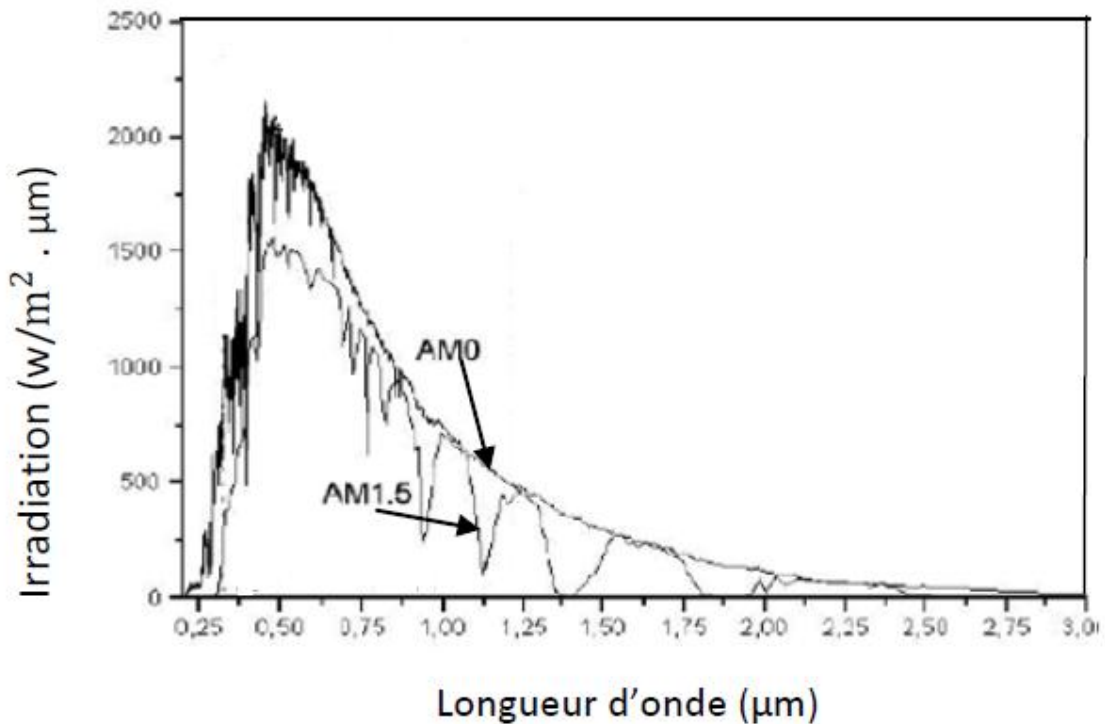


Figure I-3: Représentation graphique des spectres AM0 et AM1.5 [11].

I.4.Zone utile du spectre solaire :

La bande interdite (l'énergie du gap) E_g d'un semi-conducteur détermine comment réagit une cellule solaire à la lumière [3]. La bande interdite du matériau semi-conducteur détermine la longueur d'onde nécessaire pour générer de l'énergie électrique. La relation reliant la bande interdite et la longueur d'onde est:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \Rightarrow \lambda(\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g(\text{eV})} \quad (\text{I-4})$$

Exemple : pour le Silicium à $T = 300 \text{ K}$, $E_g = 1,12 \text{ eV}$ correspond à $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$.

Les photons du spectre solaire ne vont pas être tous utilisables pour la génération des paires électrons-trous.

- Si $h\nu < E_g$ (E_g étant l'énergie du gap du semi conducteur), le photon n'est pas absorbé par le semi-conducteur qui est donc transparent pour cette longueur d'onde.
- Si $h\nu > E_g$ les photons sont absorbés mais une partie de l'énergie est perdue par thermalisation.
- La cellule solaire ne répond donc que dans un domaine limité de longueur d'onde.

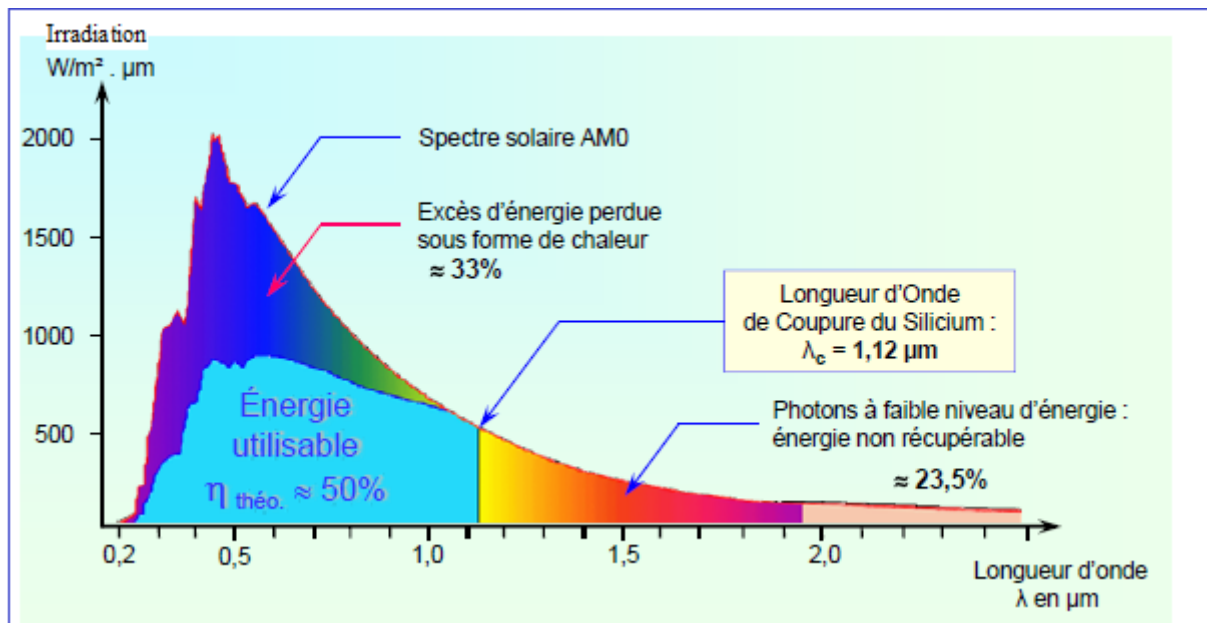


Figure I-4: Zone utile du spectre solaire pour le silicium.

Chapitre II :
Physique des cellules solaires

II.1. Les semi-conducteurs :

Ce sont des matériaux dont la résistivité est intermédiaire entre celle des conducteurs et celle des isolants. Ils sont caractérisés par une bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction et une conductivité électrique moyenne [4]. (Ordres de grandeurs : tableau ci-dessous).

Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)		
Conducteurs (métaux)	Semi-conducteurs	Isolants (diélectriques)
Cu : 1.7×10^{-6}	Si : $\sim 10^5$	SiO ₂ : $10^{14} \sim 10^{16}$
Au : 2.4×10^{-6}	Ge : 60	Si ₃ N ₄ : $\sim 10^{14}$

Tableau II-1 Résistivité de quelques matériaux.

Le paramètre essentiel qui caractérise le semi-conducteur est la quantité d'énergie minimale nécessaire pour briser une liaison de covalence, ce qui revient dans le modèle des « bandes d'énergie » à faire « grimper » un électron de l'un des niveaux de la bande de valence sur l'un des niveaux de la bande de conduction. C'est le gap (différence entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction).

Si le minimum de la bande supérieure correspond au même vecteur d'onde que le maximum de la bande inférieure, alors on dit que la bande interdite est directe (gap direct), sinon la bande est dite interdite (gap indirect).

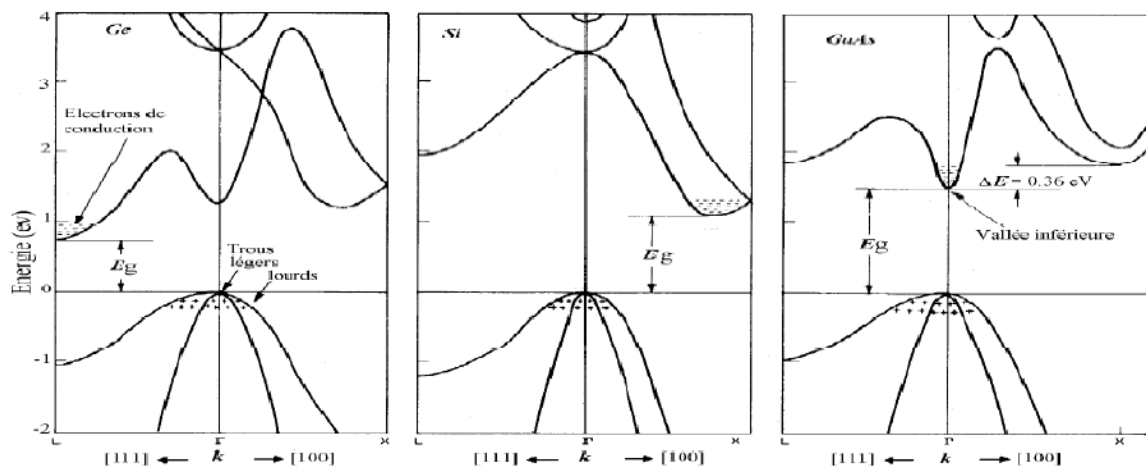


Figure II-1 : Structure de bandes du Silicium et du Germanium (gap indirect), et de GaAs (gap direct) dans les directions de haute symétrie [5].

II.2. Types de semi-conducteurs :

Il existe deux types de semi-conducteur :

- Le semi-conducteur intrinsèque (pur),
- Le semi-conducteur extrinsèque (dopé par une impureté).

II.2.1. Semi-conducteurs intrinsèques :

Ce sont des semi-conducteurs très purs et bien cristallisés, ayant un taux d'impuretés très faible et où la densité des électrons est égale à celle des trous [4] :

$$n = p = n_i \quad (\text{II.1})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} n \approx N_c e^{-(E_c - E_{Fi})/kT} \\ p \approx N_v e^{\frac{E_v - E_{Fi}}{kT}} \end{array} \right. \quad (\text{II-2}) ; \quad \left\{ \begin{array}{l} N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \\ N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \end{array} \right. \quad (\text{II.3})$$

Où :

n_i : est appelé densité des porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée,

N_c : La densité effective d'état dans la bande de conduction ($2,82 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300°K pour Si),

N_v : La densité effective d'état dans la bande de valence ($1,83 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300°K pour Si),

E_c : Le niveau énergétique du bas de la bande de conduction du semi-conducteur,

E_v : Le niveau énergétique du haut de la bande de valence du semi-conducteur,

E_{Fi} : Le niveau de fermi intrinsèque.

La densité des porteurs intrinsèques est une fonction exponentielle du gap (voir son expression plus loin) du matériau et de la température. Le tableau 1 regroupe les valeurs des densités de porteurs de quelques semi-conducteurs à la température ambiante.

	Si	Ge	GaAs	InP
$n_i \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	10^{10}	$2 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$

Tableau II-2: La densité de porteurs intrinsèques de quelques semi-conducteurs.

Le niveau de Fermi délimite dans le système énergétique les états occupés des états vides.

Le niveau de Fermi dans un semi-conducteur intrinsèque est très voisin du milieu du gap à la température ambiante.

$$E_{F_i} \approx \frac{E_c + E_v}{2} \quad (\text{II.4})$$

II.2.2.Semi-conducteurs extrinsèques :

Les semi-conducteurs intrinsèques n'ont pas une grande utilité en tant que tels ; ils servent de base aux semi-conducteurs dopés : pour augmenter leur conductivité, on y introduit volontairement des impuretés. Ce procédé est appelé « dopage », Il existe ainsi deux types de semi-conducteurs extrinsèques, de type N et de type P [4].

II.2.2.1.Semi-conducteur de type N :

Un semi-conducteur dopé N possède un grand nombre d'électrons libres, la plupart de ces électrons libres proviennent des impuretés dopantes. Cela correspond aux températures usuelles, à un grand nombre de places occupées dans la bande de conduction [4].

Si on remplace un atome de silicium par un atome pentavalent (ex : Phosphore). 4 électrons de la bande de valence du dopant assurent ainsi les liaisons avec les 4 atomes voisins du Si tandis que le cinquième est libéré de la bande de valence en émigrant aisément vers la bande de conduction, ce qui va fortement augmenter le nombre des électrons libres : $n \gg p$.

L'atome du phosphore qui a fourni un électron libre est appelé atome donneur. Il a perdu sa neutralité pour devenir un ion positif fixe.

À la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés. Si N_d est la concentration des atomes donneurs, ceux-ci vont libérer une population n d'électrons libres, telle que :

$$n = N_d^+ \quad (\text{II-5}) \quad (\text{Les électrons sont les porteurs majoritaires})$$

La loi d'action de masse relie, à une température T , la densité de porteurs (électrons ou trous) avec la densité intrinsèque du semi-conducteur elle s'exprime par :

$$pn = n_i^2 \quad (\text{II-6})$$

On en déduit la concentration de porteurs minoritaires dans un semi-conducteur dopé N :

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} \quad (\text{II-7})$$

En conséquence, le niveau de Fermi E_{F_n} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{F_i}) vers la bande de conduction de façon que :

$$E_{F_n} - E_{F_i} = kT \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (\text{II-8})$$

II.2.2.2.Semi-conducteur de type P :

Un semi-conducteur de type P possède un grand nombre de trous, la plupart de ces trous résultent de l'introduction d'atomes accepteurs dans le cristal. Cela correspond, aux températures usuelles, à un grand nombre de place vides d'électrons dans la bande de valence [3].

Si on introduit des atomes trivalents (Ex : Bore) à la place des atomes de Si, ses trois électrons vont assurer les liaisons covalentes avec trois atomes voisins mais laisser un trou au quatrième. Dans ce cas, le nombre de trous est très supérieur au nombre d'électrons libres.

L'atome de bore qui capte un électron d'un atome de silicium voisin est appelé atome accepteur, il a perdu sa neutralité pour devenir un ion négatif fixe.

À la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés. Si N_a est la concentration des atomes donneurs, ceux-ci vont libérer une population p de trous libres, telle que :

$$p = N_a = N_a^- \quad (\text{II-9})$$

Comme les concentrations en électrons libres n et en trous libres p sont toujours liées par la loi d'action de masse :

$$pn = n_i^2$$

On en déduit la concentration de porteurs minoritaires dans un semi-conducteur dopé P :

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_d} \quad (\text{II-10})$$

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{F_i}}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_v}{kT}\right) = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (\text{II-11})$$

$$\begin{cases} n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}\right) \\ p = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}\right) \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

Par conséquent, le niveau de Fermi E_{F_p} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{F_i}) vers la bande de valence de façon que :

$$E_{F_i} - E_{F_p} = kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (\text{II-13})$$

Dans chaque type de semi-conducteur le niveau de Fermi se rapproche d'autant plus de la bande de porteurs majoritaires que le dopage est important.

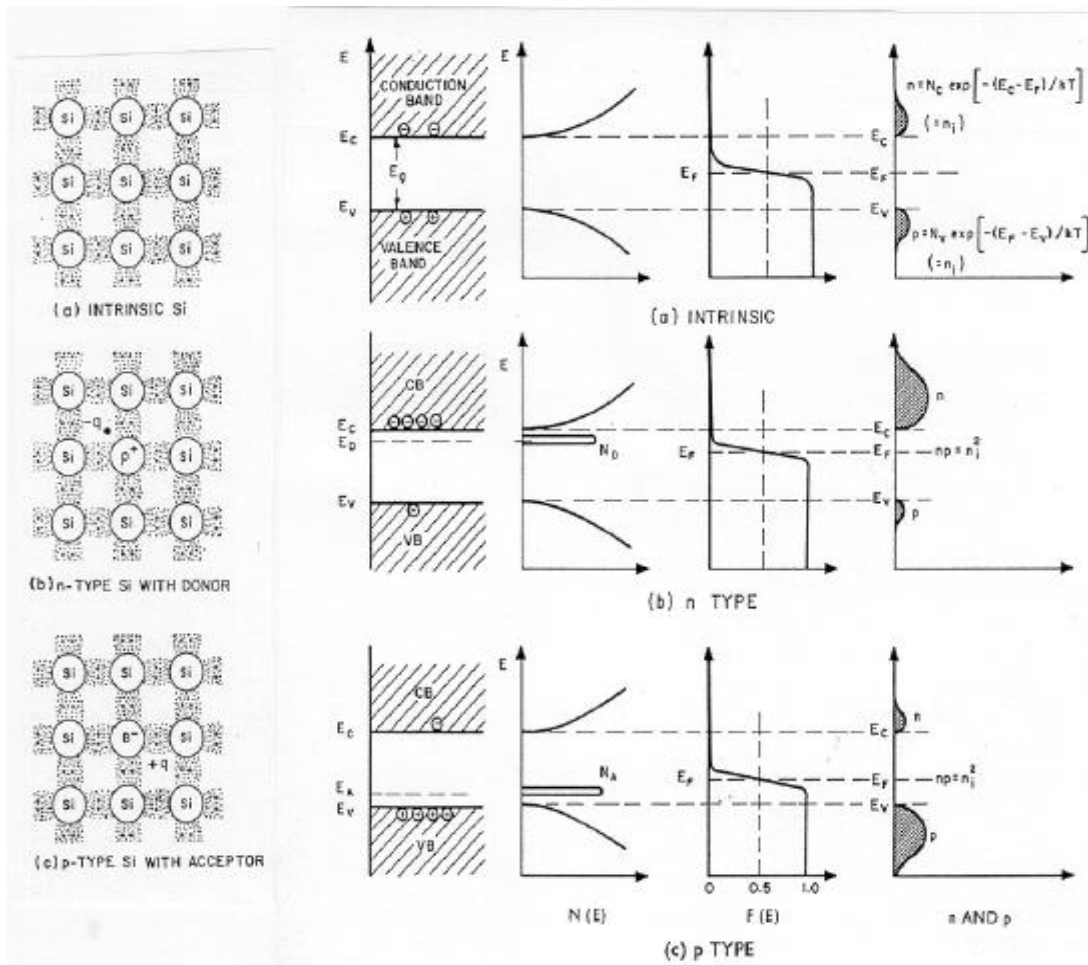


Figure II-2: Les trois configurations possibles d'un semi-conducteur : a) état intrinsèque ; b) dopé N ; c) dopé P. schéma des bandes simplifié, allure de la densité d'états, distribution de Fermi et nombre de porteurs libres [5].

II.3. Génération et recombinaison des paires électron-trou :

L'énergie minimale requise pour générer une paire électron-trou correspond à la hauteur de bande interdite E_g ; car sa valeur donne des caractéristiques électriques importantes à chaque semi-conducteur. Ces variations peuvent être décrites par la relation suivante :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (\text{II-14})$$

	Ge	Si	GaAs
$E_g(0)$ (eV)	0,7437	1,166	1,519
α (eV/K)	$4,77 \times 10^{-4}$	$4,72 \times 10^{-4}$	$5,41 \times 10^{-4}$
β (K)	235	636	204

Tableau II-3 : Paramètres de la variation de E_g pour différents semi-conducteurs

Semi-conducteur	E_g (eV) à 300 K	E_g (eV) à 0 K
GaAs	1,42	1,52
Si	1,12	1,16
Ge	0,66	0,75

Tableau II-4: La valeur du gap de quelques semi-conducteurs à 300 K et à 0 K.

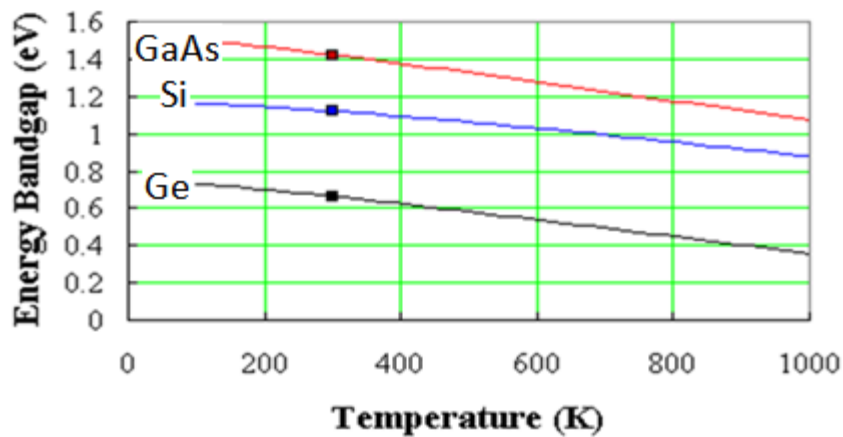


Figure II-3 : Variation de l'énergie du gap en fonction de la température.

À une température $T=0$ K, la bande de valence est complètement pleine et la bande de conduction est totalement vide. Par contre, quand la température augmente, certains électrons de la bande de valence sautent dans la bande de conduction et laissent derrière eux des trous dans la bande de valence alors, les électrons et les trous établissent une conductivité électrique non nulle [4].

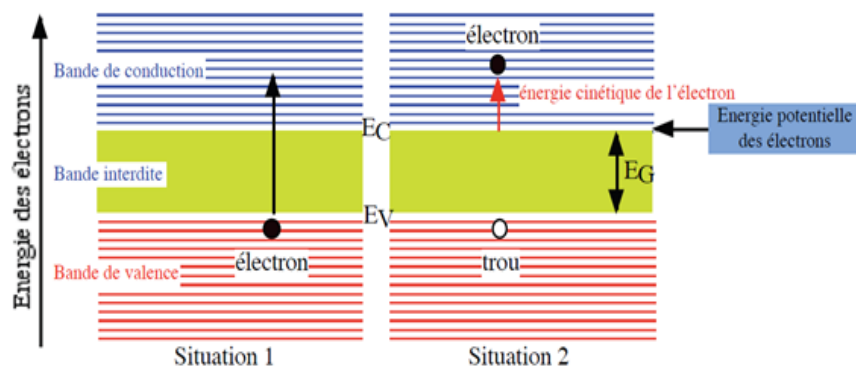


Figure II-4 : La génération d'une paire électron-trou.

Un électron libre arrivant, lors de son déplacement dans le cristal, à proximité d'un ion positif peut être «capturé» par ce dernier afin de satisfaire sa liaison de covalence. Après que la liaison de covalence est rétablie, l'électron libère sa place et vient occuper une place dans la bande de valence, neutralisant un trou. C'est la recombinaison.

Lorsque l'électron descend (énergétiquement) de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi-conducteur restitue l'énergie sous forme de chaleur ou émet un photon qui possède une énergie égale à E_g .

En sens inverse, un photon, possédant une énergie supérieure ou égale à E_g , peut générer une paire électron-trou.

On caractérise la création de porteurs dans le semi-conducteur par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs créés par unités de volume et de temps, G ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$). Ainsi, on caractérise la recombinaison des porteurs par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs qui disparaissent par unités de volume et de temps, R ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$).

II.3.1 Génération :

L'origine de la génération peut être due aux [6] :

- Générations spontanées dues à l'agitation thermique (taux de génération thermique),
- Générations résultants de l'excitation du semi-conducteur par une source externe (par exemple : tension extérieure, rayonnement solaire, etc.) qui est spécifique du processus mis en jeu.

La densité du flux de photons incidents (photons/unité de surface/unité de temps) pour chaque longueur d'onde λ , $\Phi_i(\lambda)$, sur le semi-conducteur est en $x=0$:

$$\Phi(\lambda)_{(x=0)} = \Phi_i(\lambda) = \frac{P_i(\lambda)}{h\nu} \quad (\text{II-15})$$

Où $P_i(\lambda)$ est la puissance incidente du rayonnement à la longueur d'onde correspondante.

Selon la loi de Beer-Lambert, le flux de photons à la position x est exprimé par :

$$\Phi(x) = \Phi_i \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (\text{II-16})$$

Avec α le coefficient d'absorption du semi-conducteur qui dépend du matériau et de la longueur d'onde de l'énergie incidente, il s'exprime en cm^{-1} .

L'indice d'absorption est lié directement au coefficient d'extinction k du matériau par la relation suivante :

$$\alpha = 4\pi k/\lambda \quad (\text{II-17})$$

On constate que le coefficient d'absorption du Silicium (du fait de la valeur de son gap $E_g = 1.12$ eVt) n'est pas meilleur que celui du Germanium (gap plus petit).

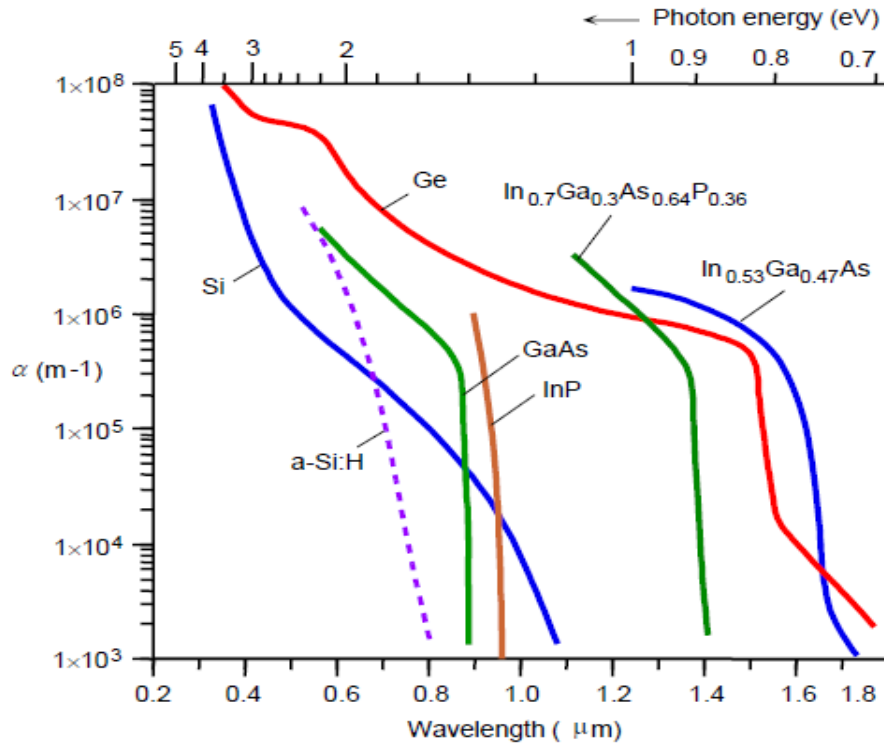


Figure II-6 : Variation du coefficient d'absorption de quelques matériaux en fonction de la longueur d'onde du rayonnement.

On remarque que sur une même épaisseur, les matériaux représentés sur la figure ci-dessus et en particulier le silicium absorbent les photons les plus énergétiques en premier.

En tenant compte de la réflexion $R(\lambda)$ à la surface du semi-conducteur, le flux de photons qui pénètrent dans le semi-conducteur à la surface est :

$$\Phi(\lambda)_{(x=0)} = \Phi_i(\lambda) = [1 - R(\lambda)] \cdot \frac{P_i(\lambda)}{h\nu} \quad (\text{II-18})$$

Avec :

$$R(\lambda) = \frac{(n(\lambda)-1)^2}{(n(\lambda)+1)^2} = \frac{(\sqrt{\epsilon_r(\lambda)}-1)^2}{(\sqrt{\epsilon_r(\lambda)}+1)^2} \quad (\text{II-19})$$

n est l'indice de réfraction et ϵ_r sa constante diélectrique relative et qui dépendent de la longueur d'onde du rayonnement [6].

Le flux élémentaire de photons $d\Phi$ absorbé dans la tranche dx en x est obtenu en dérivant par rapport à x la loi de Beer-Lambert :

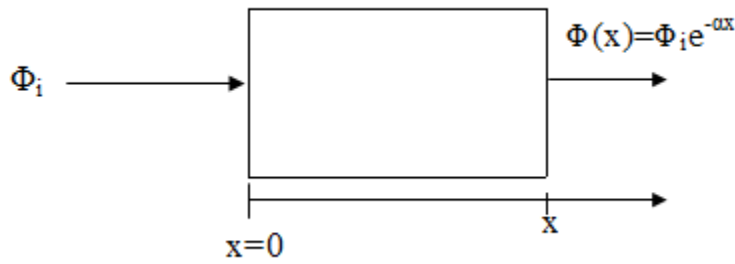


Figure II-7 : La loi de Beer-Lambert.

$$\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\alpha \cdot \Phi_i \cdot \exp(-\alpha \cdot x) = -\alpha \cdot \Phi(x) \quad (\text{II-20})$$

Qui nous donne le taux volumique d'absorption de photons pour une longueur donnée à la position x .

Si chaque photon génère une paire électron-trou alors le taux de génération G des paires est :

$$G(x) = \left| \frac{d\Phi(x)}{dx} \right| = \alpha \cdot \Phi(x) = \alpha \cdot \Phi_i \cdot \exp(-\alpha \cdot x) = \alpha \cdot (1 - R) \cdot \frac{P_i}{h\nu} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

$$G(x) = G_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{II-21})$$

$G_0 = \alpha \cdot (1 - R) \cdot \frac{P_i}{h\nu}$ est le taux de génération au voisinage de la surface.

II.3.2. Recombinaison

Quant aux recombinaisons, elles sont de plusieurs types [7] :

a. Recombinaisons directes bande à bande :

Elles sont plus probables dans les semi-conducteurs à gap direct (ex : GaAs). Elles sont majoritairement radiatives contrairement aux suivantes, le taux de recombinaison est donné par :

$$R_r = K(np - n_i^2) \quad (\text{II-22})$$

K est une constante de proportionnalité.

Dans un matériau dopé en régime de faible injection, ce qui est le cas dans les cellules solaires en général, on pourra écrire les taux de recombinaison sous les formes suivantes :

$$\text{Pour le semi-conducteur de type P :} \quad R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

$$\text{Pour le semi-conducteur de type N :} \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

τ_n et τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous minoritaires respectivement.

b. Recombinaisons RSH (Read-Schokley-Hall):

Ce sont des recombinaisons indirectes assistées par des centres de pièges qui introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Elles sont prépondérantes dans les semi-conducteurs à gap indirect (ex : Silicium).

Le taux de recombinaison par piège est donné par la relation suivante:

$$(R_r)_{RSH} = \frac{C_n C_p N_R (np - n_i^2)}{C_n (n + n_i e^{-(E_i - E_R)/kT}) + C_p (p + n_i e^{(E_i - E_R)/kT})} \quad (\text{II-23})$$

N_R : est la concentration des centres recombinants d'énergie E_R ,

E_i : le niveau d'énergie intrinsèque,

C_n, C_p sont les probabilités de capture des électrons et des trous par ces centres recombinants,

n : la concentration des électrons,

p : la concentration des trous.

c. Recombinaisons Auger :

Elles sont provoquées lorsque l'énergie de l'électron, qui se recombine dans la bande de valence, est transférée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron libre.

Le taux de recombinaison est donné par la relation:

$$(R_r)_{Auger} = (C_n n + C_p p)(pn - n_i^2) \quad (\text{II-24})$$

Avec C_n et C_p sont les probabilités de capture des électrons et des trous.

d. Recombinaisons en surface :

La surface d'un semi-conducteur est un lieu où les recombinaisons sont particulièrement nombreuses, en raison des liaisons non satisfaites des atomes de surface (liaisons pendantes) et autres défauts caractéristiques à température constante ($T=300^\circ\text{K}$). Les recombinaisons en surface dépendent des conditions du traitement de la surface (passivation) ainsi que du dopage de la couche en volume. Par exemple, dans le cas d'un semi-conducteur de type n, où une de ses surfaces est en $x=0$, on a, en cette position :

$$D_p \frac{\delta \Delta p}{\delta x} (x = 0) = S \Delta p \quad (\text{II-25})$$

S est la vitesse de recombinaison en surface des trous.

D_p est le coefficient de diffusion des trous.

Δp est la variation de la concentration des trous par rapport à l'équilibre.

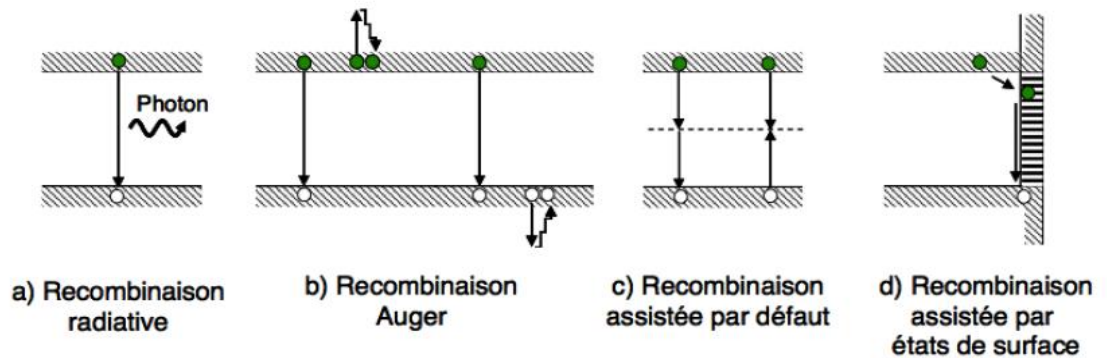


Figure II-8 : Types de recombinaisons en volume radiatives et non radiatives.

II.4. Equations de base régissant le phénomène de transport des porteurs:

Le transport des charges peut être décrit par les équations définissant les densités de courant des trous et des électrons, elles représentent la somme des deux courants [8]:

- Courant de conduction \vec{j}_C donné par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II-26})$$

Où σ est la conductivité du semi-conducteur (égale à l'inverse de la résistivité ρ) et

donnée par la relation :
$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q (n \mu_n + p \mu_p) \quad (\text{II-27})$$

$\vec{E}(x)$ est le champ électrostatique dû à la polarisation.

-Pour les électrons : $\vec{j}_{Cn} = q n \mu_n \vec{E}$; μ_n et n et sont respectivement la mobilité et la concentration des électrons.

-Pour les trous : $\vec{j}_{Cp} = q p \mu_p \vec{E}$; μ_p et p sont dans l'ordre, la mobilité et la concentration des trous.

Ainsi le courant total de conduction est :

$$\vec{j}_C = \vec{j}_{Cn} + \vec{j}_{Cp} = q(n \mu_n + p \mu_p) \vec{E} \quad (\text{II-28})$$

- Courant de diffusion \vec{j}_D (sous l'effet d'un gradient de concentration) selon la loi de Fick est :

-Pour les électrons : $\vec{j}_{Dn} = q D_n \text{grad } n$; D_n est le coefficient de diffusion des électrons.

-Pour les trous : $\vec{j}_{Dp} = -q D_p \text{grad } p$; D_p est le coefficient de diffusion des électrons.

Ainsi le courant total de diffusion est:

$$\vec{j}_D = q(D_n \vec{\text{grad}} n - D_p \vec{\text{grad}} p) \quad (\text{II-29})$$

D'après les relations ci-dessus, les courants totaux des électrons et des trous s'écrivent alors [6] :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = q n \mu_n \vec{E} + q D_n \vec{\text{grad}} n \\ \vec{j}_p = q p \mu_p \vec{E} - q D_p \vec{\text{grad}} p \end{cases} \quad (\text{II-30})$$

Si on considère le modèle de type linéaire (à une dimension selon x avec \vec{i} comme vecteur unitaire), les deux équations deviennent alors :

$$\begin{cases} \vec{j}_n(x) = q n(x) \mu_n \vec{E}(x) + q D_n \frac{dn(x)}{dx} \vec{i} \\ \vec{j}_p(x) = q p(x) \mu_p \vec{E}(x) - q D_p \frac{dp(x)}{dx} \vec{i} \end{cases} \quad (\text{II-31})$$

Pour un semi-conducteur non dégénéré, ce qui est souvent le cas des cellules solaires, les mobilités de porteurs sont liées à leurs coefficients de diffusion par la relation d'Einstein :

$$D_{n,p} = \frac{kT}{q} \mu_{n,p} \quad (\text{II-32})$$

Le champ électrostatique un gradient du potentiel électrostatique V ($\vec{E} = -\vec{\text{grad}} V$), selon x , il est donné par :

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-33})$$

Hors équilibre, la conservation du nombre de particules permet d'écrire les équations de continuité des électrons et des trous sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \text{div} \vec{j}_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \text{div} \vec{j}_p \end{cases} \quad (\text{II-34})$$

L'étude d'un dispositif à semi-conducteur consiste à résoudre ce système d'équations, avec celui des équations de courant (II-30).

Ainsi que l'équation de Poisson ($\text{div} \vec{E} = \rho/\epsilon$) :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} = q(p - n + N_d - N_a) / \epsilon \quad (\text{II-35})$$

ρ est la charge d'espace et ϵ est la permittivité du semi-conducteur ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$) avec ϵ_0 , la permittivité du vide et ϵ_r la permittivité relative du semi-conducteur (pour Si, $\epsilon_r=11,7$).

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

II.5.1. Jonction PN à l'équilibre thermodynamique:

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposerons abrupte, c'est-à-dire que la transition de la zone P à la zone N se fait brusquement. Lorsqu'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs majoritaires des régions P et N va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la concentration de ces porteurs d'une région à l'autre [4].

Les trous de la région P vont diffuser vers la région N laissant derrière eux des ions, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région N qui diffusent vers la région P laissant derrière eux des charges positives.

Les recombinaisons entre charges mobiles de signes opposés sont très nombreuses à proximité immédiate de la jonction: il ne reste dans les régions que les charges fixes, ions négatifs du côté P, ions positifs du côté N, qui font disparaître localement la neutralité électrique. Dans cette zone dite zone de déplétion ou zone de charge d'espace (ZCE), apparaît un champ électrique (E) dirigé de la zone N vers la zone P. Ce champ crée un courant de conduction dû aux porteurs minoritaires.

À l'équilibre, aucun courant ne pouvant traverser la jonction isolée, ce courant de conduction compense le courant de diffusion dirigé en sens inverse.

Puisque les charges mobiles disparaissent deux à deux lors des recombinaisons, la charge positive localisée du côté N de la jonction est égale à la charge négative localisée du côté P. En dehors de la zone de déplétion, le champ électrique est nul (zones neutres N et P), comme le sont les gradients de concentration en porteurs.

Le potentiel électrostatique varie dans la zone de la jonction PN et la différence de potentiel V_d , appelée tension de diffusion, atteint des valeurs non négligeables (ex : autour de 500 mV pour le silicium).

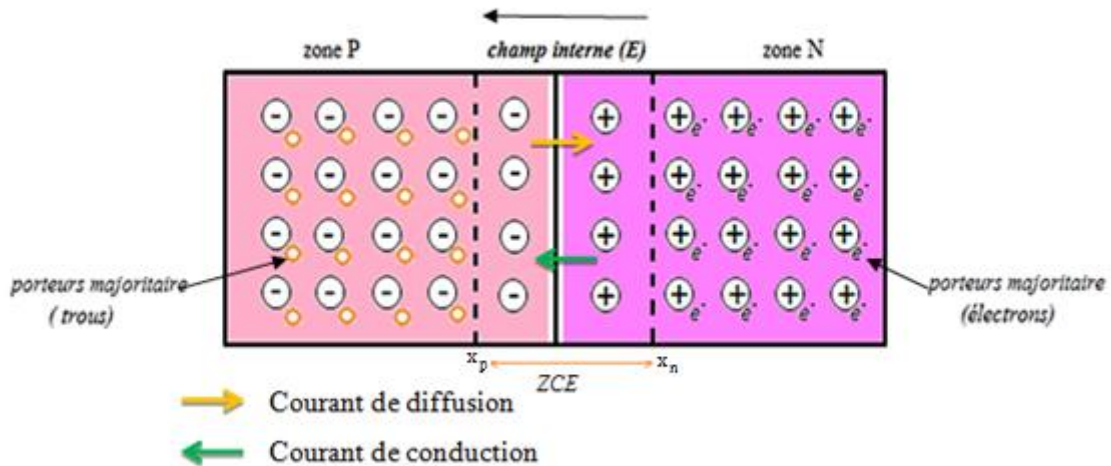


Figure II-9: Etat d'équilibre d'une jonction PN.

La charge d'espace dans chacune des régions de la jonction est calculée en tenant compte de toutes les charges qui existent en un point du semi-conducteur, c'est-à-dire d'une part des charges mobiles que sont les électrons et les trous, et d'autre part des charges fixes qui peuvent être localisées sur des donneurs ou accepteurs ionisés ou sur des centres profonds.

En un point d'abscisse x , la densité de charge d'espace est donnée par [4] :

$$\rho(x) = q(p(x) - n(x) + N_a^+(x) - N_d^-(x)) \quad (\text{II-36})$$

$N_D^+(x)$ et $N_A^-(x)$ représentent respectivement les densités d'états des centres donneurs et accepteurs.

$$\text{Pour } x \geq x_n \text{ et } x \leq x_p \rightarrow \rho(x) = 0$$

$$\text{Pour } 0 > x > x_p \rightarrow \rho(x) = -qN_a$$

$$\text{Pour } 0 < x < x_n \rightarrow \rho(x) = qN_d$$

À une dimension, le champ électrique traversant la jonction est donné selon l'équation de poisson ($\text{div} \vec{E} = \rho/\epsilon$) :

$$\text{Pour } 0 \geq x \geq x_p \quad E = -\frac{qN_a}{\epsilon}(x - x_p) \quad V = \frac{qN_a}{2\epsilon}(x - x_p)^2 + V_p$$

$$\text{Pour } 0 \leq x \leq x_n \quad E = \frac{qN_d}{\epsilon}(x - x_p) \quad V = -\frac{qN_d}{2\epsilon}(x - x_n)^2 + V_n$$

Où :

$$x_n = \left(\frac{2\epsilon kT}{q^2 N_d} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1}{1 + \frac{N_d}{N_a}} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$x_p = - \left(\frac{2\epsilon kT}{q^2 N_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1}{1 + \frac{N_a}{N_d}} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

La largeur de la ZCE est : $w = x_n - x_p$

La tension de diffusion est : $V_d = V_n - V_p = \frac{q}{2\epsilon} (N_d w_n^2 + N_a w_p^2)$

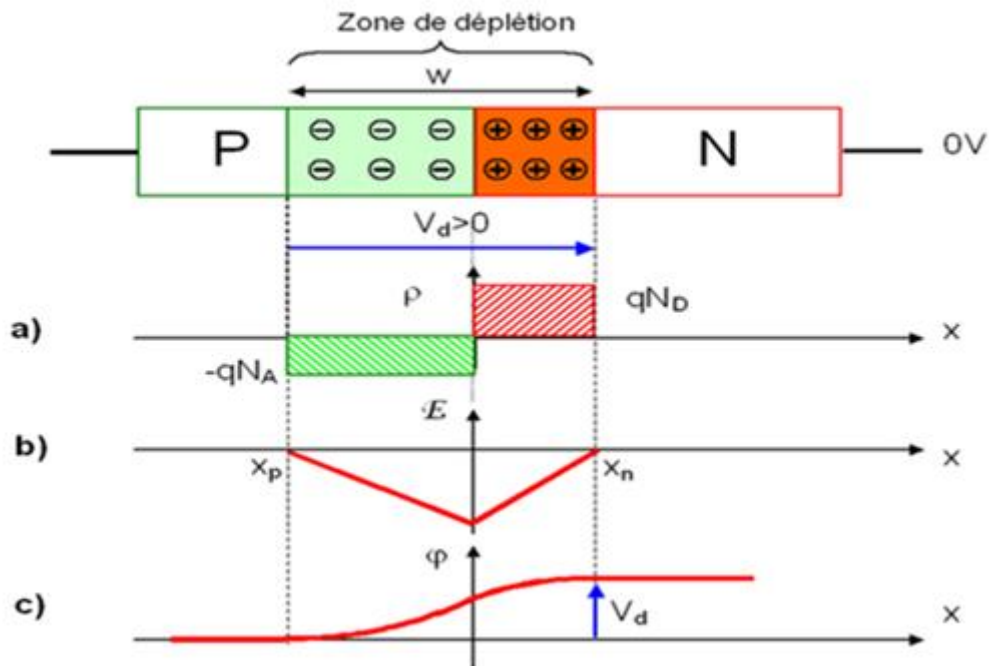


Figure II-10: Etat d'équilibre d'une jonction PN :

a) Densité de charge. b) Champ électrique. c) Potentiel électrostatique.

Pour la jonction à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi du côté P et du côté N sont identiques. Le diagramme d'énergie de la jonction PN comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentielle électrostatique égale à qV_d .

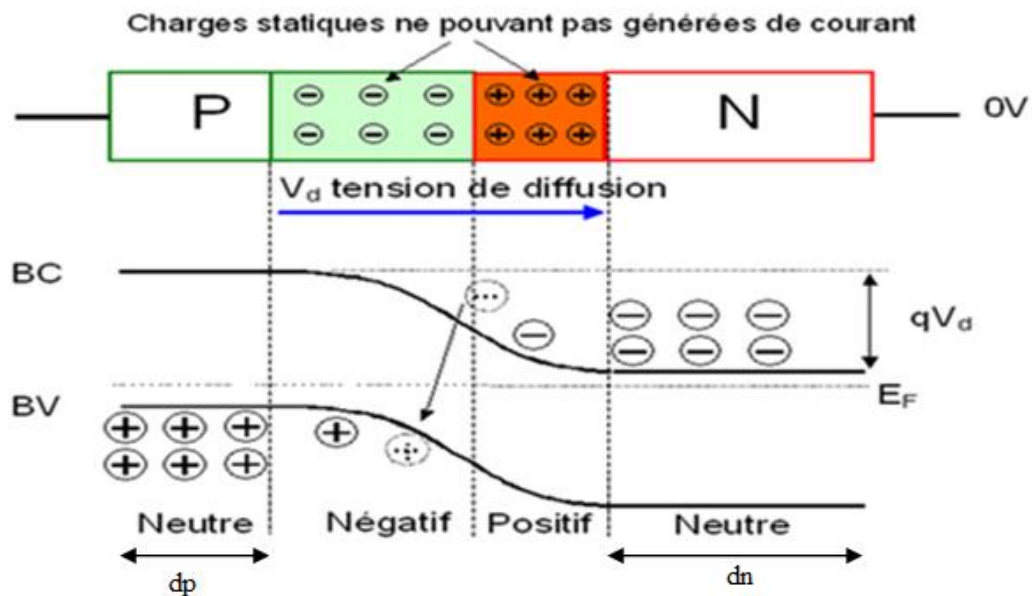


Figure II-11 : Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre.

II.5.2. Jonction polarisée par une tension continue :

La polarisation d'une jonction PN consiste à imposer une différence de potentiel entre les régions N et P. On distingue alors deux types de polarisation :

- Polarisation directe,
- Polarisation inverse.

1) Polarisation directe ($V_n - V_p < 0$): On parle de polarisation directe lorsque le potentiel du côté P est supérieur à celui du côté N. Une polarisation directe abaisse la barrière de potentiel, ce qui favorise la diffusion des porteurs majoritaires de chaque région vers l'autre et donc donner naissance à un courant direct (de diffusion).

2) Polarisation inverse ($V_n - V_p > 0$): le potentiel est plus faible du côté P que du côté N. Il y a dans ce cas injection de porteurs minoritaires de chaque côté (injection de trous côté N et d'électrons côté P). Elle élève la barrière de potentiel et peut annuler le courant de diffusion, il reste alors le seul courant inverse (ou courant de saturation I_s) [8].

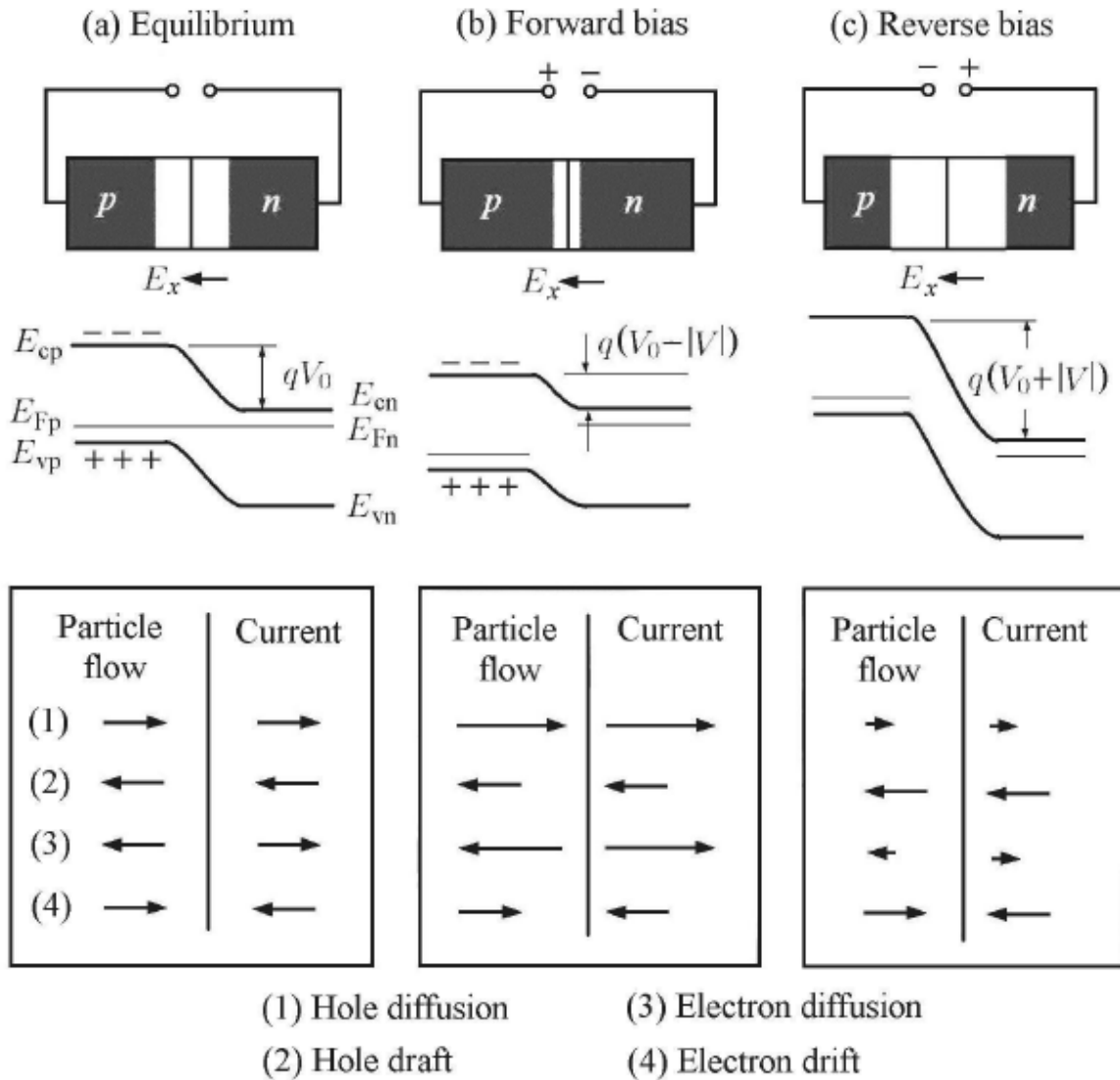


Figure II-12 : Diagramme des bandes et direction des courants dans une Jonction PN à l'obscurité : a) à l'équilibre, b) polarisée en direct, c) polarisée en inverse.

En utilisant les équations de continuité et de courant (II-30 et II-34), en régime de faible injection, les équations se simplifient davantage :

$$\begin{cases} \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n} = 0 \\ \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p} = 0 \end{cases}; \quad \begin{cases} L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \end{cases}; \quad \begin{cases} J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \\ J_p = q D_p \frac{dp}{dx} \end{cases} \quad (\text{II-37})$$

$$J = J_n + J_p$$

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

La résolution analytique de ces équations donne la caractéristique $J(V)$:

$$J = J_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (\text{II.38})$$

Avec :

$$J_s = \frac{qn_i^2 D_p}{N_d L_p \text{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n \text{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \quad (\text{II-39}), \text{ courant de saturation de la diode [4].}$$

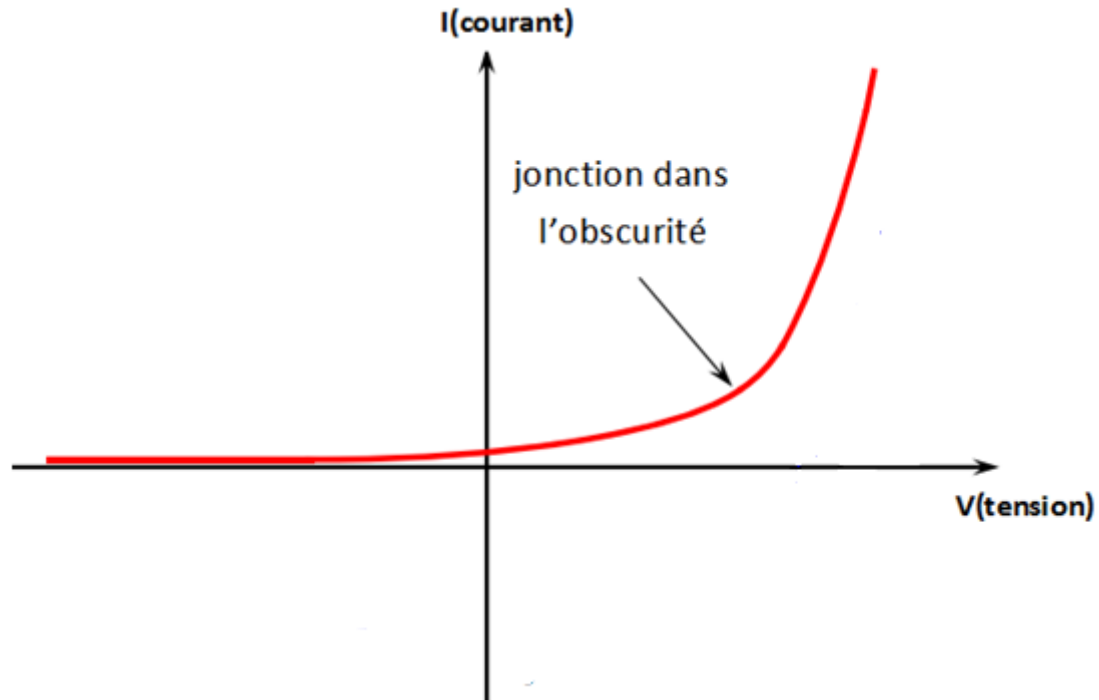


Figure II-13 : Caractéristique courant-tension d'une jonction PN sous obscurité.

II.6. La cellule solaire:

La cellule photovoltaïque est l'élément de base dans la conversion du rayonnement solaire. Il convient d'analyser la pénétration dans le matériau du faisceau de lumière incident et comment il est absorbé dans l'épaisseur de la cellule en fonction de la longueur d'onde des photons incidents.

En pratique, les matériaux semi-conducteurs, et plus particulièrement le silicium, sont les plus utilisés, le plus souvent sous la forme d'une homo-jonction PN. La structure d'une cellule solaire est similaire à celle d'une jonction PN.

II.7.1. Principe de fonctionnement d'une cellule solaire:

Une cellule photovoltaïque est un dispositif qui permet de transformer l'énergie solaire en énergie électrique. Cette transformation est basée sur les trois mécanismes suivants [9]:

- Absorption des photons (dont l'énergie est supérieure au gap) par le matériau constituant le dispositif,

- Conversion de l'énergie du photon en énergie électrique, ce qui correspond à la création de paires électron-trou dans le matériau semi-conducteur,
- Collecte des particules générées dans le dispositif.

Afin de collecter les particules générées, un champ électrique permettant de dissocier les paires électron-trou créées est nécessaire.

Les photons incidents créent des porteurs dans les zones N et P et dans la zone de charge d'espace ZCE.

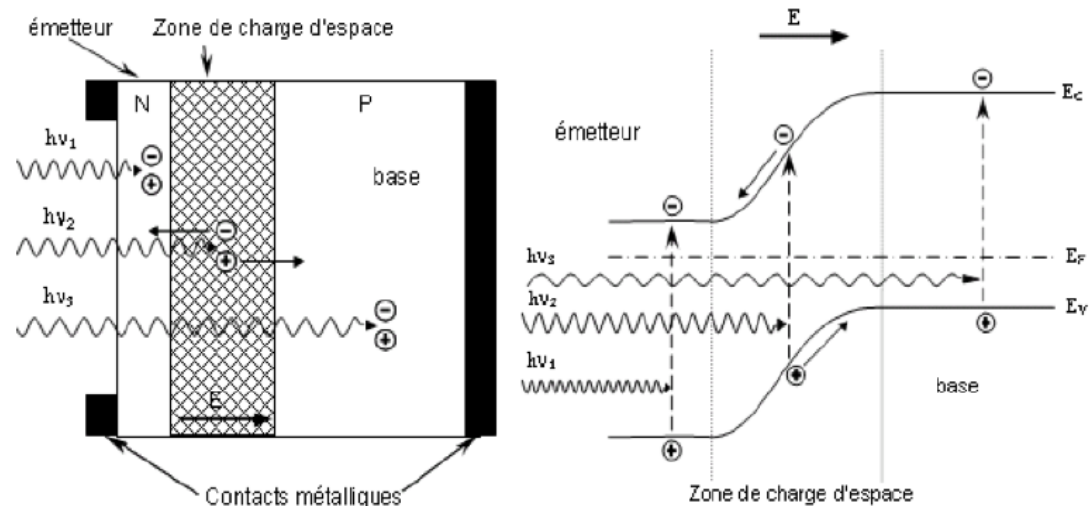


Figure II-14 : schémas de principe de fonctionnement d'une cellule solaire.

II.8. Le photo-courant J_{ph} :

II.8.1. Contributions au photo-courant :

Les photo-porteurs auront un comportement différent suivant la région :

- Dans la zone N ou P, les porteurs minoritaires qui atteignent la zone de charge d'espace sont envoyés par le champ électrique dans la zone P (pour les trous) ou dans la zone N (pour les électrons) où ils seront majoritaires.

On aura un photo-courant de diffusion,

- Dans la zone de charge d'espace, les paires électron-trou créées par les photons incidents sont dissociées par le champ électrique : les électrons vont aller vers la région N, les trous vers la région P.

On aura un photo-courant de génération (conduction).

Ces deux contributions s'ajoutent pour donner un photo-courant résultant J_{ph} . C'est un courant de porteurs minoritaires. Il est proportionnel à l'intensité lumineuse.

II.8.2. Réponse spectrale de la cellule solaire :

On appelle réponse spectrale R_s , le nombre de porteurs de charge (électrons ou trous) créé par chaque photon incident. Il dépend de la longueur d'onde et est compris entre 0 et 1. On l'appelle aussi le rendement de collecte ou rendement quantique.

Soit $\Phi(\lambda)$ le flux de photons reçu par la photopile. Si $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion, seul le flux $\Phi(\lambda) \cdot |1 - R(\lambda)|$ sera effectivement exploité. Si J_{ph} est la densité de courant fourni (photo-courant), la réponse spectrale est définie par [2] :

$$R_s = \frac{J_{ph}(\lambda)}{q\Phi(\lambda)[1-R(\lambda)]} \quad (\text{II-40})$$

Où :

$\Phi(\lambda)$: Le flux de photons monochromatique reçu par la photopile.

$R(\lambda)$: Le coefficient de réflexion.

II.8.3. Détermination du photo-courant :

En tenant compte des équations relatives aux densités de courant (II-30), les équations de continuités (II-34) deviennent à une dimension:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \text{ (type P)} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - p_n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \text{ (type N)} \end{cases}$$

Pour avoir une idée sur l'allure du photo-courant et par conséquent de la réponse spectrale, on peut effectuer des approximations et des simplifications dans le but d'obtenir une forme analytique du photo-courant. En résolvant le système d'équations dans chaque région de la jonction simple abrupte, tout en considérant les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} x = 0, & \quad D_p \frac{d\Delta p}{dx} = S_p \Delta p \\ x = x_j, & \quad \Delta p = 0 \\ x = x_j + w, & \quad \Delta n = 0 \end{aligned}$$

$$x = H, \quad -D_n \frac{d\Delta n}{dx} = S_n d\Delta n$$

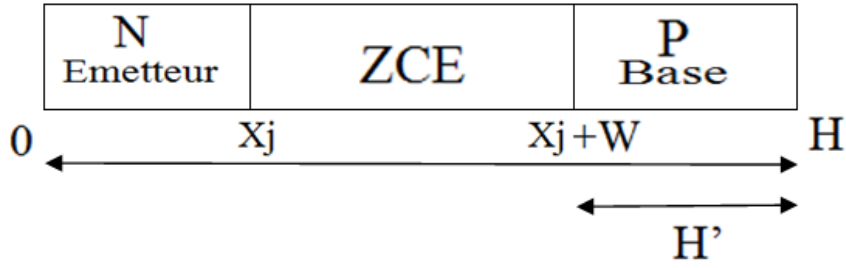


Figure II-15: Limites de la jonction.

On obtient :

- Pour la région N (ici l'Émetteur):

$$J_f = R s_e \times q\Phi(1 - R) = \frac{\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \cdot \left\{ \alpha L_p \exp(-\alpha x_j) + \frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p\right) - \exp(-\alpha x_j) \left[\frac{S_p L_p}{D_p} \operatorname{ch} \frac{x_j}{L_p} + \operatorname{sh} \frac{x_j}{L_p}\right]}{\frac{S_p L_p}{D_p} \operatorname{sh} \frac{x_j}{L_p} + \operatorname{ch} \frac{x_j}{L_p}} \right\} \quad (\text{II-41})$$

- Pour la région P (la Base) :

$$J_b = R s_b \times q\Phi(1 - R) = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp - \alpha(x_j + w) \cdot \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} [\operatorname{ch} \frac{H'}{L_n} \exp - \alpha H'] + \operatorname{sh} \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n \exp - \alpha H']}{\frac{S_n L_n}{D_n} \operatorname{sh} \frac{H'}{L_n} + \operatorname{ch} \frac{H'}{L_n}} \right\} \quad (\text{II-42})$$

- Pour la zone de charge d'espace (ZCE):

$$J_{ZCE} = R s_{ZCE} \times q\Phi(1 - R) = [1 - \exp(-\alpha w)] \exp(-\alpha x_j) \quad (\text{II-43})$$

II.9. Caractéristique courant-tension $J(V)$ d'une cellule photovoltaïque :

Le courant délivré sur une charge (caractérisée d'une résistance de charge R_c) par une cellule photovoltaïque éclairée, s'écrit :

$$J(V) = J_{ph} - J_{obs}(V) \quad (\text{II-44})$$

Avec J_{ph} : Courant photo-généré et J_{obs} : Courant à l'obscurité.

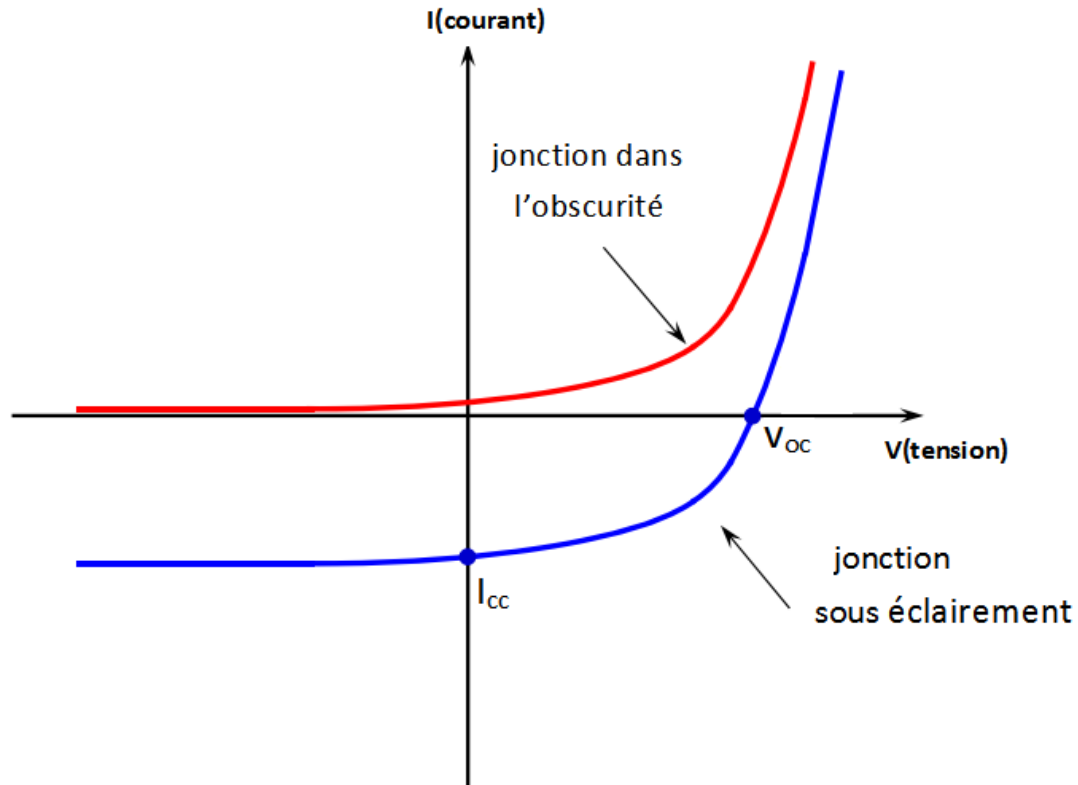


Figure II-16: Caractéristiques $I(V)$ à l'obscurité et sous éclairement d'une cellule photovoltaïque.

Pour une cellule photovoltaïque idéale, tout en considérant que la caractéristique d'une cellule sous obscurité est identique à celle d'une diode, l'équation précédente est reprise sous la forme suivante :

$$J(V) = J_{ph} - J_s \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (\text{II-45})$$

Avec :

V : Tension aux bornes de la jonction,

J_s : Courant de saturation de la jonction,

$q = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$; Charge élémentaire d'un électron,

$k = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$; Constante de Boltzmann,

T : Température en degrés Kelvin.

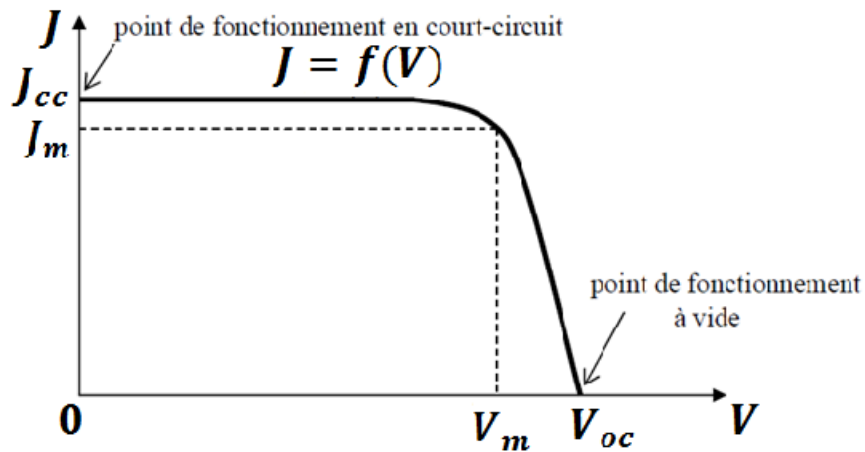


Figure II-17: Caractéristique $J = f(V)$ d'une cellule solaire.

Ainsi, dans une cellule photovoltaïque, deux courants s'opposent : le courant d'éclairement et le courant d'obscurité qui résulte de la polarisation du composant.

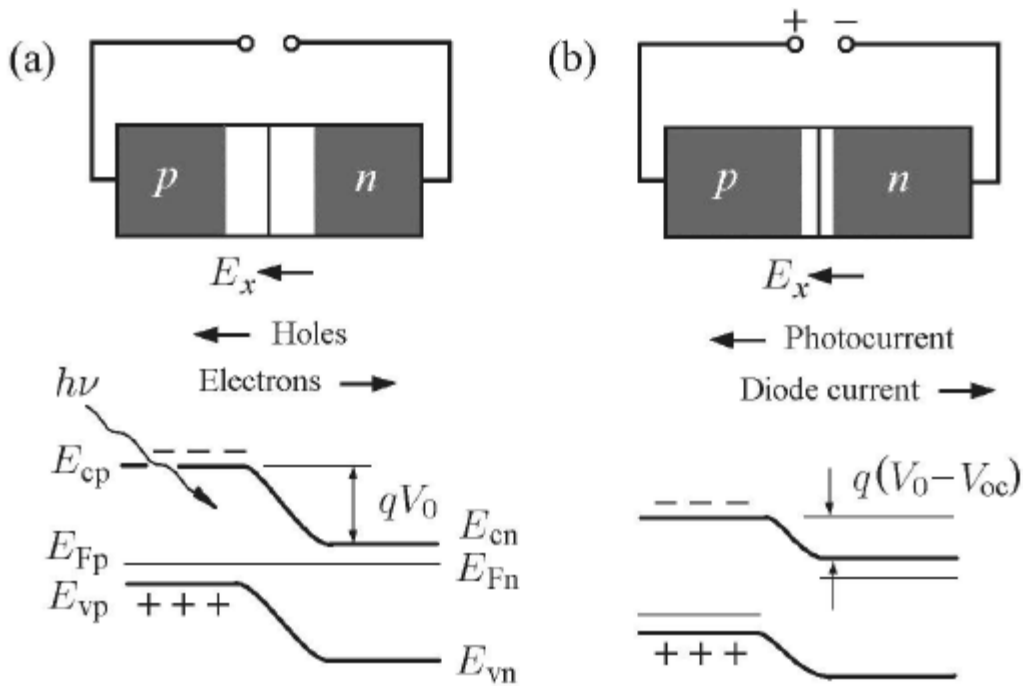


Figure II-18 : Diagramme des bandes et direction des courants dans une jonction PN sous éclairement :
 a) Non polarisée,
 b) Polarisée en direct.

II.10. Paramètres essentiels caractérisant une cellule solaire :

II.10.1. Courant de court-circuit :

Si les deux électrodes sont en court-circuit à travers un ampèremètre (à $V = 0$), les électrons drainés par un champ interne de la jonction vont donner naissance à un courant de court-circuit J_{cc} qui correspond au photo-courant J_{ph} généré par le rayonnement. Pour une distribution spectrale donnée, ce photo-courant est proportionnel à l'irradiation du rayonnement incident et à la surface du front de la cellule. Il est donné par [3] :

$$J_{ph}(\lambda) = q \cdot \Phi(\lambda) |1 - R(\lambda)| \cdot R_s \quad (\text{II-46})$$

$$J_{cc} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_g} J_{ph}(\lambda) d\lambda \quad (\text{II-47})$$

Avec :

$\lambda_g = hc/E_g$ où E_g est le gap du semi-conducteur,

$\Phi(\lambda)$: Le flux de photons, à la longueur d'onde λ , reçu par la photopile,

$R(\lambda)$: Le coefficient de réflexion à la longueur d'onde λ ,

R_s : La réponse spectrale.

II.10.2 Point de la puissance maximale :

L'utilisation optimale d'une photopile consiste à alimenter une charge sous la tension maximale et à un courant maximal.

En effet, suivant la formule : $P = J \times V$, pour que la puissance soit maximale : il faut être dans les conditions où le produit $J \times V$ soit maximal : c'est le point de charge idéale de la photopile ou bien point de puissance maximale P_M .

La puissance maximale est également fonction de l'éclairement STC (Standard Test Conditions) ($1000\text{W}/\text{m}^2$, 25°C , spectre solaire AM1.5), on parle alors de watts-crête (W_c) ou de puissance-crête.

II.10.3. Tension de circuit ouvert :

Si la cellule est laissée en circuit ouvert, les porteurs générés par le rayonnement et séparés par le champ interne vont s'accumuler de part et d'autre de la jonction, induisant une auto polarisation de la jonction dans le sens passant. Cette auto polarisation induit un courant de diode dans le sens direct égal et opposé au photo-courant. La tension alors mesurée aux bornes des électrodes est appelée tension de circuit ouvert V_{co} . C'est la tension qu'il faudrait appliquer à la diode dans

le sens passant pour générer un courant égal au photo-courant (courant nul), elle est donnée par la relation:

$$V_{co} = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln \left[\left(\frac{J_{cc}}{J_s}\right) + 1\right] \quad (\text{II-48})$$

II.10.4. Facteur de forme :

Le facteur de forme représente l'efficacité de la cellule ou encore, il peut nous renseigner sur le vieillissement de la cellule. C'est le rapport entre la puissance maximale débitée ($P_M = V_M \times I_M$) et la puissance idéale ($V_{co} \times I_{cc}$), on le note par:

$$FF = \frac{P_{maximale}}{P_{idéale}} = \frac{J_M \cdot V_M}{J_{cc} \cdot V_{co}} \quad (\text{II-49})$$

II.10.5. Rendement de conversion d'énergie :

Le rendement de conversion d'énergie est le rapport de la puissance générée et de la puissance du rayonnement solaire incident P_{inc} . ($100\text{mW}/\text{cm}^2$ dans STC AM1.5). On appelle rendement maximal, le rapport entre la puissance maximale et la puissance P_{inc} :

$$\eta = \frac{P_{maximale}}{P_{inc}} = \frac{FF \cdot J_{cc} \cdot V_{co}}{P_{inc}} \quad (\text{II-50})$$

II.11. Limitations du rendement :

Contrairement à la théorie, la conversion photovoltaïque en pratique n'est pas totale. Car le rendement de la cellule solaire est influencé par plusieurs pertes. Les principaux facteurs de ces pertes sont les suivants [10] :

- Pertes optiques (Réflexion : couches antireflet, texturation de la surface),
- Recombinaison en volume : pour le Silicium, elle peut résulter en une réduction de 25% du rendement,
- Recombinaison en surface et aux joints de grains (silicium poly-cristallin) (facteur d'idéalité n de la diode est différent de 1),
- Résistance série et résistance shunt (diminution de P_M),
- La résistance série dépend du taux de dopage profondeur des zones neutres et la résistance de contact,
- Absorption incomplète des photons (plus de 80% de la lumière incidente est transformée en chaleur : photons d'énergie très grande devant E_g).

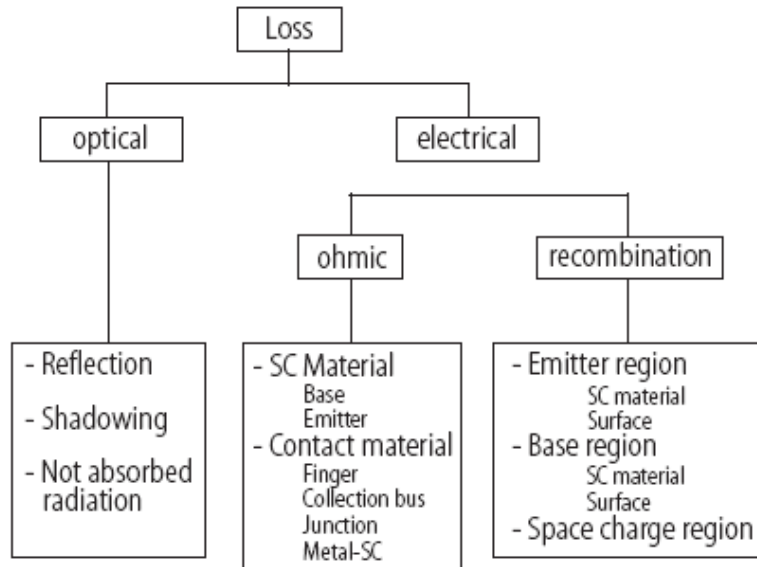


Figure II-19 : Organigramme des pertes limitant le rendement de la conversion photovoltaïque.

Pour une cellule photovoltaïque réelle, on inclut l'effet des résistances série et parallèle (la plus souvent nommée shunt en anglais) et l'effet de la recombinaison représentée par le facteur d'idéalité n . L'équation (II-49) sera modifiée comme suit :

$$J = J_{ph} - \left[J_{01} \left(\exp \left(\frac{q(V-JR_s)}{kT} \right) - 1 \right) + J_{02} \left(\exp \left(\frac{q(V-JR_s)}{2kT} \right) - 1 \right) \right] - \frac{V-JR_s}{R_{sh}} \quad (\text{II.51})$$

Le premier courant correspond aux porteurs qui se déplacent à travers la jonction sans recombinaison, le deuxième correspond aux porteurs qui se recombinent au milieu du gap.

Où:

R_s : est la résistance série,

R_{sh} : est la résistance parallèle (shunt).

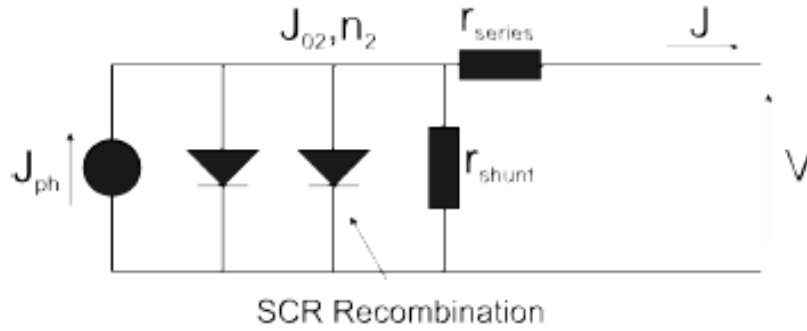


Figure II-20: Schéma électrique équivalent d'une photopile réelle.

II.12. Influence de la résistance série :

La résistance série agit sur la pente de la caractéristique dans la zone où la photopile se comporte comme un générateur de tension. Elle ne modifie pas la tension de circuit ouvert, mais lorsqu'elle est anormalement élevée, elle peut diminuer la valeur du courant de court-circuit.

La résistance série est gouvernée par la résistivité du matériau, par les résistances de contact des électrodes et par la résistance de la grille collectrice [10].

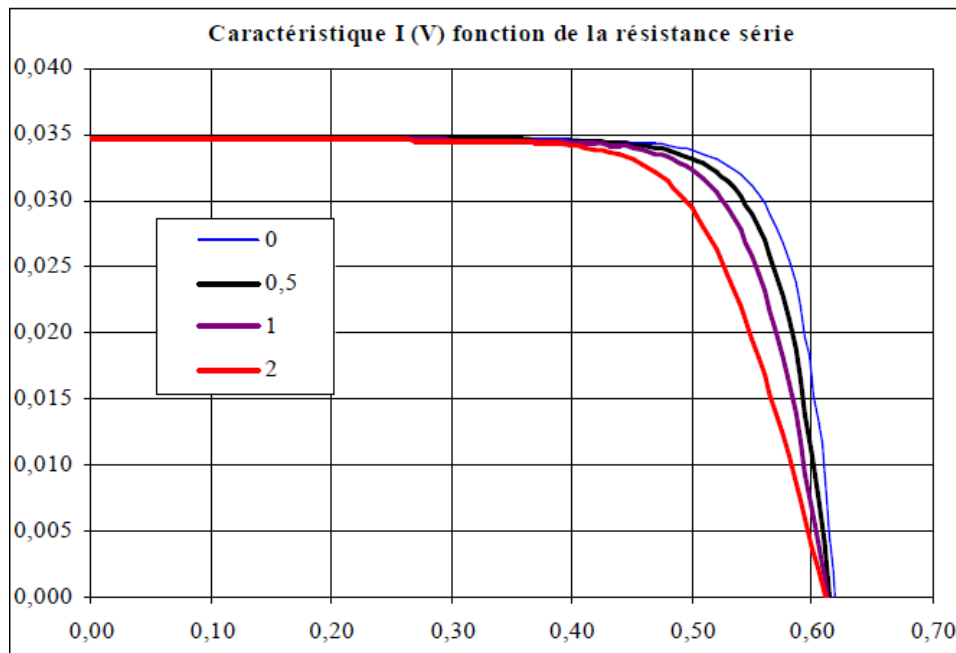


Figure II-21 : Effet de la résistance série (R_s variant de 0 à 2 ohm.cm^2) sur la pente de la caractéristique au voisinage du point de circuit ouvert.

II.13. Influence de la résistance shunt :

Il s'agit le plus souvent d'une conductance de fuite. C'est comme si l'on devait soustraire au photo-courant, outre le courant de diode, un courant supplémentaire proportionnel à la tension développée. La résistance shunt est en général très élevée.

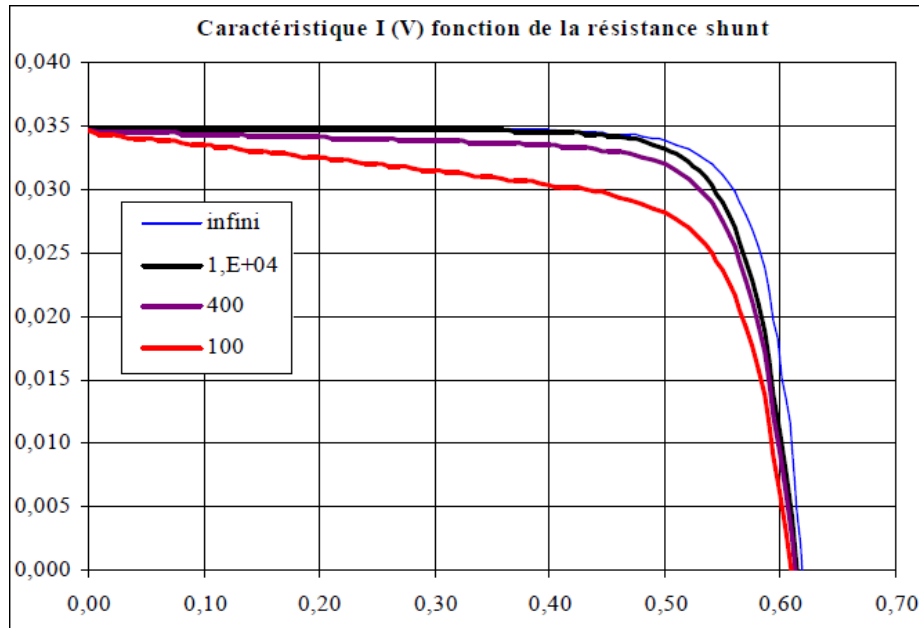


Figure II-22: Effet de résistance shunt (R_{sh} variant entre 100 ohm. cm^2 et l'infini) sur la pente de la caractéristique en court-circuit.

On peut constater une anomalie à la lecture de la caractéristique par la présence d'une légère pente au voisinage du point de courant de court-circuit. Une résistance shunt trop faible aura un impact sur la tension de circuit ouvert de la photopile : à cause de cela une photopile dont la résistance shunt est trop faible ne donnera plus de tension sous faible éclairage.

II.13. Association de cellules :

Dans la pratique, les cellules solaires ne sont pas utilisées seules, elles sont regroupées entre elles pour former un module photovoltaïque. Les modules sont regroupés à leur tour pour former un panneau solaire [11].

En général dans le module, les cellules sont groupées en série alors que dans le panneau les modules sont groupés en parallèle ou en série parallèle constituant ainsi une matrice. Les puissances demandées par les charges couramment utilisées nécessitent des tensions et des courants supérieurs à ceux que peuvent fournir les cellules élémentaires; d'où l'utilisation de groupements séries et/ou parallèles.

On peut grouper les cellules en série ou en parallèle selon les ensembles suivants:

- Le groupement série permet d'augmenter la tension de sortie. Dans ce cas, les cellules sont traversées par le même courant et la caractéristique du groupement est obtenue par l'addition des tensions. Pour un tel groupement, la tension de sortie V_s a pour expression générale :

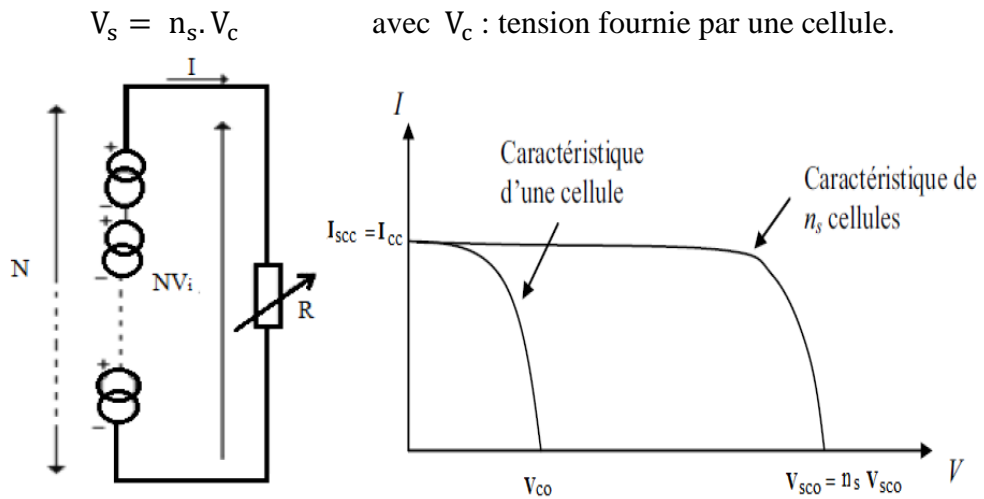


Figure II-23 : Caractéristique du groupement de cellules en série[1].

- Quant au groupement parallèle, il permet d'augmenter le courant de sortie. Pour un groupement de cellules en parallèle. Le courant de sortie I_s a pour expression générale :

$$I_s = n_p \cdot I \quad \text{avec } I : \text{courant fourni par une cellule.}$$

Pour ce groupement, la tension est commune à toutes les cellules.

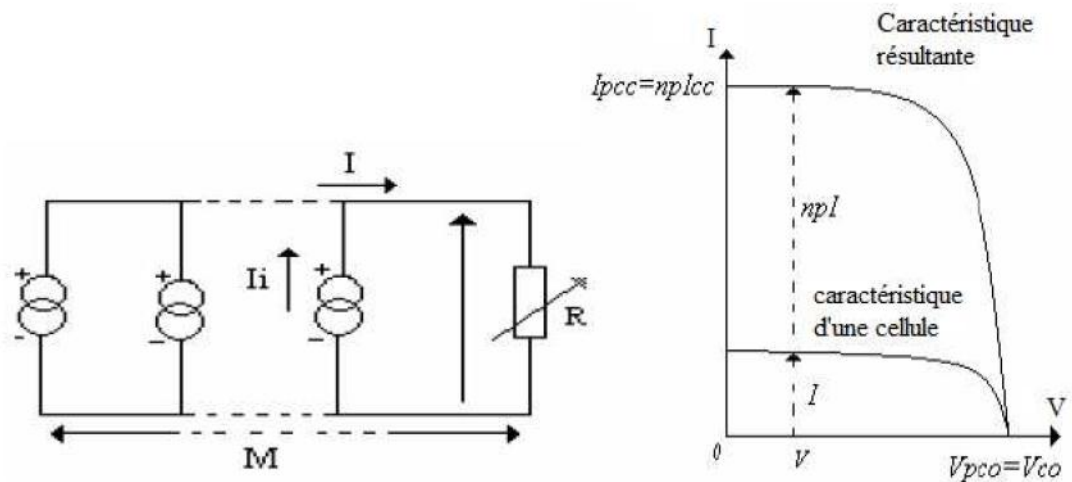


Figure II-24 : Caractéristique de groupement de cellules en parallèle [1].

Association de cellules mixtes (série/parallèle) :

On peut également grouper les cellules dans des panneaux selon les tensions et courants désirés qui dépendent des besoins d'utilisation. Cette branche de l'énergie solaire est un autre vaste domaine de spécialité.

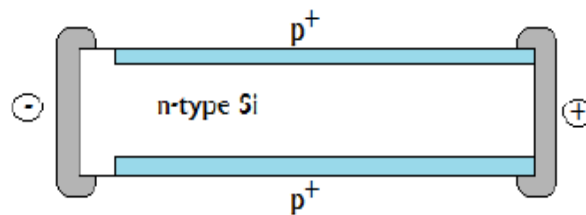
Chapitre III :
La cellule solaire bifaciale avec BSF.

III.1. Historique des cellules solaires bifaciales:

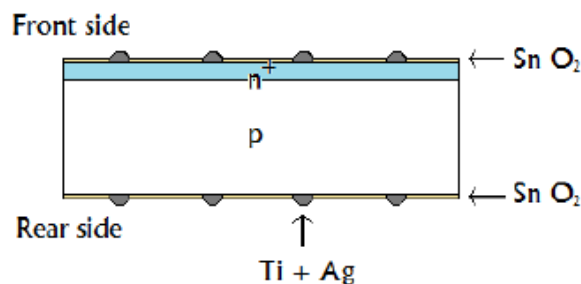
En 1977, deux groupes de recherche au Mexique et en Espagne ont présenté pour la première fois des travaux, à la première conférence européenne de l'énergie solaire photovoltaïque, sur les piles solaires bifaciales. À cette époque, ces dispositifs expérimentaux représentaient une efficacité de 7% [12].

Les cellules solaires bifaciales sont classées en trois types selon le nombre de jonctions qui forment ces structures [12] :

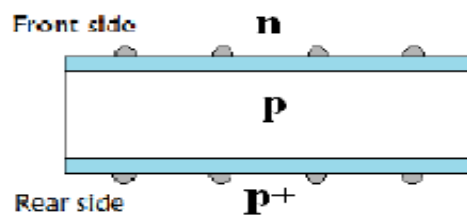
- Cellule solaire bifaciale à double jonction p/n.



- Cellule solaire bifaciale à une seule jonction avec une passivation diélectrique.



- Cellule solaire bifaciale à BSF formée par une hétérojonction ou une homo-jonction p/n en plus d'une homo- jonction p/p+ ou n/n+.



La première cellule BSF était en réalité une cellule bifaciale qui a été brevetée en Russie en 1970 puis en Allemagne et aux USA en 1975. A cette époque, les premiers résultats expérimentaux fait l'objet de publications tout en expliquant le rôle bienfaiteur du BSF.

Dans les années 1980-1984, les cellules BSF étaient utilisées pour des applications spatiales. Les résultats obtenus pour un dispositif de cellule BSF ont révélé dans la littérature une efficacité de 19,1% en arrière et 18,1% en avant. La cellule proposée était réalisée par incorporation de la texturation pyramidale avec un émetteur optimisé de phosphore. Plus

récemment, une technologie avancée a produit des efficacités avant et arrière de 20% et de plus de 17% respectivement [13].

III.2. Structure et principe de fonctionnement de la cellule bifaciale BSF :

III.2.1. Structure de la cellule solaire bifaciale BSF :

La structure de la cellule solaire bifaciale BSF est illustrée dans la figure III-1. Elle se compose de plusieurs couches, à savoir [14] :

- ✓ Un contact ohmique sur les deux faces avant et arrière sous forme de grille,
- ✓ Une couche texturisée à la face avant et à la face arrière généralement de forme pyramidale dont les dimensions sont supérieures à la longueur d'onde de la lumière incidente. Cette couche texturisée est formée par deux sous couches :
 - ✓
 - Une couche de passivation pour l'amélioration de la qualité électronique de la surface. Elle est généralement réalisée à base d'oxyde de silicium (SiO_2) ou de nitrure de silicium hydrogéné ($\text{SiN}_x : \text{H}$) et Al_2O_3 [14].
 - Une couche antireflet pour minimiser la réflexion de la lumière à la surface texturisée.
- ✓ L'émetteur de type N : est formée par diffusion du phosphore,
- ✓ Une zone de charge d'espace (ZCE) qui se forme entre l'émetteur et la base,
- ✓ La base de type P : est formée par diffusion du bore,
- ✓ Une couche fortement dopée P^+ , formée par les mêmes procédés que ceux de la jonction N^+/P , permettant la création d'un champ électrique arrière appelé BSF (Back Surface Field).

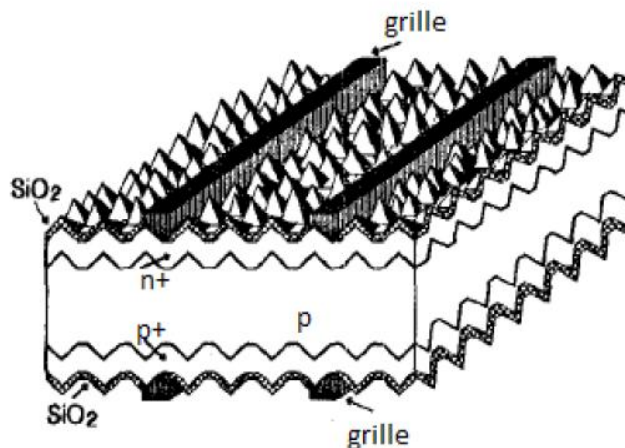


Figure III-1: Représentation schématique de la structure d'une cellule solaire bifaciale avec BSF.

III.2.1. principe de fonctionnement de la cellule solaire bifaciale BSF :

Le principe de fonctionnement de la cellule solaire bifaciale BSF est pareil que celui de la cellule solaire conventionnelle. Cependant, la cellule bifaciale collecte la lumière par ses deux faces avant et arrière. Ainsi, le courant photo-généré total est constitué par la somme des deux courants photo-générés, qui sont dus à l'éclairement de la cellule par la face avant et par la face arrière [15].

La cellule solaire BSF est constituée essentiellement de quatre régions : l'émetteur, la zone de charge d'espace (ZCE), la base et la région fortement dopée au voisinage du contact ohmique arrière (qui doit être de même type de dopage que la base). Cette structure contient une autre jonction entre la base et la région sur-dopée par rapport à la cellule solaire conventionnelle.

La structure BSF entraîne deux conséquences importantes à savoir la création d'une petite barrière supplémentaire d'énergie et le confinement des porteurs minoritaires dans la base. Ainsi, 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 de recombinaison à la surface du contact ohmique arrière [15].

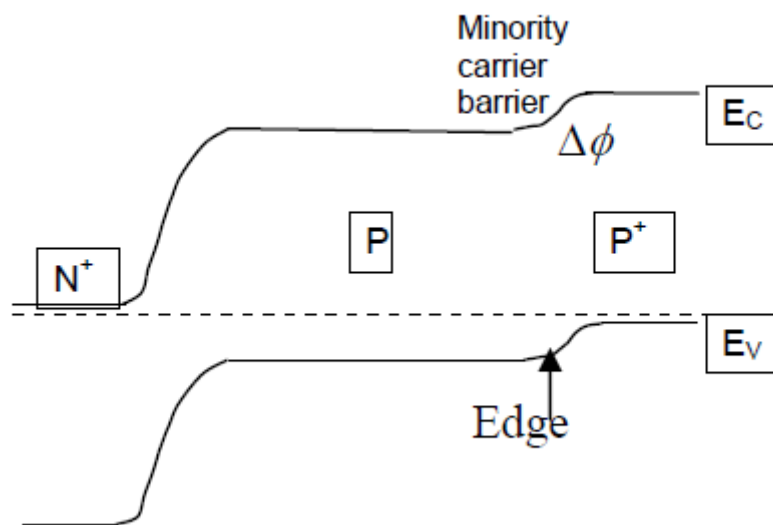


Figure III-2 : Représentation schématique du diagramme d'énergie d'une cellule avec BSF.

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire bifaciale est illustré par la figure suivante :

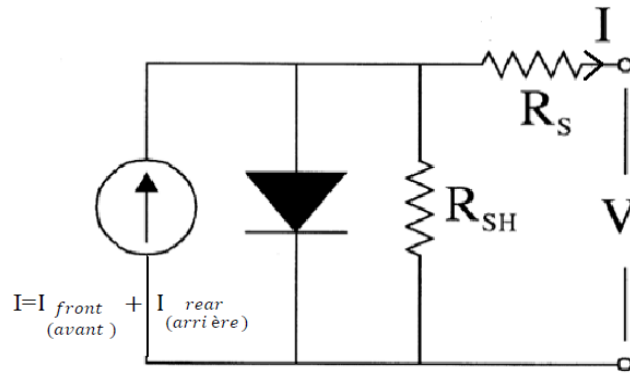


Figure III-3: Le circuit électrique équivalent d'une cellule solaire bifaciale.

III.3.Caractéristiques de la cellule solaire bifaciale BSF :

La cellule solaire bifaciale est caractérisée par les paramètres suivants :

- **Le courant de court-circuit J_{cc} :**

C'est le courant obtenu en court-circuitant les bornes de la cellule solaire bifaciale. Il est égal à la somme du courant photo-généré dû à l'absorption du rayonnement par les faces avant et arrière [15]. Il est donné par la relation suivante :

$$J_{cc} = J_{ph} = J_{ph1} + J_{ph2} \quad (\text{III-1})$$

Où :

$J_{ph1} = J_{cc,front}$: Le photo-courant produit par la cellule solaire bifaciale éclairée par sa face avant,

$J_{ph2} = J_{cc,rear}$: Le photo-courant produit par la cellule solaire bifaciale éclairée par sa face arrière,

- **La tension de circuit ouvert :**

C'est la tension pour laquelle la cellule bifaciale ne fournit aucun courant. On peut calculer la tension de circuit ouvert ($V_{co.bif}$) de la solaire cellule bifaciale à partir de son circuit électrique équivalent sur la figure précédente :

$$V_{co.bif} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{ph}}{J_s} + 1 \right) \quad (\text{III-2})$$

Avec : J_s est le courant de saturation de la diode.

○ **Le facteur de forme :**

Il définit l'efficacité de la cellule solaire. C'est le rapport entre la puissance maximale débitée et la puissance idéale. Cependant, il est défini pour chacune des deux faces éclairées et ils sont obtenus comme suit :

- Pour l'éclairage de la cellule solaire bifaciale BSF éclairée par sa face avant seulement, le facteur de forme est obtenu à partir de l'équation suivante :

$$FF = \frac{J_{M.front} \times V_{M.front}}{I_{cc.front} \times V_{co.front}} \quad (III-3)$$

Avec:

$I_{cc.front}$ et $V_{co.front}$: respectivement le courant de court circuit et la tension de circuit ouvert de la face avant.

- Par analogie, on peut déterminer le facteur de forme pour l'éclairage de la cellule solaire bifaciale BSF par la face arrière seulement, il est obtenu à partir de l'équation suivante:

$$FF = \frac{J_{M.rear} \times V_{M.rear}}{I_{cc.rear} \times V_{co.rear}} \quad (III-4)$$

Avec:

$I_{cc.rear}$, $V_{co.rear}$: respectivement le courant de court circuit et la tension de circuit ouvert de la face arrière.

○ **Le rendement de conversion de l'énergie η :**

Dans ce cas, nous définissons comme pour le facteur de forme, deux rendements, celui des faces avant et arrière qui rappelons-le, ce sont les rapports entre les puissances maximales générées (séparément sur les faces avant et arrière) et la puissance du rayonnement solaire incident sur la surface l'illuminée qui est dans le cas des normes STC, celui de AM1.5 [16].

Pour l'illumination de la cellule solaire bifaciale par la face avant, le rendement de conversion η_{front} est calculé par la relation suivante:

$$\eta_{\text{front}} = \frac{J_{\text{M.front}} \times V_{\text{M.front}}}{P_{\text{inc.front}}} \quad (\text{III-5})$$

Où :

$P_{\text{inc.front}}$: La puissance du rayonnement solaire incident sur la face avant de la cellule solaire bifaciale.

De façon analogue, on peut calculer le rendement de conversion η_{rear} pour l'illumination de la cellule solaire bifaciale par sa face arrière, comme suit :

$$\eta_{\text{rear}} = \frac{J_{\text{M.rear}} \times V_{\text{M.rear}}}{P_{\text{inc.rear}}} \quad (\text{III-6})$$

Avec :

$P_{\text{inc.rear}}$: La puissance du rayonnement solaire incident sur la face avant de la cellule solaire bifaciale.

○ **La puissance délivrée par la cellule bifaciale :**

La puissance totale générée par la cellule solaire bifaciale est égale à la somme des deux puissances produites, c'est-à-dire les puissances fournies par l'éclairage des faces avant et arrière.

- Pour l'illumination de la cellule solaire bifaciale par sa face avant, la puissance maximale est calculée par la relation suivante:

$$P_{\text{M.front}} = J_{\text{M.front}} \times V_{\text{M.front}} \quad (\text{III-7})$$

$P_{\text{M.front}}$: la puissance maximale délivrée par la cellule bifaciale éclairée par le front.

- Pour l'illumination de la cellule solaire bifaciale par sa face arrière, la puissance maximale est calculée par la relation suivante :

$$P_{\text{M.rear}} = J_{\text{M.rear}} \times V_{\text{M.raer}} \quad (\text{III-8})$$

Avec :

$P_{\text{M.rear}}$: la puissance maximale délivrée par la cellule bifaciale éclairée par sa face arrière .

Ainsi, la puissance maximale totale générée par la cellule bifaciale BSF, illuminée par ses deux faces avant et arrière (P_{tot}) est déterminée de la manière suivante :

$$P_{M.tot} = P_{M.front} + P_{M.rear} \quad (III-9)$$

III.4. Modélisation de la cellule solaire bifaciale BSF éclairée par sa face avant :

Pour modéliser la cellule solaire bifaciale, pour simplifier, on utilise le modèle à une dimension basé sur quatre régions : la zone N^+ (l'émetteur), la zone de charge d'espace (ZCE), la zone P (la base), une zone de charge d'espace due au gradient de concentration (entre P et P^+) et la zone fortement dopée (P^+) [17].

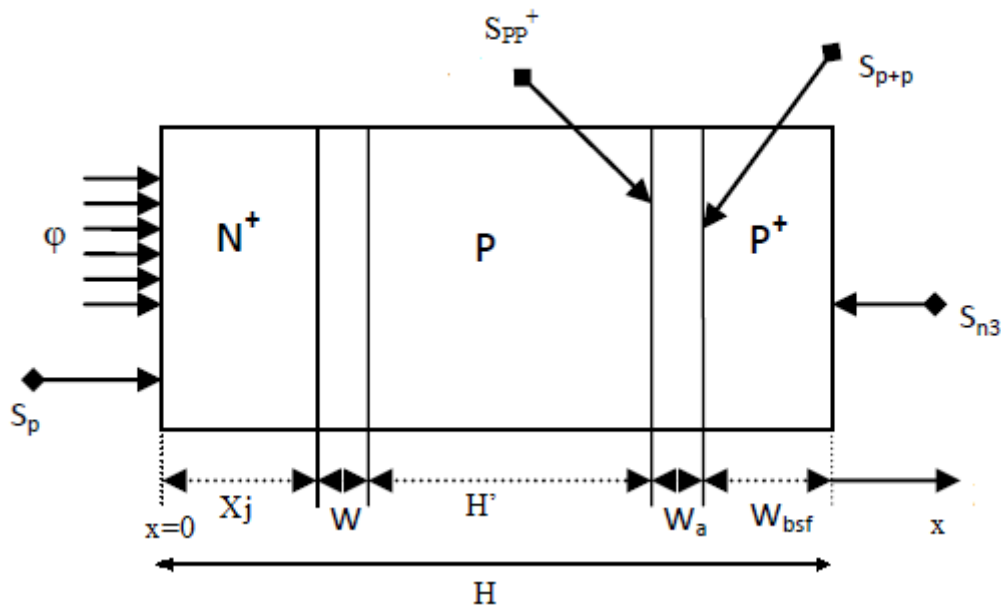


Figure III-4 : Représentation schématique d'un modèle d'une cellule solaire bifaciale à 1 dimension.

III.4.1. Le Photo-courant généré par une cellule solaire bifaciale BSF :

Lorsqu'une lumière de longueur d'onde λ tombe perpendiculairement à la surface de la cellule par sa face N^+ en premier et si on admet que le dopage est uniforme, le champ électrique est considéré comme nul le long des régions neutres (hors de la zone de charge d'espace à proximité) et un photo-courant se produit dans chaque zone de la cellule bifaciale engendré par l'absorption des photons. La densité totale du photo-courant produit par la cellule

bifaciale J_{ph} est égale à la somme des photo-courants générés dans chaque région de la cellule :

$$J_{ph} = J_{N^+} + J_{ZCE} + J_P + J_{Wa} + J_{BSF} \quad (\text{III-10})$$

Avec :

J_{N^+} : Le photo-courant généré par l'émetteur (N^+),

J_{ZCE} : Le photo-courant généré dans la ZCE,

J_P : Le photo-courant généré dans la base (P),

J_{Wa} : Le photo-courant généré dans la zone de déplétion entre la base (P) et la zone fortement dopée (P^+),

J_{BSF} : Le photo-courant généré dans la zone de BSF (P^+).

❖ Le photo-courant dans la région quasi-neutre N^+ :

Pour la région de l'émetteur, la combinaison des équations de continuité et de la densité des trous (II-30 et II-34) dans cette zone permet d'obtenir l'équation différentielle suivante :

$$D_p \frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} + \alpha \Phi (1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} = 0 \quad (\text{III-11}) ;$$

$$\Delta p_n = p_n - p_{n0}$$

Avec :

α : Le coefficient d'absorption de la lumière dans le semi-conducteur,

Φ : Le flux de photons incident sur la surface de la cellule,

R : Le coefficient de réflexion en surface,

τ_p : Durée de vie des trous dans l'émetteur,

p_n : La densité des porteurs minoritaires dans l'émetteur en excitation,

p_{n0} : La densité des porteurs minoritaires à l'équilibre.

La solution générale de l'équation (III-11) est obtenue par la relation :

$$\Delta p_n = A \cosh\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_p}\right) - \frac{\alpha \Phi (1-R) \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \exp(-\alpha x) \quad (\text{III-12})$$

A et B sont des constantes qui sont déterminés par les deux conditions aux limites de l'émetteur sont :

- En $x = 0$: $D_p \frac{d\Delta p_n}{dx} = S_p \Delta p_n$
- Pour $x = x_j$: $\Delta p_n \approx 0$

En $x = x_j$, $\Delta p_n = 0$ car les photo-trous qui atteignent ce point sont propulsés par le champ électrique à travers la zone de charge d'espace. La durée de vie des trous en ce point est pratiquement nulle, non pas parce qu'ils se recombinent mais parce qu'ils sont évacués.

En utilisant ces conditions aux limites dans l'équation (III-12), on détermine ainsi la densité des trous dans cette région :

$$\Delta p_n = \left[\frac{\alpha \Phi (1-R) \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) \sinh\left(\frac{x_j - x}{L_p}\right) + e^{-\alpha x_j} \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{x}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{x}{L_p}\right) \right)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{x_j}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{x_j}{L_p}\right)} \right] \quad (\text{III-13})$$

Avec :

L_p : La longueur de diffusion des trous dans l'émetteur,

D_p : Le coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur,

S_p : La vitesse de recombinaison des trous dans l'émetteur.

La densité du photo-courant des trous générés dans la zone avant de la jonction, à la limite de la ZCE est exprimée par :

$$J_{N^+} = -q D_p \left(\frac{d\Delta p_n}{dx} \right)_{x_j} = \left[\frac{q \Phi (1-R) \alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \times \left[\frac{\left(\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) - e^{-\alpha x_j} \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x_j}{L_p} + \sinh \frac{x_j}{L_p} \right) \right)}{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x_j}{L_p} + \cosh \frac{x_j}{L_p} \right)} - \alpha L_p e^{-\alpha x_j} \right] \quad (\text{III-14})$$

❖ Le photo-courant dans la zone de charge d'espace (N⁺/P):

La génération du photo-courant a lieu également dans la région de charge d'espace.

Etant donné que le champ électrique existe dans cette région, il se trouve que les porteurs excédentaires générés sont drainés hors de la zone de déplétion avant qu'ils ne puissent se

recombiner. Ainsi, on peut dire que la densité du photo-courant ne dépend que du nombre de photons absorbés. Le photo-courant généré dans cette zone est exprimé par :

$$J_{ZCE} = q\Phi(1 - R)e^{-\alpha x_j}[1 - e^{-\alpha w}] \quad (\text{III-15})$$

Où w est la largeur de la ZCE entre l'émetteur N et la base P, elle est donnée par l'approximation dans notre cas ($N_d \gg N_a$):

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_a} kT \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)}$$

❖ Le photo-courant généré dans la région quasi-neutre P :

Pour la région de la base, la combinaison des équations de continuité et de la densité des électrons (II-30 et II-34) dans cette zone permet d'obtenir l'expression suivante :

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} + \alpha \Phi(1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} = 0 \quad (\text{III-16}) ;$$

$$\Delta n_p = n_p - n_{p0}$$

Avec :

- τ_n : Durée de vie des trous dans la base,
- n_p : La densité des porteurs minoritaires de la base excitée,
- n_{p0} : La densité des porteurs minoritaires à l'équilibre.

La solution générale de l'équation (III-16) est obtenue par la relation :

$$\Delta n_p = A \cosh\left(\frac{x}{L_n}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_n}\right) - \frac{\alpha \Phi(1-R)\tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp(-\alpha x) \quad (\text{III-17})$$

A et B sont des constantes qui sont déterminées par les deux conditions aux limites ci-dessous :

- Pour $x = w + x_j$: $\Delta n_p \approx 0$
- Pour $x = x_j + w + H'$: $D_n \frac{d\Delta n_p}{dx} = -S_{pp+} \Delta n_p$

Où S_{pp+} est la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires à la limite de la ZCE créée entre la base et le BSF (P/P+), elle est donnée par la relation suivante [17]:

$$S_{pp^+} = \frac{N_a D_{bsf}}{N_{bsf} L_{bsf}} \frac{\frac{S_{n3} L_{bsf} + \text{th}\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right)}{D_{bsf}}}{1 + \frac{S_{n3} L_{bsf} \text{th}\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right)}{D_{bsf}}} \quad (\text{III-18})$$

Avec :

W_{bsf} : Est la largeur de la région fortement dopée (P^+),

L_{bsf} : Est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le BSF ,

D_{bsf} : Est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans le BSF,

S_{n3} : Est la vitesse de recombinaison des porteurs à $x = H$,

H' : Est la largeur de la base,

L_n : La longueur de diffusion des électrons dans la base,

D_n : Le coefficient de diffusion des électrons dans la base.

En utilisant ces conditions aux limites dans l'équation (III-17), on peut déterminer la densité des trous dans cette région :

$$\Delta n_p = \frac{\alpha \Phi (1 - R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \left[\cosh\left(\frac{x - x_j - w}{L_n}\right) - e^{-\alpha(x_j + w)} \right. \\ \left. - \frac{\left(\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n}\right) \left[\cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) - e^{-\alpha H'} \right] + \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \alpha L_n e^{-\alpha H}}{\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \quad (\text{III-19})$$

La densité du photo-courant des trous générés dans la base de la jonction (N/P), à la limite de la ZCE ($x = x_j + w$) est exprimée par :

$$J_P = q D_n \left(\frac{d\Delta n_p}{dx} \right)_{x_j + w} \\ = \frac{q \Phi (1 - R) \alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \\ \times \left[\frac{\alpha L_n - \frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) - e^{-\alpha H'} + \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \alpha L_n e^{-\alpha H}}{\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \quad (\text{III-20})$$

❖ **Le photo-courant dans la zone de charge d'espace (P/P⁺) :**

La contribution du photo-courant généré dans la ZCE (p/p⁺) est donnée par [18] :

$$J_{wa} = \alpha\Phi(1 - R)e^{-\alpha(x_j+w+H')}(1 - e^{-\alpha w_a})\operatorname{sech}\left(\frac{H'}{L_n}\right) \quad (\text{III-21})$$

Avec :

$$\operatorname{sech}(x) = \frac{1}{\cosh(x)} = \frac{2}{e^x + e^{-x}}$$

❖ **Le photo-courant dans la région fortement dopée P⁺ :**

Pour la région de BSF, la combinaison des équations de continuité et de la densité des électrons (II-30 et II-34) dans cette zone permet d'obtenir l'expression suivante [17] :

$$D_{bsf} \frac{d^2 \Delta n_{bsf}}{dx^2} - \frac{\Delta n_{bsf}}{\tau_{bsf}} - \alpha\Phi(1 - R) \exp(-\alpha x) = 0 \quad (\text{III-22})$$

La solution générale de l'équation (III-16) est obtenue par la relation :

$$\Delta n_{bsf} = A \cosh\left(\frac{x}{L_{nbsf}}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_{nbsf}}\right) - \frac{\alpha\Phi(1-R)\tau_n}{\alpha^2 L_{nbsf}^2 - 1} \exp(-\alpha x) \quad (\text{III-23})$$

A et B sont des constantes à déterminer par les deux conditions aux limites qui suivent :

- Pour $x = H$: $D_{bsf} \frac{d\Delta n_{bsf}}{dx} = -S_{n3} \Delta n_{bsf}$
- Pour $x = H - W_{bsf} = x_j + w + H' + w_a$: $D_{bsf} \frac{d\Delta n_{bsf}}{dx} = S_{p+p} \Delta n_{bsf}$

Où :

$$S_{p+p} = \frac{N_{bsf}}{N_a} \frac{D_n}{L_n} \coth\left(\frac{H'}{L_n}\right)$$

Le photo-courant relative à la région fortement dopée P⁺ est donnée par la relation [17]:

$$J_{P^+} = qD_{bsf} \left. \frac{d\Delta n_{bsf}}{dx} \right|_{x=H-W_{bsf}} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{H'}{L_n}\right) \quad (\text{III-24})$$

Le calcul de ce courant demande la résolution exacte de Δn_{bsf} pour les deux conditions aux limites.

Nous avons cherché la solution dans la littérature mais en vain, en perspective, ces calculs sont à poursuivre ultérieurement. Pour les résultats, nous nous sommes contentés de quelques données de la littérature que nous les présentons plus loin.

III.5. Modélisation électrique de la cellule solaire bifaciale BSF éclairée par sa face arrière :

Pour modéliser électriquement la cellule solaire bifaciale (N^+/PP^+), quand celle-ci est illuminée par sa face arrière, on utilise toujours le modèle présenté par la figure III-4. Le courant de court-circuit, la vitesse de recombinaison effective à la face arrière et le rendement quantique interne (I.Q.E) sont calculés en prenant en considération la génération dans la couche P^+ [15].

III.5.1. Le rendement quantique interne (I.Q.E) :

Le rendement quantique interne de la cellule solaire bifaciale, quand elle est illuminée par sa face arrière, est donnée par la relation suivante [19]:

$$IQE(\lambda) = \frac{\alpha L_{bsf}}{(\alpha^2 L_{bsf}^2 - 1) \left(\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) \right)} \left[\frac{\alpha L_{bsf} + \frac{S_{n3} L_{bsf}}{D_{bsf}}}{\left(\frac{S_{n3} L_{bsf}}{D_{bsf}} \right) \sinh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right) + \cosh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right)} \right] \\ - \left[\alpha L_{bsf} + \frac{\sinh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right) + \frac{S_n L_{bsf}}{D_{bsf}} \cosh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right)}{\left(\frac{S_{n3} L_{bsf}}{D_{bsf}} \right) \sinh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right) + \cosh\left(\frac{W_{bsf}}{L_{bsf}}\right)} \right] e^{-\alpha W_{bsf}} + \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \\ \times \left[\frac{\alpha L_n + \frac{S_{pp^+} L_n}{D_n}}{\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \alpha L_n \\ + \left[\frac{\sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)}{\frac{S_{pp^+} L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] e^{-\alpha H'} \left. \right] e^{-\alpha W_{bsf}}$$

Le photo-courant correspondant est extrait à partir de cette expression par la relation les liant :

$$IQE(\lambda) = \frac{J_{ph}}{q\Phi(\lambda)(1 - R(\lambda))}$$

III.5.2. Le courant de court-circuit J_{cc}

La densité du courant de court-circuit J_{cc} de la cellule solaire bifaciale, illuminée par sa face arrière, est donnée par la relation suivante [19]:

$$J_{cc} = q \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_g} \Phi(\lambda) \cdot [1 - R(\lambda)] \cdot R_s(\lambda) \cdot d\lambda$$

Avec :

$\Phi(\lambda)$: Le flux de photons incidents pour chaque longueur d'onde,

R_s : La réponse spectrale à chaque longueur d'onde.

III.6. Procédés standards de réalisation d'une cellule photovoltaïque bifaciale avec un BSF:

Les principales étapes technologiques du procédé de réalisation de la photopile bifaciale BSF sont les suivantes [14] :

a. Traitement de la surface des plaquettes et texturation.

En général, les plaquettes de silicium utilisées pour la fabrication des photopiles sont de type P (dopées au bore). Le traitement de la surface est fait pour l'amincissement de la plaquette et la croissance des micro-pyramides sur la surface. La texturation de la surface du silicium se fait par attaque chimique basique (KOH, NaOH). Le but étant de piéger le rayon incident dans la structure de la cellule.

b. Formation de la jonction N^+/P ou de la structure N^+P/P^+ :

C'est l'étape la plus importante dans la technologie de fabrication des photopiles au silicium cristallin. Les procédés technologiques utilisés pour la formation de la jonction sont : la sérigraphie, la pulvérisation chimique et la technique de rotation (spin-on).

c. Isolation de la jonction parasite (PP^+) :

Cette étape a une incidence directe sur les performances électriques du dispositif. Pour éviter la formation d'une jonction parasite, il faut protéger la face arrière de la plaquette par une épaisse couche d'oxyde.

d. Passivation de la surface et des joints de grains :

Cette opération est utilisée couramment pour améliorer la qualité électronique du matériau, en diminuant la vitesse de recombinaison des porteurs de charges à la surface causée par les liaisons pendantes.

e. Métallisation : dépôt de la grille collectrice de la face avant et du contact de base de la face arrière :

Dans la technologie de réalisation des cellules solaires, la métallisation est l'étape principale après celle de la formation de la jonction. Elle permet d'établir la liaison entre la structure et le circuit extérieur lors de l'assemblage des photopiles dans un cadre rigide (ou encapsulation).

e.1. Dépôt de la grille collectrice :

Les configurations des grilles collectrices sont définies à partir de plusieurs paramètres tel que la surface active (<10%) et une faible résistance de contact pour limiter les pertes par effet joule, tout en diminuant la consommation de matière. Son dépôt, peut être effectué, par l'alliage Ti/Pd/Ag. La sérigraphie est souvent utilisée pour cette étape.

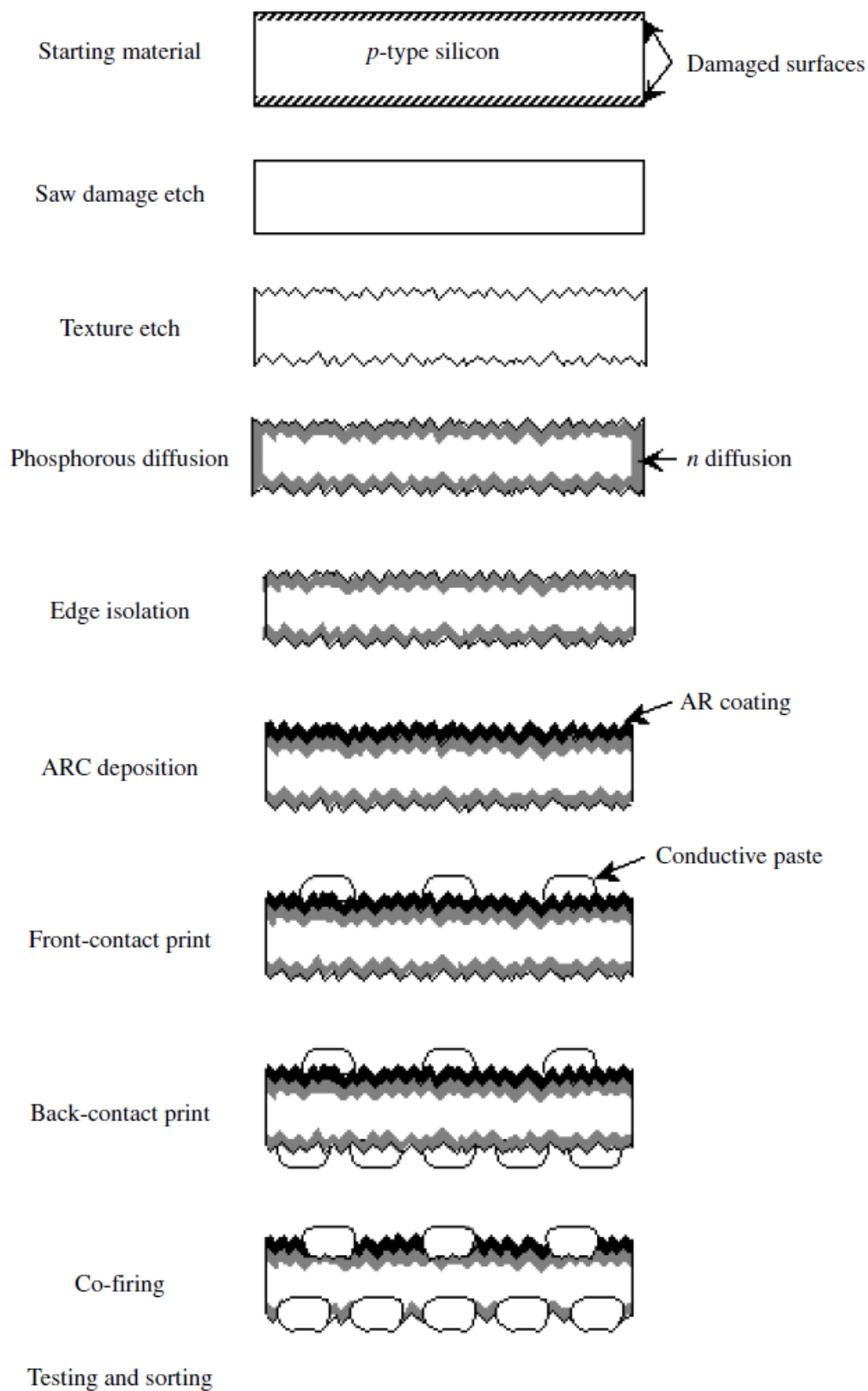
e.2. Dépôt du contact arrière :

le procédé retenu, pour son dépôt, es celui de grille collectrice. Il présente moins de difficultés que celles rencontrées pour le dépôt de la grille collectrice. Il consiste à couvrir toute la surface jusqu'à 2 mm du bord de la plaquette.

f. Dépôt de la couche antireflet (CAR) :

La forte réflectivité à la surface des cellules est due à la grande discontinuité dans l'indice de réfraction qui existe au niveau de l'interface air-cellule. Le rayonnement solaire incident perd une quantité relativement importante de son énergie par réflexion en surface. Afin de diminuer la réflectivité, l'utilisation d'une couche antireflet (CAR) s'est imposée.

Dans une cellule solaire, le but est de capter la plus grande partie des photons utiles du spectre solaire, en minimisant la réflexion à la surface de la plaquette par un traitement chimique appelé texturation. Dans le cas du silicium, on peut déposer une couche d'oxyde avec un indice de réflexion nc adapté à celui du silicium pour la longueur d'onde à laquelle on désire obtenir une réflexion minimale (λ_0). Les oxydes déposés sur le silicium cristallin possèdent des indices de réfraction compris entre 1,5 et 2,3. Pour illustration, les oxydes les plus adaptés sont : SiO ($n=1,9$), SiO₂ ($n=1,9$), Ta₂O₅ ($n=2,1$), TiO₂ ($n=2,3$). SiN($n=2,03$).



A typical processing sequence with schematic illustrations of the resulting structures

Figure III-4 : Procédés de fabrication type d'une cellule solaire bifaciale avec BSF.

Chapitre IV :

Résultats de la modélisation de la cellule solaire simple et de la cellule solaire bifaciale avec BSF.

La modélisation est souvent utilisée pour l'optimisation des cellules solaires, elle présente des avantages tels que : elle permet de ne pas fabriquer plusieurs prototypes de cellules, elle est indépendante de la technologie utilisée et permet de varier largement les différents paramètres optimaux.

IV.1. Paramètre de simulation de la cellule:

Les valeurs que nous avons utilisées pour le calcul par EXCEL de Microsoft sont représentées dans le tableau (IV-1) pour une homo-jonction PN simple présentée dans la figure (IV-1) :

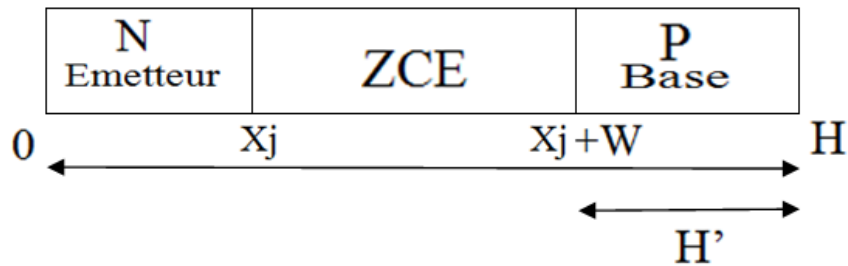


Figure IV-1 : Schéma équivalent d'une cellule solaire simple à une dimension.

Paramètre	Valeur
w (épaisseur de la ZCF)	0,05 μm
H' (épaisseur de la base)	200 μm
X _j (épaisseur de l'émetteur)	0,20 μm
S _n (vitesse de recombinaison des électrons dans la base)	10 ⁷ cm/s
S _p (vitesse de recombinaison des trous dans l'émetteur)	10 ³ cm/s
L _n (longueur de diffusion des électrons dans la base)	60 μm
L _p (longueur de diffusion des trous dans le front)	1 μm
D _n (coefficient de diffusion des électrons dans la base)	7,5 cm ² /s
D _p (coefficient de diffusion des trous dans le front)	1,25 cm ² /s

Tableau IV-1 : Différents paramètres de simulation d'une cellule simple.

IV.2. Le spectre solaire :

À partir du spectre AM1.5, on a reporté sur une feuille Excel la variation de l'irradiance de ce spectre solaire en fonction de la longueur d'onde (λ) correspondante ainsi que son énergie équivalente.

λ (μm)	Energie (eV)	MI:Irrad.AM1.5 ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$)
0,200	6,20318352	1,9535E-134
0,250	4,96254682	9,16335E-59
0,290	4,2780576	7,39845E-09
0,295	4,20554815	0,325157149
0,300	4,13545568	0,368879782
0,305	4,06766132	1,236315901
0,310	4,00205388	4,034815802
0,315	3,93852922	12,77606937
0,320	3,8769897	100,7372295
0,325	3,8173437	143,0105193
0,330	3,75950516	187,6857371
0,335	3,70339315	231,4500815
0,340	3,64893148	277,7539938
0,345	3,59604842	296,4577804
0,350	3,5446763	324,9893546
0,355	3,49475128	345,2065229

Tableau IV-2 : Partie de la feuille de calcul de l'irradiance en fonction de la longueur d'onde et de l'énergie.

Ensuite, on a tracé ce spectre en fonction de la longueur d'onde par rapport au spectre hors atmosphère AM0, comme il est indiqué sur la figure qui suit :

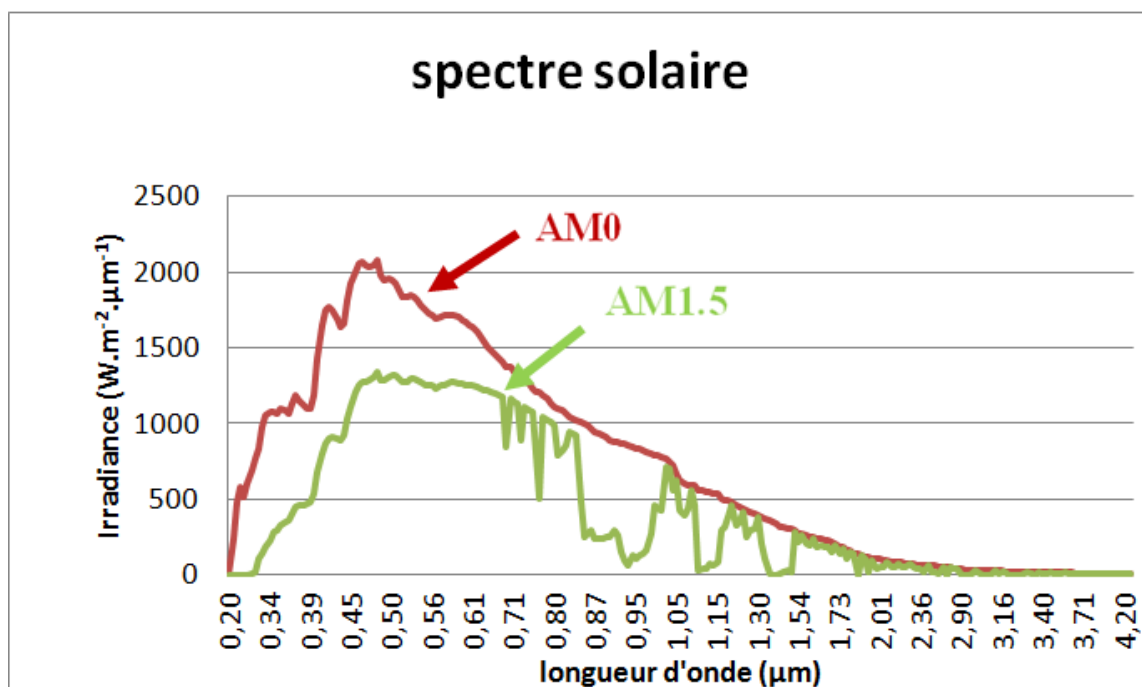


Figure IV-2 : Représentation graphique des spectres AM0 et AM1.5.

IV.3. La constante solaire :

Nous avons utilisé la méthode des trapèzes pour le calcul de la surface sous le spectre solaire AM1.5 pour déterminer sa constante solaire qui exprime la puissance totale reçue par unité de surface :

On la définit donc par:

$$\text{La constante solaire} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} M_{\lambda} \cdot d\lambda \quad \text{du spectre considéré.}$$

Où : M_{λ} représente l'irradiation.

Les calculs ont donné :

Spectre solaire	Constante solaire (W.m ⁻²) (Irradiance)
AM0	1353
AM1.5	814

Tableau IV-3 : La constante solaire des spectres AM0 et AM1.5.

Nous avons aussi calculé le pourcentage des spectres AM0 et AM1.5 dans l'Ultra-violet (UV), dans le visible et dans l'Infrarouge (IR) comme il est indiqué sur le tableau qui suit :

Spectre solaire	UV (%) (0,2- 0,4 μm)	Visible (%) (0,4-0,8 μm)	IR (%) (0,8-2 μm)
AM0	9,43	47,30	43,27
AM1.5	3,61	56,50	39,89

Tableau IV-4 : Pourcentage des spectres AM0 et AM 1.5.

Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature.

IV.4. Le flux de photons incidents:

Les spectres de l'irradiance M_{λ} contiennent une information supplémentaire: c'est le flux de photons incidents $\Phi(\lambda)$ pour chaque longueur d'onde donnée dans la tranche d'épaisseur $d\lambda$ par :

$$\Phi(\lambda) = M_{\lambda} \cdot (\lambda/hc) \cdot d\lambda$$

Le flux des photons correspondant au spectre AM1.5 est représenté dans la figure qui suit :

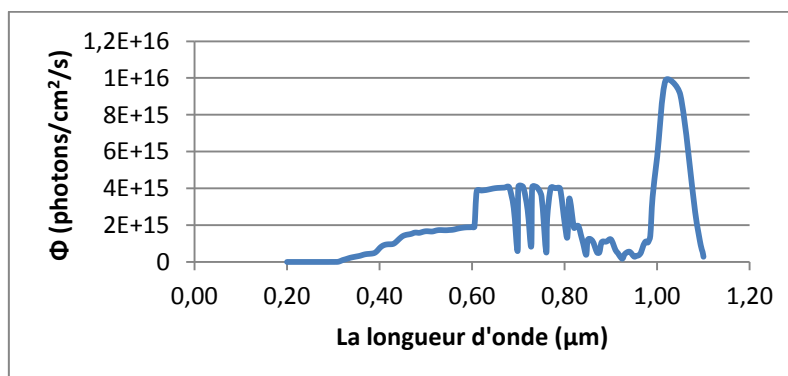


Figure IV-3 : Le flux de photons pour chaque longueur d'onde.

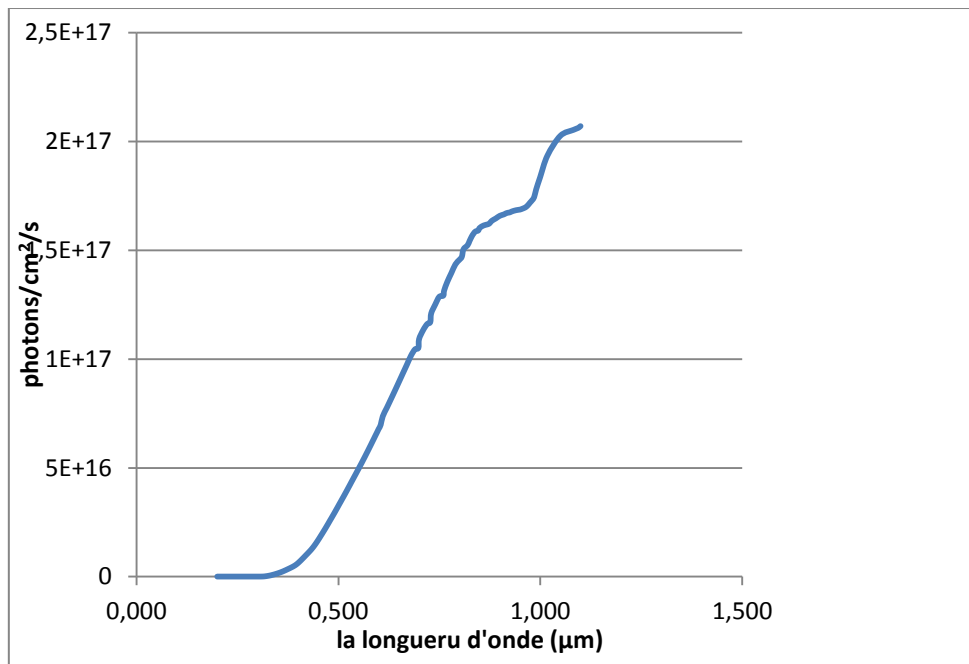


Figure IV-4 : Le flux de photons cumulé pour chaque longueur d'onde.

IV.5. Le coefficient d'absorption :

Ensuite, Nous avons calculé le coefficient d'absorption en utilisant la relation qui est fonction du coefficient d'extinction k et que nous reporté dans le tableau suivant.

λ (μm)	k Si	α Si (cm^{-1})
0,200	3,000	1884955,59
0,250	3,632	1825642,32
0,290	5,230	2266063,28
0,295	4,639	1976115,03
0,300	4,145	1736253,54
0,305	3,798	1564822,15
0,310	3,587	1454050,69
0,315	3,408	1359362,15
0,320	3,293	1292961,73
0,325	3,197	1235950,88
0,330	3,128	1191139,61
0,335	3,058	1147103,32
0,340	3,014	1113971,8
0,345	2,985	1087264,24
0,350	2,989	1073168,05
0,355	3,020	1069026,46
0,360	2,982	1040914,37
0,365	2,705	931288,562

Tableau IV-5 : Feuille de calcul du coefficient d'absorption.

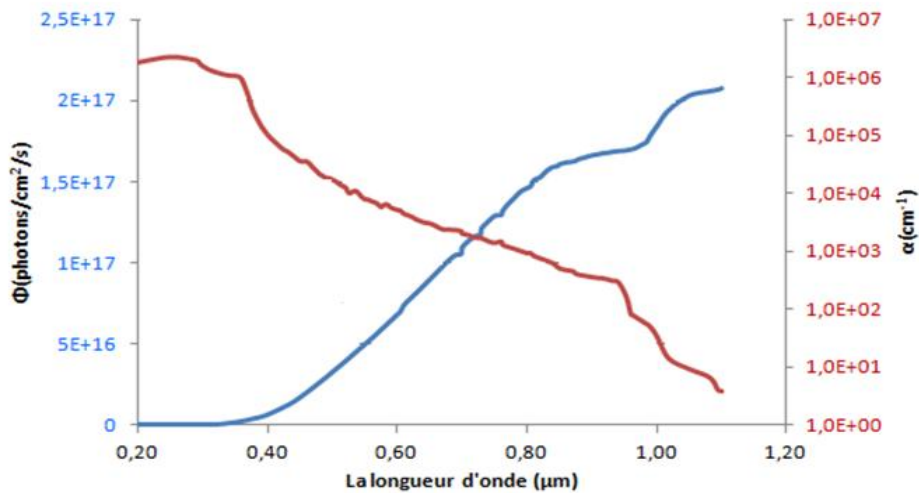


Figure IV-5: Le coefficient d'absorption de Silicium et la répartition du nombre de photons cumulés à chaque longueur d'onde du photon.

Selon les calculs effectués à partir de la courbe, ils indiquent que 81% de photons se trouvant entre 0,3 et 0,95µm.

IV.6. La densité de courant idéale :

Dans le modèle idéal, un photon absorbé crée une paire électron-trou. La densité du courant maximale, correspondante à chaque longueur des photons pénétrant dans le matériau, est obtenue en multipliant ce flux de photons par la charge électronique (q) :

$$J_{\text{idéale}}(\lambda) = q \cdot \Phi(\lambda)$$

On peut représenter ce courant en fonction de la longueur d'onde du photon ou de son énergie comme il est montré sur la figure suivante.

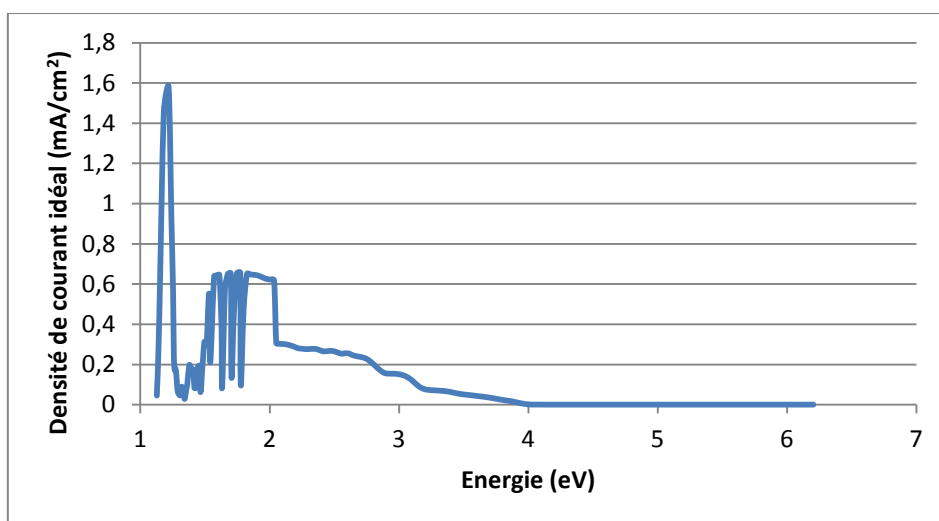


Figure IV-6 : Densité de courant idéal en fonction de l'énergie de chaque photon.

La densité du courant total fournie par tous les photons absorbés est obtenue en faisant la somme de ces tranches jusqu'à la valeur ($E = E_g = 1,12$ eV pour le Silicium).

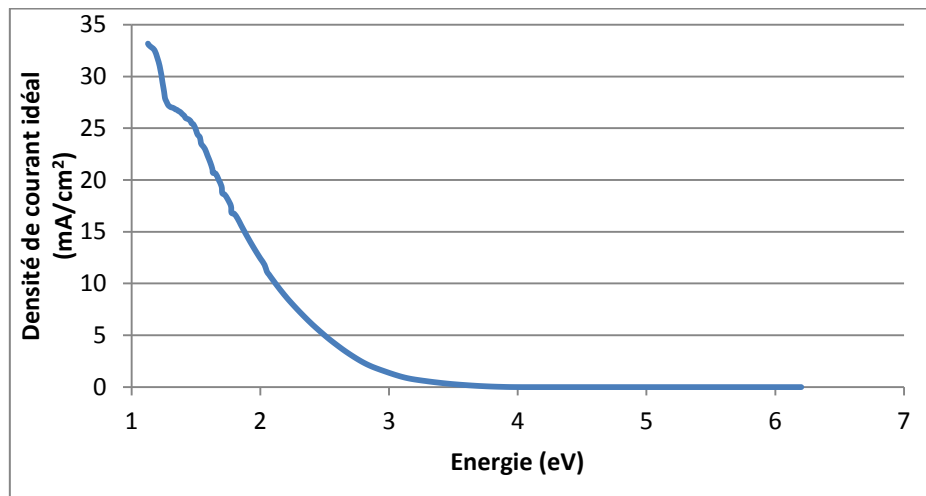


Figure IV-7 : Densité de courant idéale cumulée à chaque énergie photonique.

On remarque sur la figure (IV-7) de la densité de courant idéal cumulée que plus l'énergie des photons augmente et plus la densité de ce courant décroît.

Naturellement, le courant est faible pour les valeurs supérieures de E_g puisqu'alors une grande partie du rayonnement solaire n'est pas absorbée.

Sous AM1.5 et pour $E_g = 1,12$ eV, on trouve selon nos calculs $J_{\text{idéale}} = 35,5$ mA. cm⁻².

Nous venons de déterminer ainsi l'un des 4 paramètres de la cellule.

Pour évaluer le second paramètre qu'est la tension de circuit ouvert V_{co} pour une cellule idéale (avec $R_s = 0$ et $R_{sh} = \infty$), on se reporte à l'équation (II-51) en remplaçant tout simplement J_{cc} ci-dessus et la densité du courant de saturation (équation II-40) qui dépend des données de chaque région neutre dopée:

- La charge q ,
- la concentration intrinsèque n_i ,
- Le coefficient de diffusion D des porteurs minoritaires,
- La longueur de diffusion L des porteurs minoritaires,
- La densité des dopants,
- Et l'épaisseur de la région.

Quant au facteur de forme FF, il faut d'abord déterminer le point de fonctionnement maximum à partir de l'expression de la puissance (en multipliant J par V) en fonction de la tension V . Le point de fonctionnement maximal est ainsi déterminé à partir de la dérivée de la puissance ou graphiquement à partir de la courbe. Ainsi la tension et la densité de courant

maximales sont obtenues au point de fonction. Alors, le facteur de forme est par la suite aisément calculé.

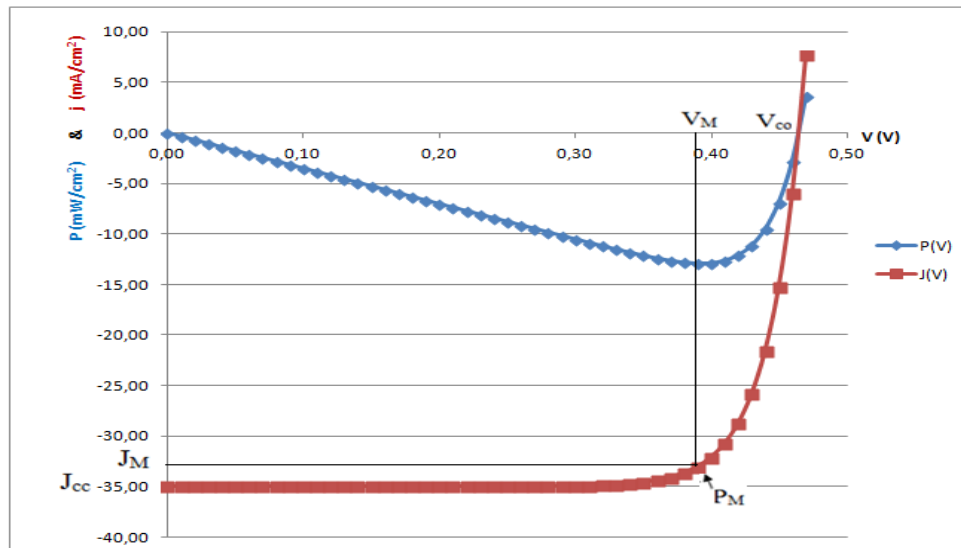


Figure IV-8 : Caractéristique $J(V)$ de la cellule solaire simple.

Enfin pour le rendement, il est exprimé par le rapport entre cette puissance maximale et la puissance incidente pour les conditions standards du test en AM1.5, soit 1000 W.m^{-2} . Les résultats des calculs sont représentés dans le tableau suivant :

$J_{cc} \text{ (mA/cm}^2\text{)}$	35
$V_{oc} \text{ (mV)}$	465
$J_M \text{ (mA/cm}^2\text{)}$	33,03
$V_M \text{ (mV)}$	390
FF (%)	79,16
η (%)	12,83

Tableau IV-6 : Paramètres caractérisant l'étude de la cellule simple.

IV.7. Courbes de réponses spectrales :

Ensuite, nous avons utilisé les équations (II-42), (II-43) et (II.44) pour étudier la réponse spectrale de la cellule solaire que nous avons déterminée les différentes réponses spectrales dans les zones : de l'émetteur (front), de la base et la zone de charge d'espace et la réponse spectrale totale qui sont reportées sur la figure suivante :

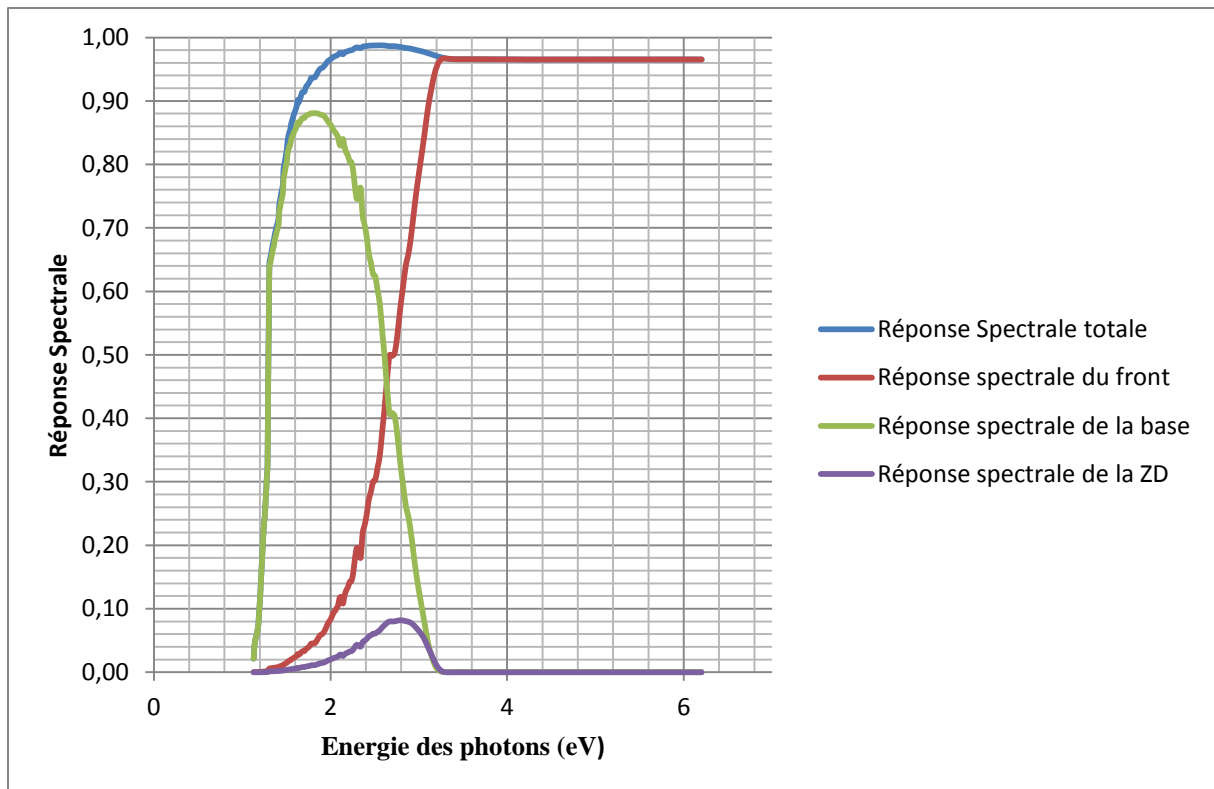


Figure IV-9: Caractéristiques des réponses spectrales totale et partielle obtenues par Excel dans le cas de la cellule solaire simple.

D'après cette figure, on remarque que les trois contributions sont complémentaires. Car, le front exploite les photons d'énergies élevées, de courtes longueurs d'ondes, qui pénètrent très peu dans le matériau. Les photons de plus grande longueur d'onde dont l'énergie est au moins atteignant la base, beaucoup plus épaisse que le front, et y sont collectés. La zone de déplétion traite les photons d'énergie moyenne. De plus, chaque contribution d'une région est à améliorer pour l'absorption complète des photons.

IV.8. L'influence de x_j (épaisseur de l'émetteur) :

Pour étudier l'impact de l'épaisseur de l'émetteur, sur les paramètres de la cellule, nous avons fixé l'épaisseur de la base et nous avons fait varier celle de l'émetteur. La figure (IV-9) montre la variation de la réponse spectrale de la cellule solaire en fonction de x_j .

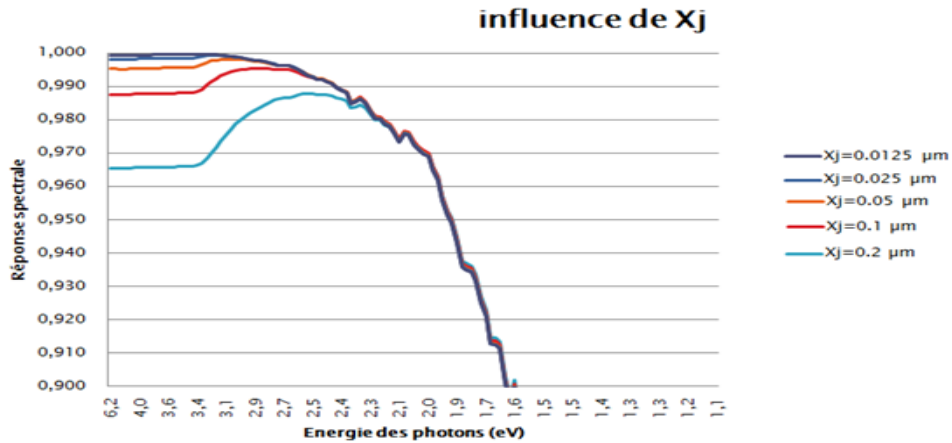


Figure IV-10 L'influence de l'épaisseur de l'émetteur (x_j) sur la réponse spectrale.

Les résultats obtenus montrent que l'épaisseur de l'émetteur x_j , de la cellule solaire est un paramètre important pour l'absorption des photons. Cependant, si la jonction est près de la surface, la cellule sera efficace pour convertir les faibles longueurs d'onde.

Nous concluons que la cellule qui donne les meilleurs caractéristiques est celle dont l'épaisseur de l'émetteur est faible.

On pourrait de la même manière étudier l'influence de tous les autres données de la cellule afin d'optimiser les 4 paramètres.

IV.9. Perspectives pour la cellule bifaciale à BSF :

Pour l'optimisation d'une cellule bifaciale, on reprend exactement les mêmes démarches que pour la cellule simple en rajoutant la contribution de la région BSF. Néanmoins, nous n'avons pas trouvé, faute du temps imparti, l'expression analytique du photo-courant généré dans cette zone. Pour cela, nous nous sommes contentés des résultats que nous avons pris de la littérature, comme ceux du magister de modélisation par MATLAB de la cellule solaire bifaciale à base de silicium monocristallin (2013) [15]. Le travail présent, reste à parfaire en traitant plus profondément ce calcul par Excel qui a été élaboré ici.

IV.9.1. Exemples de simulation numérique d'une cellule simple avec BSF :

À titre d'exemple, nous présentons sur la figure ci-dessous la réponse spectrale correspondante à une cellule solaire simple avec BSF :

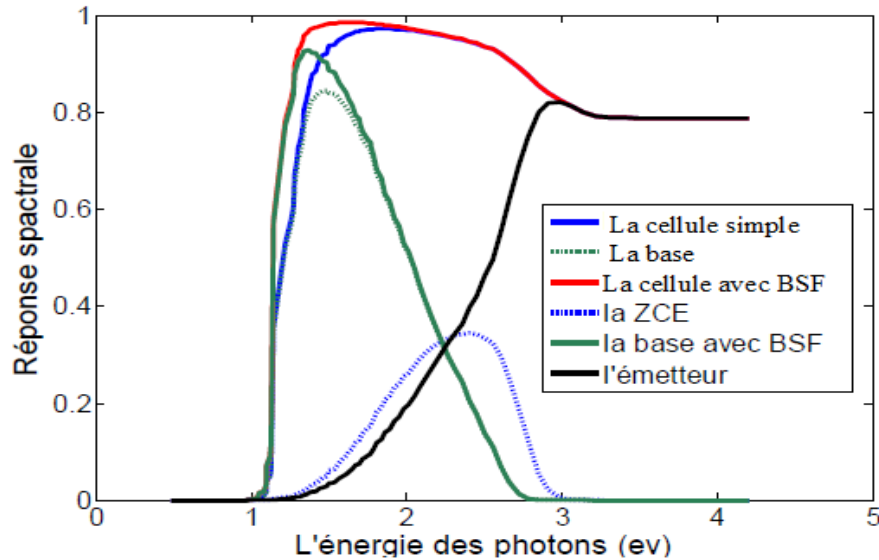


Figure IV-11 : Caractéristiques de réponses spectrales totale et partielles des cellules solaires simple et avec BSF.

La zone PP^+ engendre un champ électrique interne et joue un rôle important dans le fonctionnement des cellules solaires. Parmi les impacts principaux sur les performances des cellules solaires, ce champ a plusieurs effets :

- ✓ Repousser les électrons vers la jonction NP pour sa collecte optimale et améliorer ainsi le rendement des porteurs,
- ✓ Diminuer les recombinaisons en surface arrière des porteurs minoritaires,
- ✓ Augmenter l'absorption optique d'une partie du spectre solaire incident.

La figure (IV-10), confirme ce que prédit la littérature ; car on constate que la réponse spectrale de la cellule avec BSF est améliorée par rapport à celle de la cellule solaire simple.

Ainsi, dans le tableau qui suit, nous présentons des résultats obtenus, pris de la littérature [15], pour la modélisation des deux cellules simple et avec BSF :

Paramètres	J_{ph} (mA/cm ²)	Le rendement (η %)	La vitesse de recombinaison à la face arrière (cm/s)
La cellule BSF	33,20	19,12	4,20
La cellule simple	31,40	18,13	10 ⁶

Tableau IV-6 : Résultats de la modélisation de la cellule simple et avec BSF [15].

Selon les résultats présentés dans le tableau (IV-6), on peut déduire que le rendement de la cellule solaire BSF est amélioré d'environ 5% par rapport à celui de la cellule simple. Ce qui est un apport non négligeable dans le domaine du photovoltaïque.

IV.9.2. Exemple de simulation pour la cellule solaire bifaciale avec BSF:

Sur la figure (IV-11), est représenté le rendement quantique interne de la cellule solaire bifaciale pour une épaisseur de l'émetteur $x_j = 0,5\mu\text{m}$.

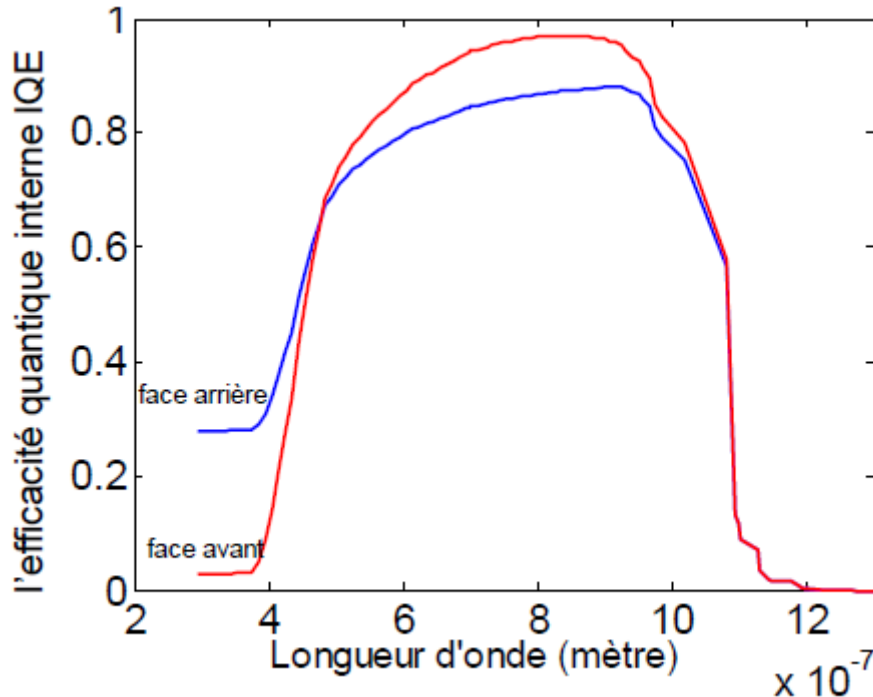


Figure IV-12 : Rendement quantique interne IQE de la cellule solaire bifaciale avec une épaisseur de l'émetteur $x_j = 0,5\mu\text{m}$ [15].

D'après le graphe tracé sur la figure (IV-11), on peut noter que l'épaisseur $x_j = 0,5\mu\text{m}$ de l'émetteur est la valeur optimale pour cette cellule solaire bifaciale avec BSF.

Conclusion générale :

Quelle que soit la structure d'une cellule solaire, une optimisation de ses paramètres est nécessaire pour avoir un bon rendement. Habituellement, les paramètres à optimiser sont l'épaisseur de la cellule, les niveaux et les profils de dopage, la configuration des contacts et le confinement optique. Les valeurs des paramètres optimaux dépendent, bien sûr, de la structure de la cellule solaire, de la qualité du matériau, des vitesses de recombinaison en volume et en surface (faces avant et arrière), etc. L'optimisation de la cellule solaire comprend donc l'étude de l'influence de ces paramètres sur le rendement afin d'obtenir une structure conduisant au rendement maximum.

Dans ce travail, nous avons rappelé en premier lieu dans le chapitre I les notions de base sur l'ensoleillement et la composante de son spectre solaire (direct, diffus, albédo et global). Les masses d'air hors atmosphère AM0 et celle de référence AM1.5 y sont présentées. Nous avons, par la suite donné les pourcentages de la zone utile de ce spectre par rapport au matériau silicium.

L'inconvénient majeur des cellules photovoltaïques est donc lié à leur rendement. En effet, seule une partie du rayonnement incident peut être convertie en électricité, de plus les radiations non converties échauffent le panneau ce qui réduit encore le rendement.

Le chapitre II est consacré à la physique des cellules solaires où nous avons retracé en détail les notions des semi-conducteurs (intrinsèques et dopés). Puis vient la loi de Beer-Lambert et son application à l'absorption de photons dans le matériau par rapport au flux du spectre solaire incident et par conséquent la génération des paires électron-trou. Cette définition nécessite l'introduction du coefficient d'absorption α , lui-même fonction de l'indice optique d'extinction k . le second paramètre optique qu'est l'indice de réfraction n nous permet de déterminer selon l'équation les liant, le coefficient de réflexion, utile dans les calculs ultérieurs lorsqu'on prend en considération ce phénomène optique.

Les recombinaisons, radiatives et non radiatives, dues majoritairement aux défauts profonds et par conséquent néfastes pour la conversion photovoltaïque, sont aussi mentionnées et leur lien direct avec les durées de vie des porteurs photo-générés, paramètres importants à minimiser au maximum.

Pour la physique nécessaire aux cellules photovoltaïques, les équations de base régissant le phénomène de transport des porteurs (courants de conduction et de diffusion, équations de continuité et de poisson) trouvent une part importante dans ce chapitre. La jonction PN, base de la cellule solaire simple et toutes ses notions, tant qu'en régime d'équilibre comme sous polarisation direct et inverse et sa caractéristique $I(V)$ fonction du courant de saturation, y est par la suite développée.

Ensuite, vient la notion de la cellule solaire simple dont la physique repose sur la jonction PN. Lorsque la cellule est éclairée par le spectre solaire, les densités des photo-courants de chaque région sont obtenues à partir de la résolution analytique, à une dimension et en régime

permanent, des équations citées plus haut par rapport aux conditions aux limites de la géométrie de la cellule

La définition de réponse spectrale, qui nous renseigne précisément sur le rendement de la cellule, y est aussi donnée. Les caractéristiques $I(V)$ de la cellule, sous obscurité, polarisée ou sous éclairage sont également énoncées. Ce qui permet de décrire les 4 paramètres essentiels de la cellule (Le courant de court-circuit I_{cc} , La tension de circuit ouvert V_{oc} , Le facteur de forme FF et le rendement η). La cellule idéale, sur laquelle nous avons établie nos calculs est aussi comparée à la cellule réelle.

Par la suite, le chapitre III traite de la cellule bifaciale en général et celle à BSF (Back Surface Field) en particulier avec la redéfinition de ses paramètres ainsi que de l'intérêt de la création du champ en face arrière sont étalés. Ensuite, nous avons expliqué la modélisation de cette cellule en explicitant les démarches de calcul des différents courants photo-générés dans chaque région (L'émetteur(N), la ZCE (N^+/P), la base (P), la ZCE (P/P^+), et la couche fortement dopée P^+). On note le photo-courant additif dû à ce BSF est rajouté à la contribution du courant total. Les procédés technologiques de la fabrication complètent ce chapitre.

Quant au dernier chapitre IV, nous avons exposé les résultats obtenus après calculs effectués par Excel. En premier lieu, nous avons tracé l'allure du spectre solaire AM 1.5 par rapport au spectre AM0, calculé leur constante solaire ainsi que leur pourcentage dans les trois domaines spectraux : UV (Ultra-Violet), visible et IR (Infrarouge).

Par la suite, nous avons calculé le flux de photons correspondant à chaque longueur d'onde du spectre de référence AM1.5.

Puis nous avons tracé le coefficient d'absorption du silicium et la répartition du flux de photons cumulé en fonction de la longueur d'onde. Ceux-ci montrent que 81% des photons se situent entre 0,3 et 0,95 μm .

À partir du photo-courant total dû à la contribution des 3 régions de la cellule de la contribution, le courant I_{cc} de la cellule simple au silicium est extrait de la sommation de ce courant sur tout le spectre solaire AM1.5 jusqu'au gap du silicium. La valeur de 35,5 mA/cm^2 est concordante avec celle de la littérature dans les mêmes conditions.

Les courbes de réponses spectrales nous donnent des indications précises de la contribution de chaque région et celles qui sont appelées à être améliorées. A titre d'exemple d'optimisation, une rapide étude de la variation de l'épaisseur de l'émetteur montre que celle-ci doit être la plus optimale possible. Il a été montré que x_j est de l'ordre 0,0125 μm où on observe une nette amélioration de l'absorption dans le front de la cellule.

Ensuite, faute du temps limité consacré à ce projet de fin d'études, nous n'avons pas pu aller jusqu'au bout de nos recherches et de notre étude pour la cellule bifaciale, nous nous sommes contentés de présenter quelques résultats pris de la littérature qui montrent une amélioration sensible du rendement d'environ de 5% par rapport à la cellule conventionnelle.

Enfin, nous estimons que ce modeste travail ferait l'objet à l'avenir d'une poursuite de cette étude afin d'explorer au maximum les possibilités de la cellule bifaciale en optimisant par Excel tous ses paramètres.

Bibliographie :

- [1] T. Baghdadli, A. Zerga et B. Benyoucef «*Optimisation du Rendement de Conversion Photovoltaïque des Cellules Solaires à base de GaAs et de Si*», Rev. Energ. Ren.: Valorisation (1999) 27-31.
- [2] B.EQUER, « *Energie solaire photovoltaïque: Physique et technologie de la conversion Photovoltaïque* », volume1, 2007.
- [3] A. LAUGIER, « *Les photopiles solaires du matériau du dispositif aux applications 1981*», Institut National des Sciences Appliquées-Lyon France-1981.
- [4] H. MATHIEU, « *physique des semi-conducteurs et des composants électronique* », édition Masson, Paris, 1998.
- [5] A. RICAUD, « *Photopiles solaires, de la physique de la conversion photovoltaïque aux filières, matériaux et procédés* », Presses polytechniques et universitaires romandes, 1997.
- [6] A.MEKEMECHÉ, « *Etude à deux dimensions de cellules solaires en silicium monocristallin à émetteur sélectif à l'aide de PC2D* », Université de MOSTAGANEM, Mémoire de Magister, soutenu le 30 juin 2013.
- [7] M. ORGERET, « *les piles solaires, le composant et ses applications* », édition Masson, Paris, 1985.
- [8] A.VAPAILLE, « *Physique des dispositifs à semi-conducteurs* », Edition Masson, 1970.
- [9] O.NICHIPORUK, « *Simulation, fabrication et analyse de cellules à contacts arrière inter digités* », Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, Lyon-France, 03 Mai 2005.
- [10] A.RICAUD, «*Convertisseurs photovoltaïques*». Site Web : http://www.cythelia.fr/images/file/Convertisseurs%20photovoltaïques_Alain%20Ricaud_Nov-07.pdf (consulté le 10 février 2015).
- [11] M.LASLEDJ, «*Simulation numérique des cellules solaires de troisième génération pour des applications spatiales*», Thèse de Magister, Université de Sétif-1. Algérie, 21 décembre 2014.
- [12] Site web : <http://www.docstoc.com/docs/104425501/THE-EARLY-HISTORY-OF-BIFACIAL-SOLAR-CELLS-Andr%25C3%25A9s-Cuevas> (consulté le 26.avril 2015)
- [13] Ahmed M. Gabr, Anna H. Trojnar, Matthew Wilkins, Trevor J. Hall, Rafael N. Kleiman, and Karin Hinzer, « *Optimization of Anti-reflection Coatings for Bifacial Solar Cells with Up conversion Layers* »,pp. 2230-2233 (2014), IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC), DOI: [10.1109/PVSC.2014.6925368](https://doi.org/10.1109/PVSC.2014.6925368)
- [14] A. Mouhoub, « *Procédés Technologiques Alternatifs de Réalisation des Photopiles Solaires au Silicium Cristallin*». Rev. Energ. Ren. Vol. 4 (2001), 11-22.

- [15] A.CHEROUNA, «*Modélisation par MATLAB de la cellule solaire bifaciale à base de silicium monocristallin*».Thèse de Magister, Université de Constantine-1. Algérie, 30 juin 2013.
- [16] T. Uematsu. Tsutsui, «*Development of Bifacial Pv Cells For New Applications of Flat-Plate Modules*», Solar Energy Materials & Solar Cells, 75 (2003) 557–566
- [17] H. Salhi, H. Samet, M. Ben Amar, «*Effect of BSF Layer On The Performance of A Monocrystalline Solar Cell*», International Renewable Energy Congress, Sousse, Tunisia, (2010).
- [18] A. Belghachi, A. Helmaoui, Solar Energy Materials and Solar cell 92 2008 667-672.
- [19] L. Kreinin, «*A Novel Method For Determining Bulk Diffusion Length In Bifacial Silicon Solar Cells* », IEEE, (2000) 248-251.