



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 :

BELAIDI Siham

Sujet :

« Simulation par Excel d'une cellule solaire conventionnelle
en Silicium »

Soutenu le 04/06/2015

Devant le jury composé de :

Dr Ahmed BOURAHLA	M.C.A. Université de Mostaganem	Président
Dr Zahira MEGHOUFEL	M.C.B. Université de Mostaganem	Examineur
Dr Mohammed.BEGHDAD	M.C.A. Université de Mostaganem	Encadreur

Année universitaire : 2014-2015

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 ».

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 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 et la jonction.

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

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

I.1 Historique:

Le mot « photovoltaïque » vient du grec « photos » qui signifie lumière « Volta » du nom du physicien italien Alessandro Volta qui a contribué aux recherches sur l'électricité. Donc le photovoltaïque signifie électricité lumineuse.

Voilà quelques dates importantes [1]:

- 1839: Le physicien français ANTOINE BECQUEREL découvre le processus de l'utilisation de l'ensoleillement pour produire du courant électrique dans un matériau solide: C'est l'effet photovoltaïque.
- 1873: Découverte de la photoconductivité du sélénium par Willoughby Smith.
- 1875: WERNER VON SIEMENS expose devant l'académie des sciences de Berlin un article sur l'effet photovoltaïque dans les semi-conducteurs.
- 1954: Trois chercheurs américains:
 - Gerald Pearson.
 - Daryl Chaplin.
 - Calvin Fuller

Mettent au point une cellule photovoltaïque à base de silicium au Bell-Labos.

- 25 avril 1954: Présentation de la première cellule photovoltaïque.
- 1958: Une cellule est mise au point, les premiers satellites alimentés par des cellules solaires sont envoyés dans l'espace.
- 1973: La première maison alimentée par des cellules photovoltaïque est construite à l'Université de Delaware.
- 1985: La première voiture alimentée par énergie photovoltaïque en Australie.

I.2.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 ente 10^{-10} et 10^4 m[2].

La terre reçoit une fraction minuscule de cette énergie (environ 1.5×10^{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.3.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 [3] :

- 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 réfléchi 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 :

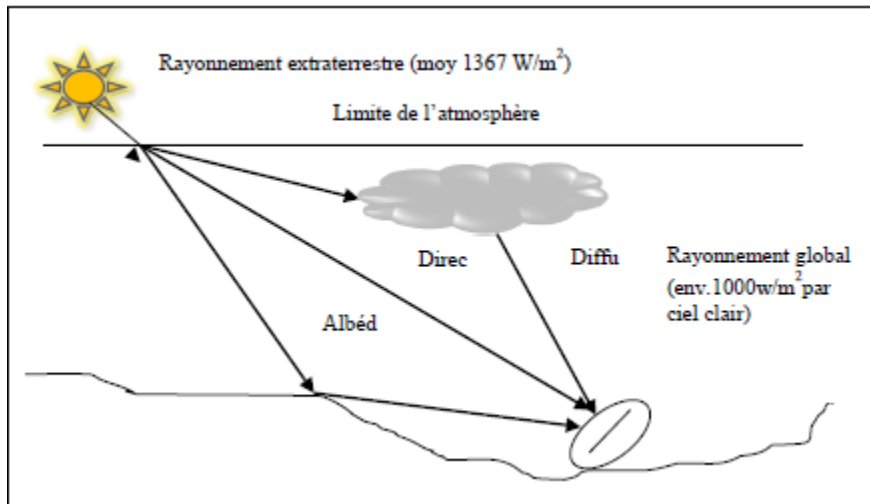


Figure I-1: Composantes du rayonnement solaire au sol.[3]

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 de 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.4. La masse d'air (Air Mass en anglais) :

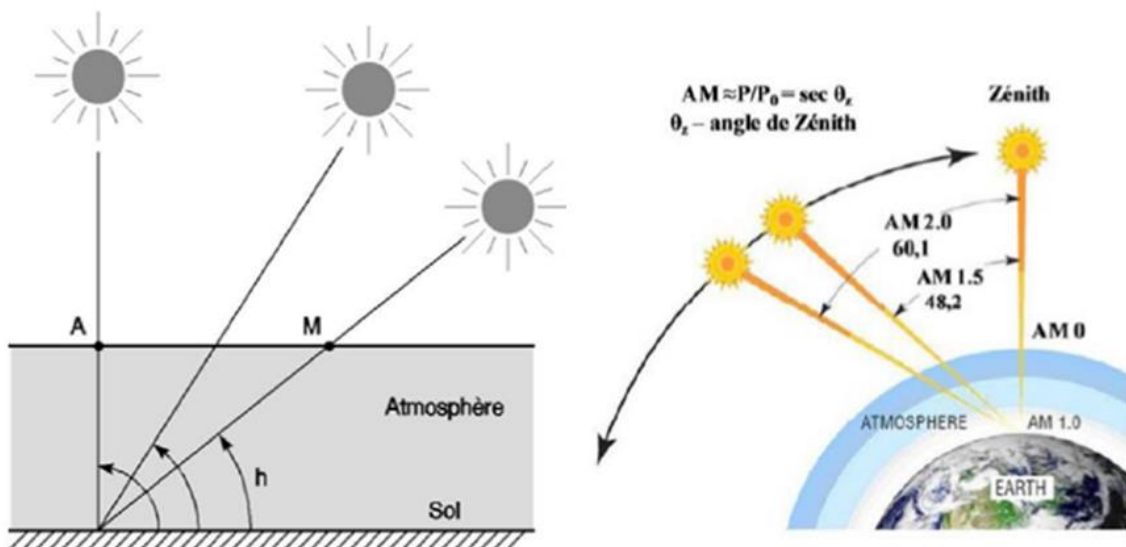


Figure I-2: Définition de l'Air Mass.[2]

La part d'énergie reçue par la terre dépend de l'épaisseur du 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). [4]

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

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

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

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 [2].

- 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° (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.

-AM2 désigne la masse d'air rencontrée par la lumière arrivant à 60,1°(par rapport à la verticale au sol) sur la terre.

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

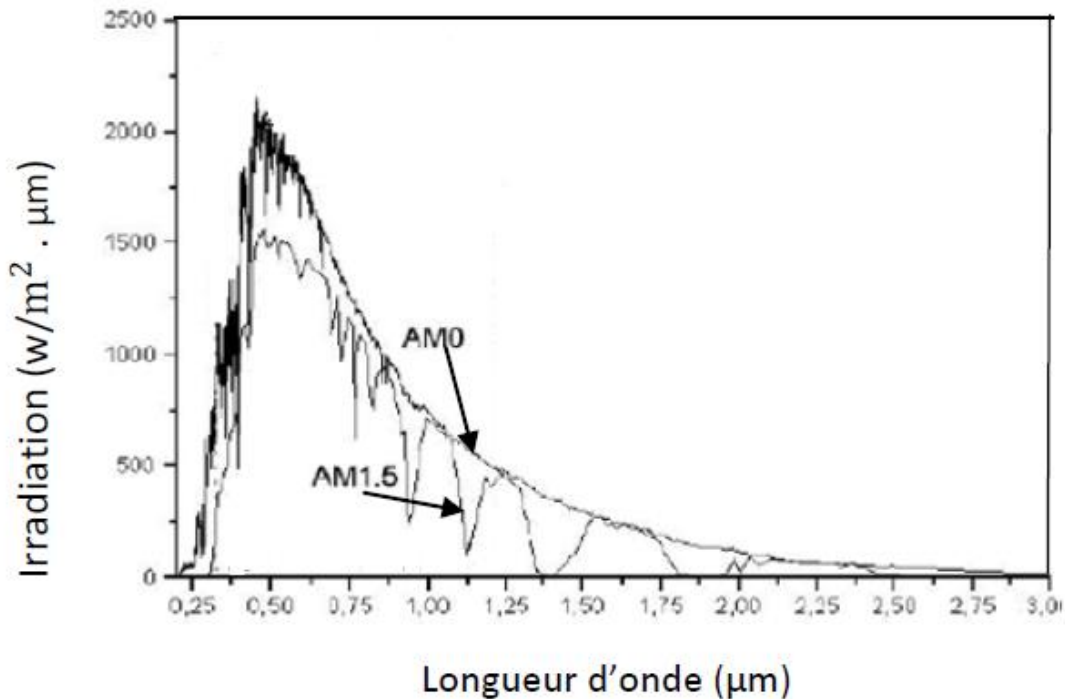


Figure I-3: Représentation graphique des spectres AM0 et AM1.5. [12]

I.5. 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 [4]. 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:

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

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.

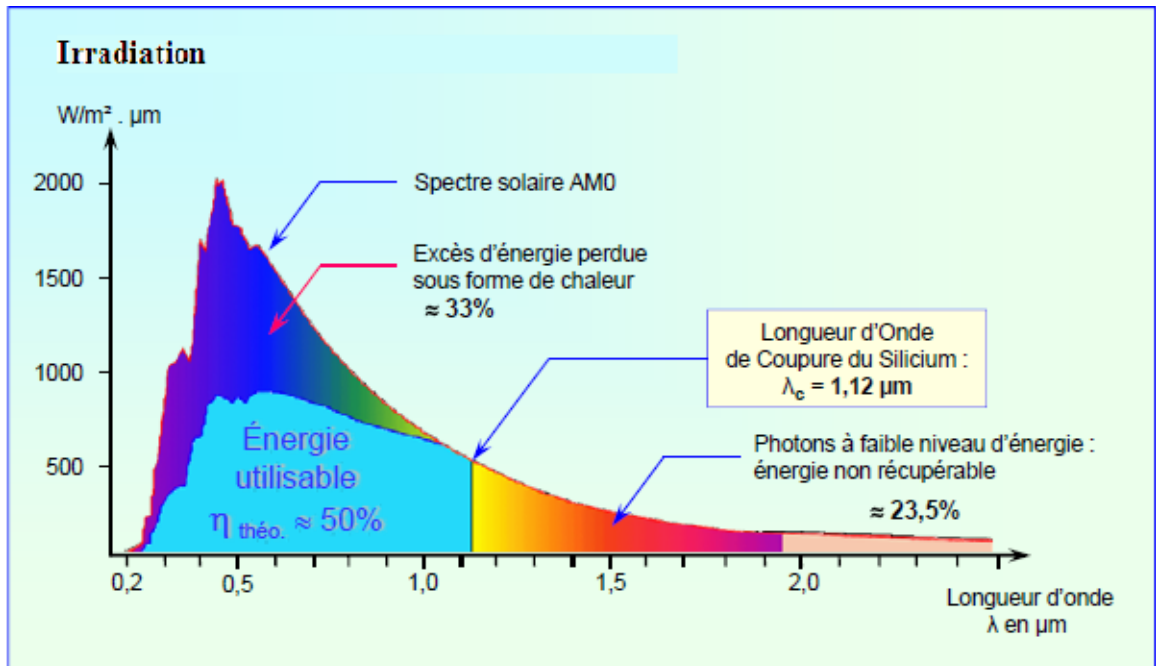


Figure I-4: Zone utile du spectre solaire pour le silicium.

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 [5]. (Ordres de grandeurs: tableau ci-dessous).

Résistivité ($\Omega.cm$)		
Conducteurs (métaux)	Semi-conducteurs	Isolants (diélectriques)
Cu : 1.7×10^{-6}	Si : 2.2×10^5	SiO ₂ : $10^{14} \sim 10^{16}$
Au : 2.4×10^{-6}	Ge : 20	Si ₃ N ₄ : 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).

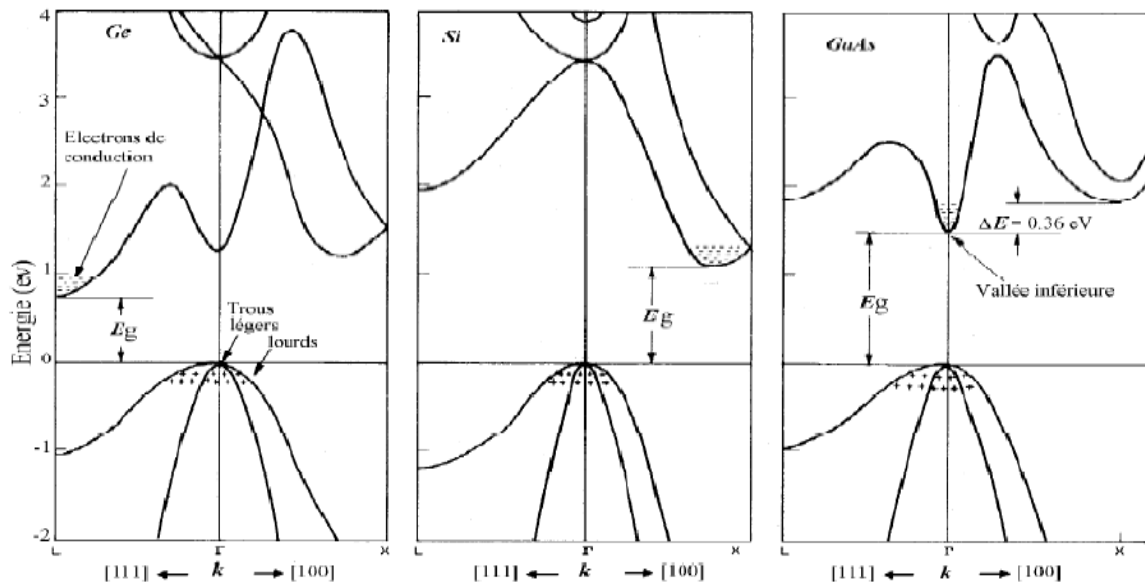


Figure II-1: Structure de bandes du Silicium et du Germanium (gap indirect), et de GaAs (gap direct) dans les directions de haute symétrie [6].

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 [5]:

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

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 II-2 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 au milieu du gap à la température ambiante.

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

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 [5].

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 [5].

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_{Fn} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{Fi}) vers la bande de conduction de façon que :

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

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 [5].

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:

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

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

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

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.

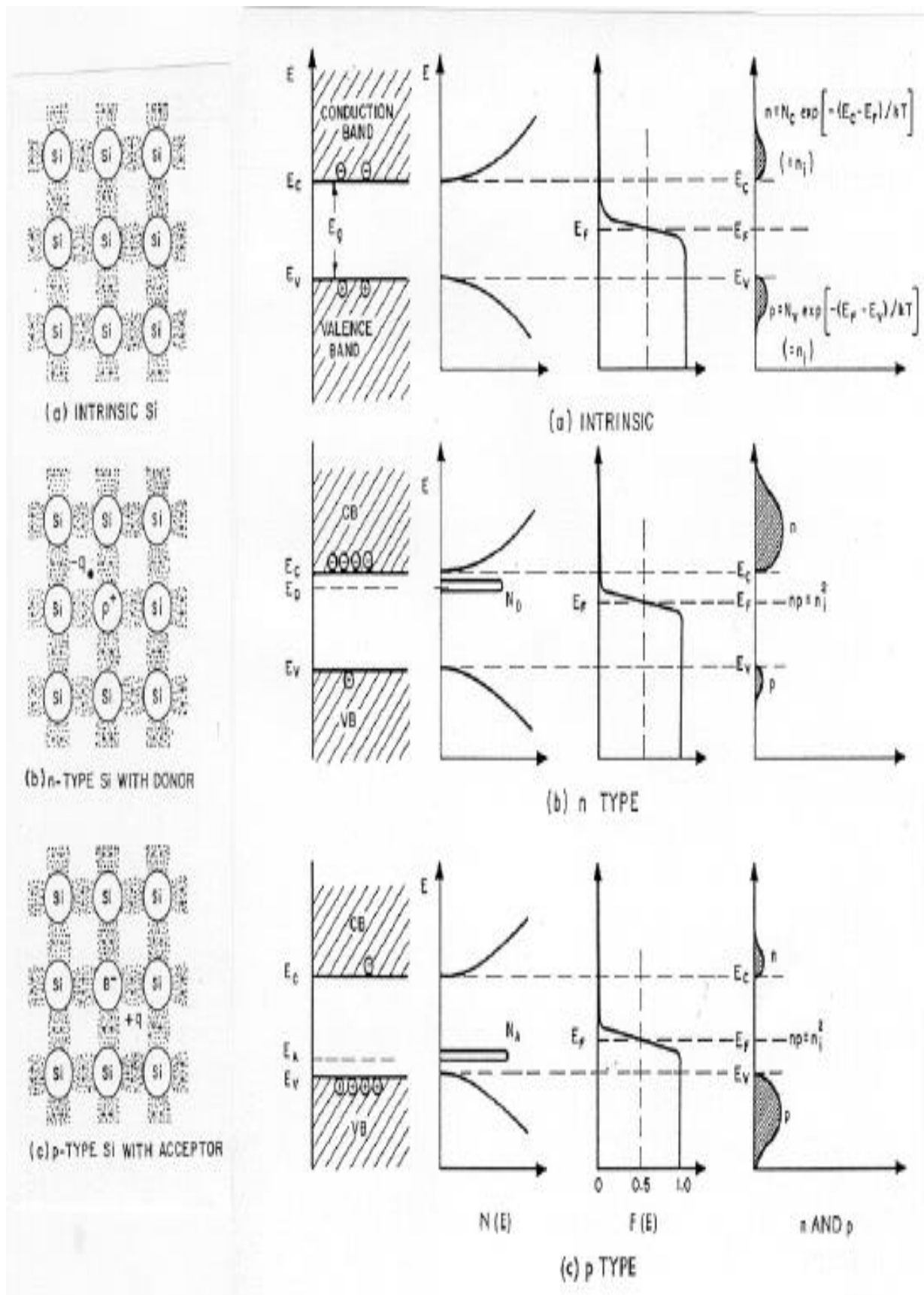


Figure II-2: Les trois configurations possibles d'un semi-conducteur : a) état intrinsèque ; b) dopé N ; c) dopé P. schéma des bandes simplifié, allure de la densité d'états, distribution de Fermi et nombre de porteurs libres [7].

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.

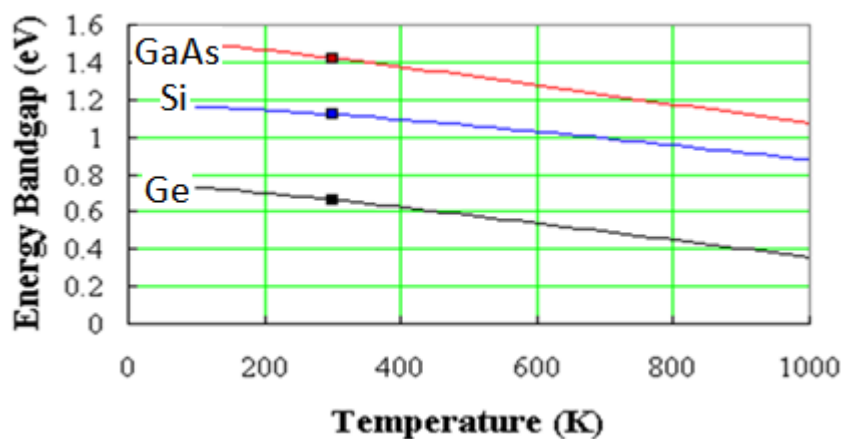


Figure II-3 : Variation de l'énergie du gap en fonction de la température.

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 [5].

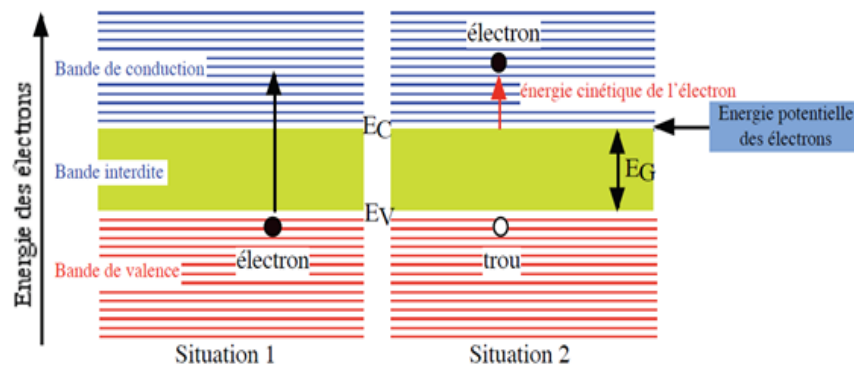


Figure II-4 : Génération d'une paire électron-trou.

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 [8]:

- 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 $E_g = 1.12 \text{ eV}$) n'est pas meilleur que celui du Germanium (gap plus petit).

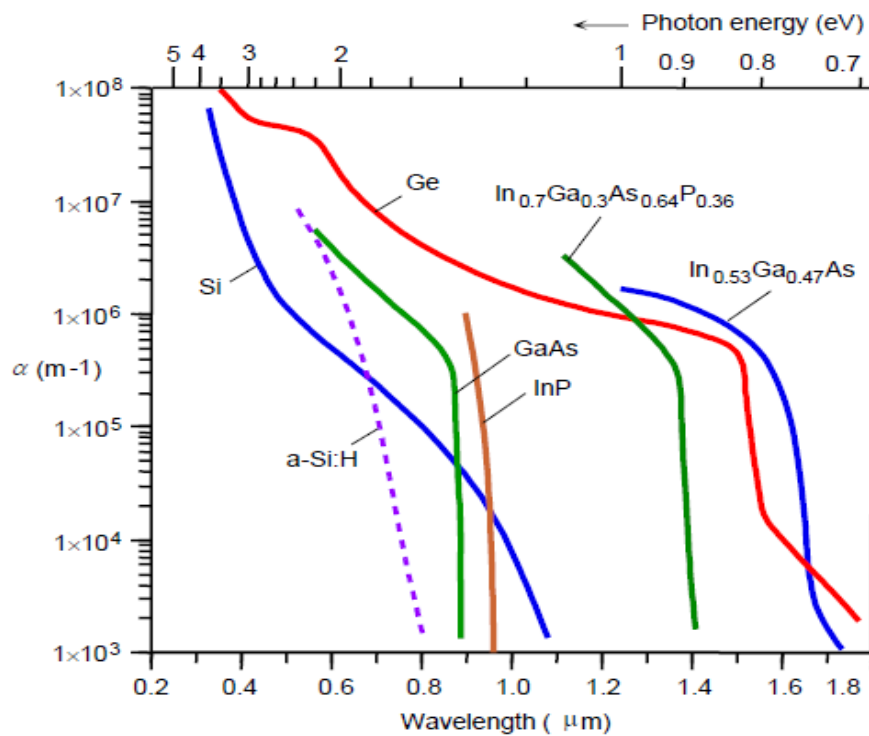


Figure II-6 : Variation du coefficient d'absorption de quelques matériaux en fonction de la longueur d'onde du rayonnement.

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 [8].

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 :

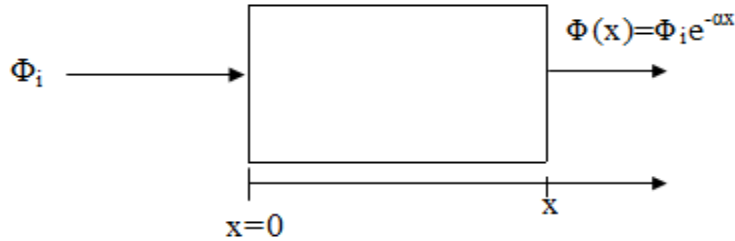


Figure II-7: La loi de Beer-Lambert.

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

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 :

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

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

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

II.3.2. Recombinaison

Quant aux recombinaisons, elles sont de plusieurs types[8] :

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 :

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

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

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 electron 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 ($T=300K$). 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, on a :

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

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.

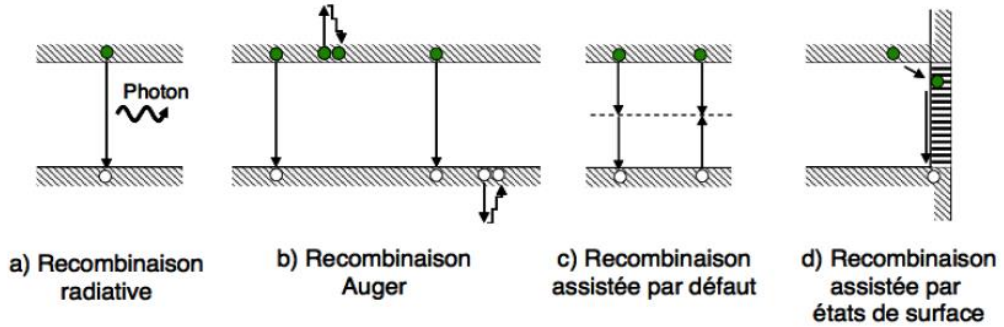


Figure II-8 : Types de recombinaisons.

II.4. Equations de base régissant le 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 [9] :

- 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 : $\sigma = \frac{1}{\rho} = q (n \mu_n + p \mu_p)$ (II-27)

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

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

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

Ainsi le courant total de conduction est :

$$\vec{j}_c = \vec{j}_{c_n} + \vec{j}_{c_p} = q(n \mu_n + p \mu_p) \vec{E} \quad (\text{II-28})$$

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

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

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

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 des électrons et des trous s'écrivent alors :

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

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 ($\text{div} \vec{E} = \rho/\epsilon$):

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

En régime permanent : $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$, la densité de courant total $J_T(x) = J_n(x) + J_p(x)$ obéit à la relation de continuité :

$$\operatorname{div} \vec{J}_T + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-36})$$

Comme $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, nous pouvons déduire que le courant total est uniforme dans tout le matériau, donc. $J_T(x) = \text{Constante}$. [5]

ρ est la charge d'espace et ε est la permittivité du semi-conducteur ($\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$) avec ε_0 , la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du semi-conducteur (pour Si, $\varepsilon_r = 11,7$).

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 supposons 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 [5].

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).

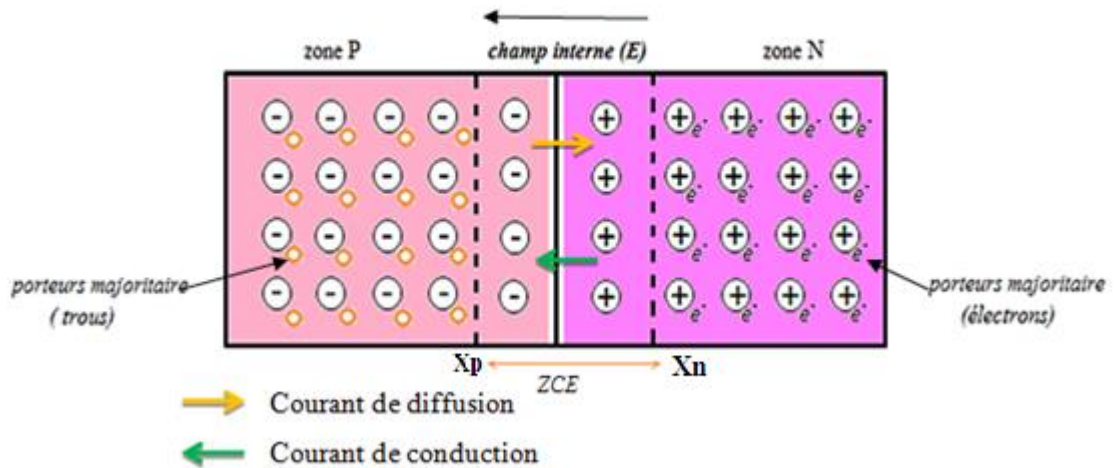


Figure II-9: Etat d'équilibre d'une jonction PN.

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 [5]:

$$\rho(x) = q(p(x) - n(x) + N_a^+(x) - N_d^-(x)) \quad (\text{II-37})$$

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

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

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

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

A 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 : $V_d = V_n - V_p = \frac{q}{2\epsilon} (N_d w_n^2 + N_a w_p^2)$

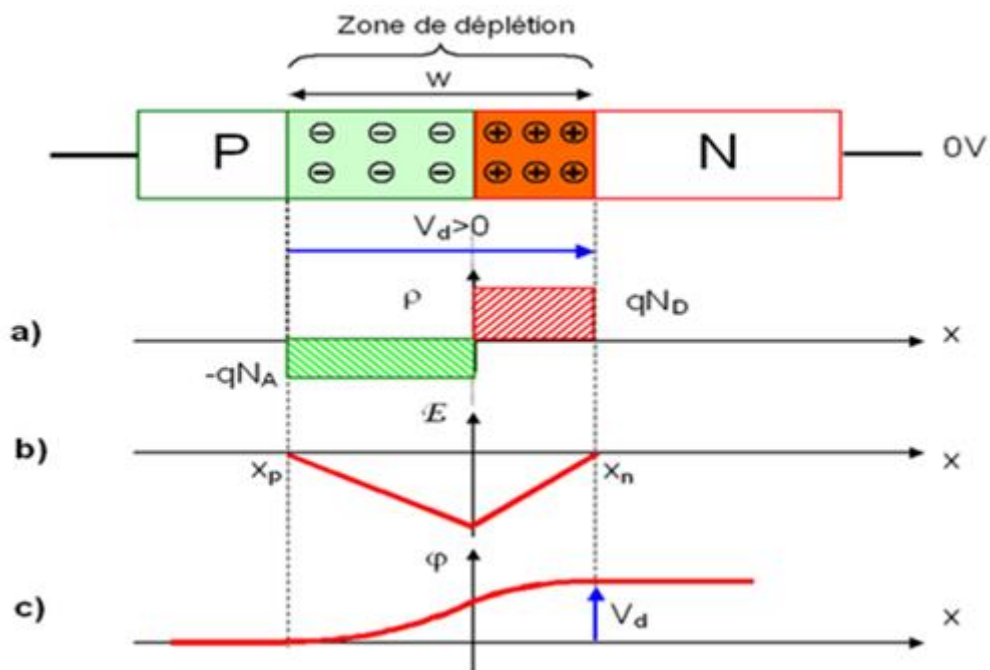


Figure II-10: Etat d'équilibre d'une jonction PN :

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 .

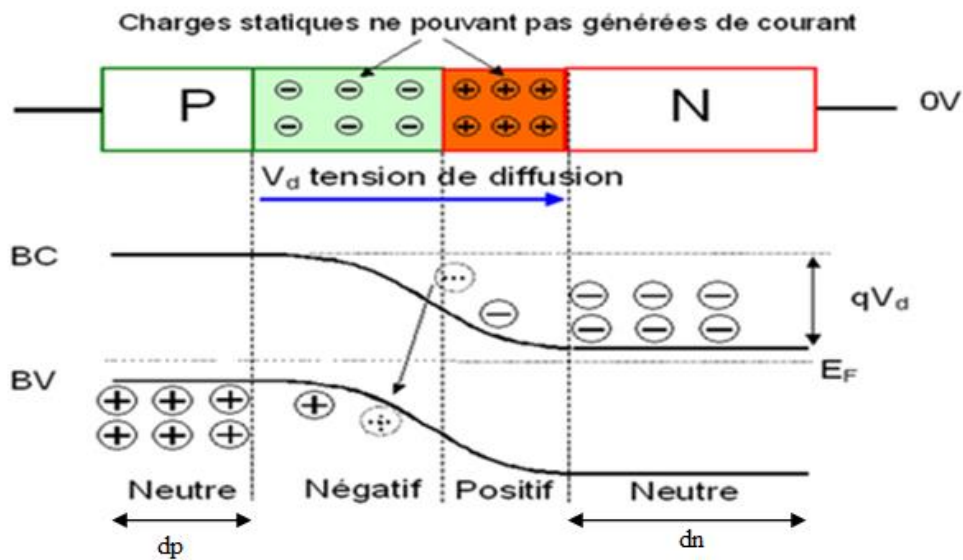


Figure II-11: Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre.

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) [10].

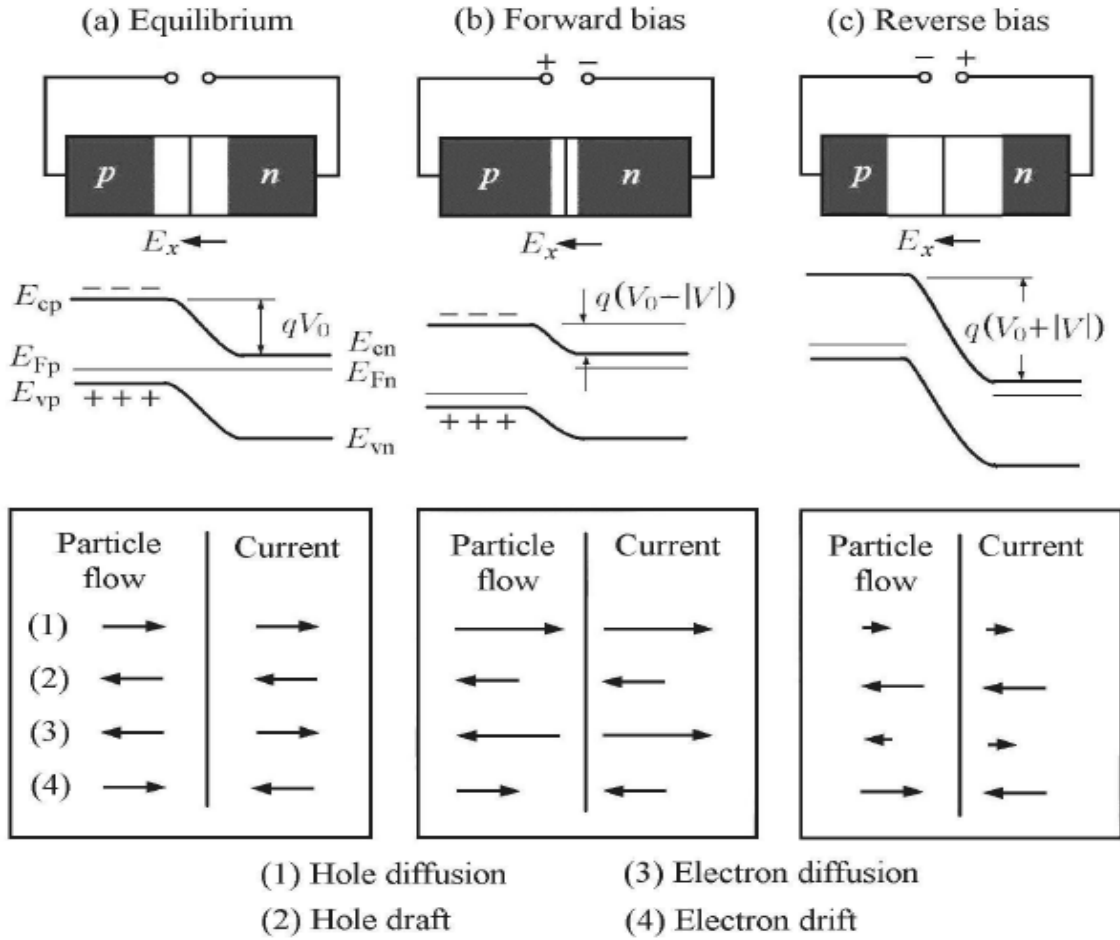


Figure II-12 : Diagramme des bandes et direction des courants dans une Jonction PN à l'obscurité : *a*) à l'équilibre, *b*) polarisée en direct, *c*) polarisée en inverse.

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

$$\begin{cases} \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n} = 0 \\ \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p} = 0 \end{cases}; \quad \begin{cases} L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \end{cases}; \quad \begin{cases} J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \\ J_p = q D_p \frac{dp}{dx} \end{cases} \quad (\text{II-38})$$

$$J = J_n + J_p$$

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

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

$$J = J_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (\text{II-39})$$

Avec :

$$J_s = \frac{q n_i^2 D_p}{N_d L_p \text{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{q n_i^2 D_n}{N_a L_n \text{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \quad (\text{II-40}), \text{ courant de saturation de la diode.}$$

III.1. 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.

III.1.1 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 [11]:

- 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.

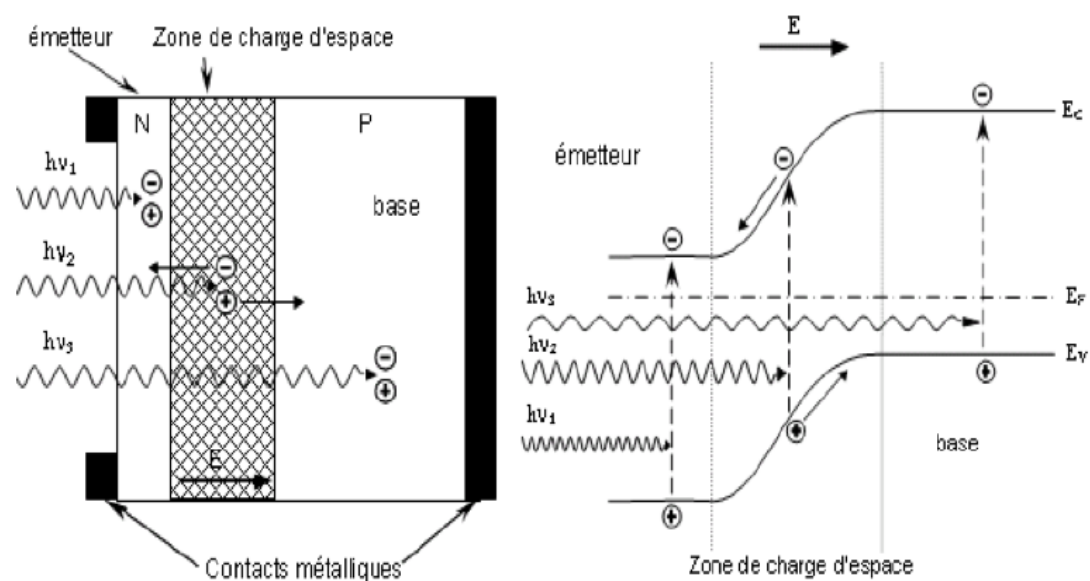


Figure III-1: Schémas de principe de fonctionnement d'une cellule solaire.

III.2. Le photo-courant J_{ph} :

III.2.1. 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.

III.2.2. 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 [4]:

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

Où:

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

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

III.2.3. Détermination du photo-courant

En tenant compte des équations relatives aux densités de courant (II-32 et II-33), les équations de continuités (II-39 et II-40) deviennent à une dimension:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (\text{type P})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - p_n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (\text{type N})$$

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:

Avec les conditions en :

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

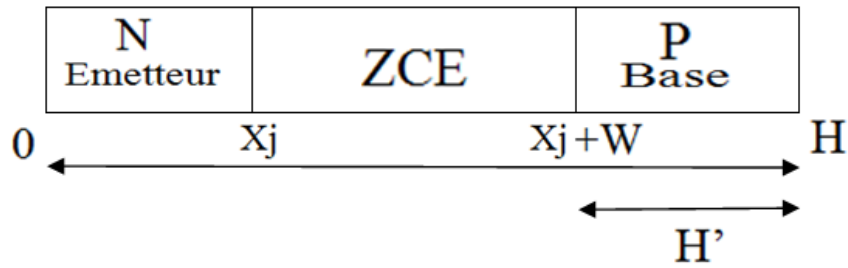


Figure III-2: Limites de la jonction.

On obtient :

- Pour la région N (ici l'Émetteur):

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

- Pour la région P (la Base) :

$$J_b = R s_b \times q \Phi (1 - R) = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp - \alpha (x_j + w) \cdot \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} \left[\operatorname{ch} \frac{H'}{L_n} \exp - \alpha H' \right] + \operatorname{sh} \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n \exp - \alpha H'}{\frac{S_n L_n}{D_n} \operatorname{sh} \frac{H'}{L_n} + \operatorname{ch} \frac{H'}{L_n}} \right\} \quad (\text{III-3})$$

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

$$J_{ZD} = R_{S_{ZD}} \times q\Phi(1 - R) = [1 - \exp(-\alpha w)] \exp(-\alpha x_j) \quad (\text{III-4})$$

III.3. Caractéristique courant-tension, $J(V)$ d'une cellule photovoltaïque :

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

$$J(V) = J_{ph} - J_{obsc}(V) \quad (\text{III-5})$$

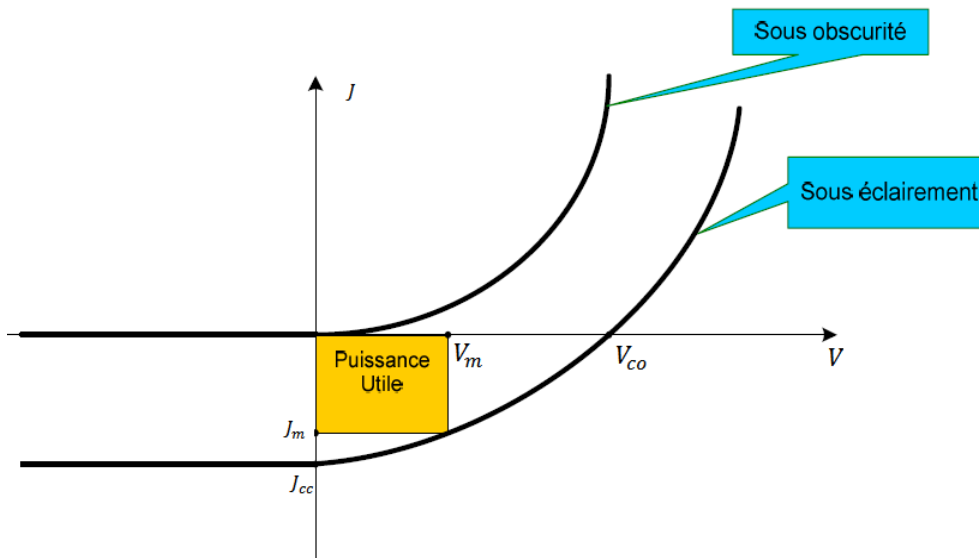


Figure III-3: Caractéristiques $J(V)$ à l'obscurité et sous éclairement d'une cellule photovoltaïque.

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:

$$J(V) = J_{ph} - J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III-6})$$

Avec :

J_{ph} : Courant photo-généré,

J_{obsc} : Courant à l'obscurité,

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.

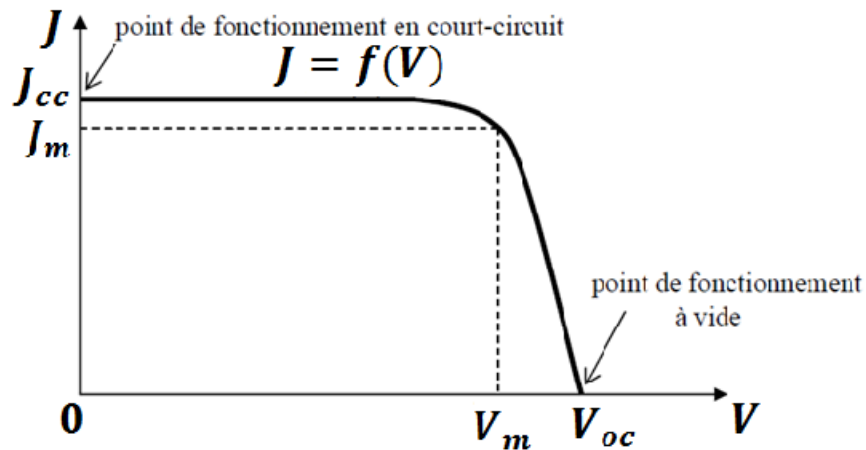


Figure III-4: Caractéristique $J = f(V)$ d'une cellule solaire.

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.

III.4. Paramètres essentiels caractérisant une cellule solaire :

III.4.1. 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 :

$$J_{ph}(\lambda) = q \cdot \Phi(\lambda) |1 - R(\lambda)| \cdot R_s \quad (\text{III-7})$$

$$J_{cc} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} J_{ph}(\lambda) d\lambda \quad (\text{III-8})$$

Avec :

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

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

R_s : La réponse spectrale.

III.4.2. Point de 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 $P = I \times V$, pour que la puissance soit maximale : il faut être dans les conditions où le produit $I \times V$ est maximal : c'est le point de charge idéal de la photopile ou point de puissance maximal P_m .

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

III.4.3. 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 photocourant. 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:

$$V_{co} = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left[\left(\frac{I_{cc}}{I_0}\right) + 1\right] \quad (\text{III-9})$$

III.4.4. 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 ($P_M = V_M \times J_M$) et la puissance idéale ($V_{co} \times J_{cc}$), on le note par:

$$FF = \frac{P_{\text{maximale}}}{P_{\text{idéale}}} = \frac{J_M \cdot V_M}{J_{cc} \cdot V_{co}} \quad (\text{III-10})$$

III.4.5. 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} . (AM1.5). On appelle rendement maximal, le rapport entre la puissance maximale et la puissance P_{inc} :

$$\eta_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}}{P_{\text{inc}}} = \frac{I_m V_m}{P_{\text{inc}}} \quad (\text{III-11})$$

III.5. Limitation 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 [12]:

- 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).

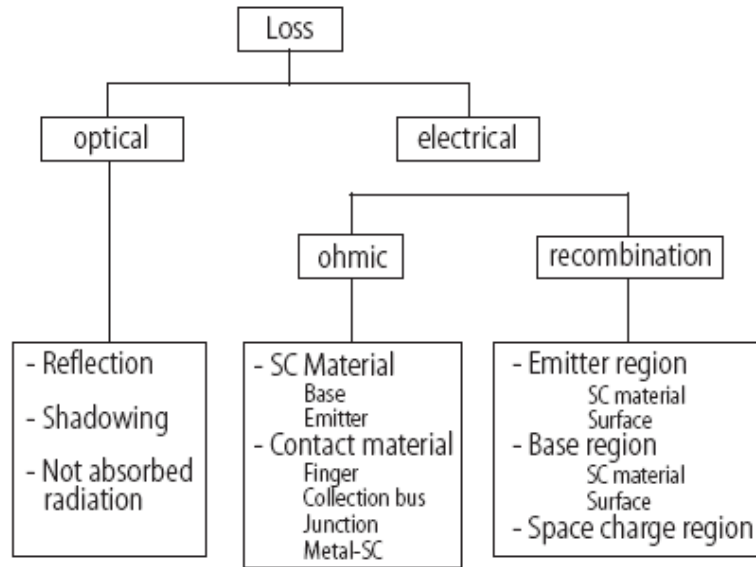


Figure III-5 : Organigramme des pertes limitant le rendement de la conversion photovoltaïque.

Pour une cellule photovoltaïque réelle, on inclut l'effet des résistances série et parallèle (le plus souvent nommée shunt en anglais) et l'effet de la recombinaison représentée par le facteur d'idéalité n . L'équation (III-6) sera modifiée comme suit:

$$J = J_{ph} - \left[J_{01} \left(\exp \left(\frac{q(V-JR_s)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) + J_{02} \left(\exp \left(\frac{q(V-JR_s)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) \right] - \frac{V-JR_s}{R_{sh}} \quad (\text{III-12})$$

Où:

R_s est la résistance série,

R_{sh} est la résistance parallèle (shunt),

n est le facteur d'idéalité de la diode équivalente à la jonction PN.

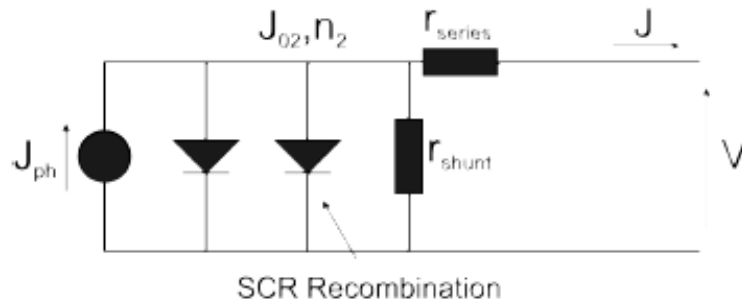


Figure III-6: Schéma électrique équivalent d'une photopile.

III.6 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 [6].

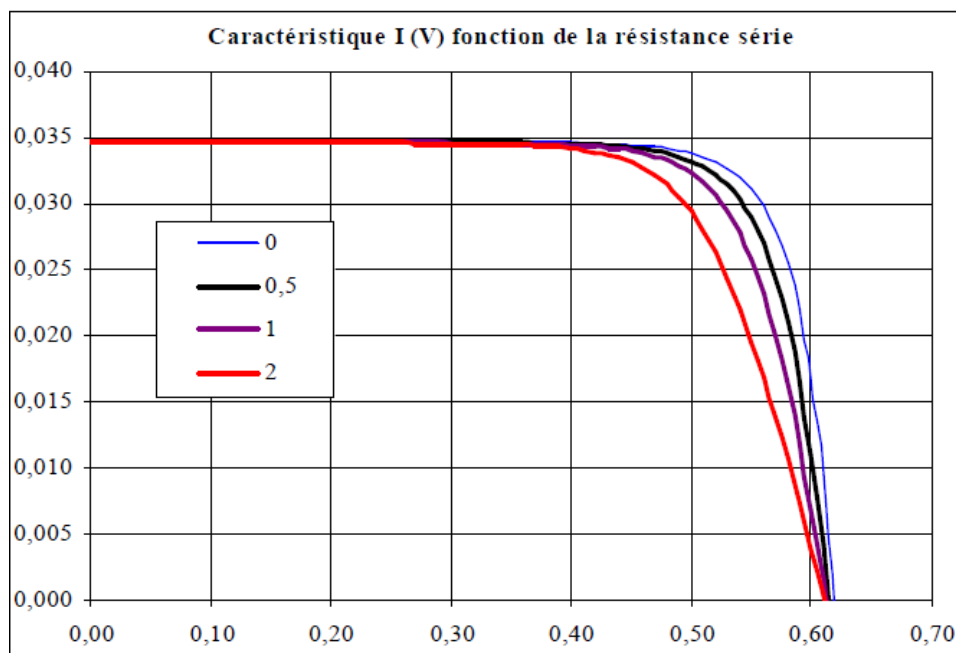


Figure III-7: Effet de la résistance série (R_s variant de 0 à 2 ohm.cm^2) sur la pente de la caractéristique au voisinage du point de circuit ouvert.

III.7 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.

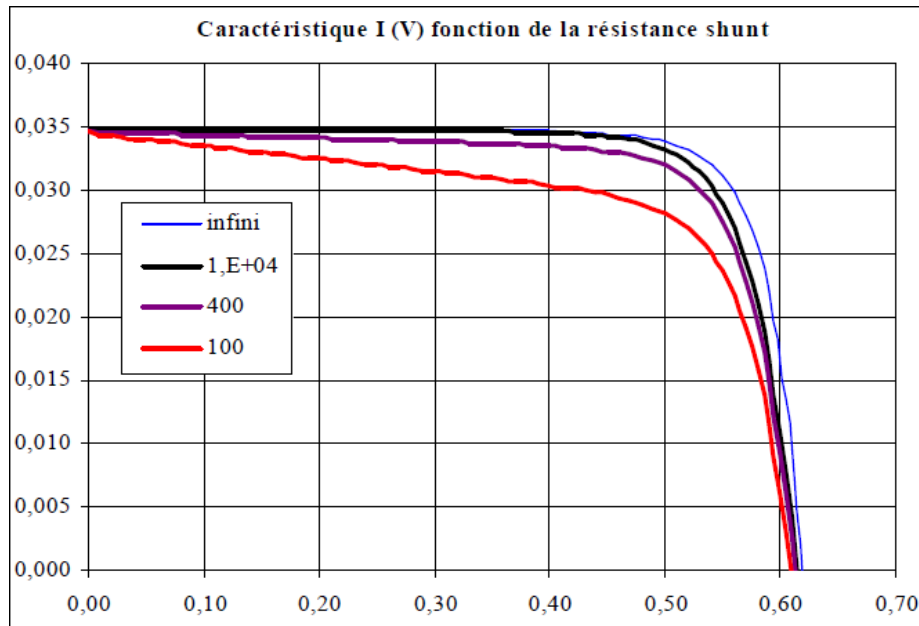


Figure III-8: Effet de résistance shunt (R_{sh} variant entre 100 ohm. cm^2 et l'infini) sur la pente de la caractéristique en court-circuit.

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 éclairement.

III.8.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.

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 :

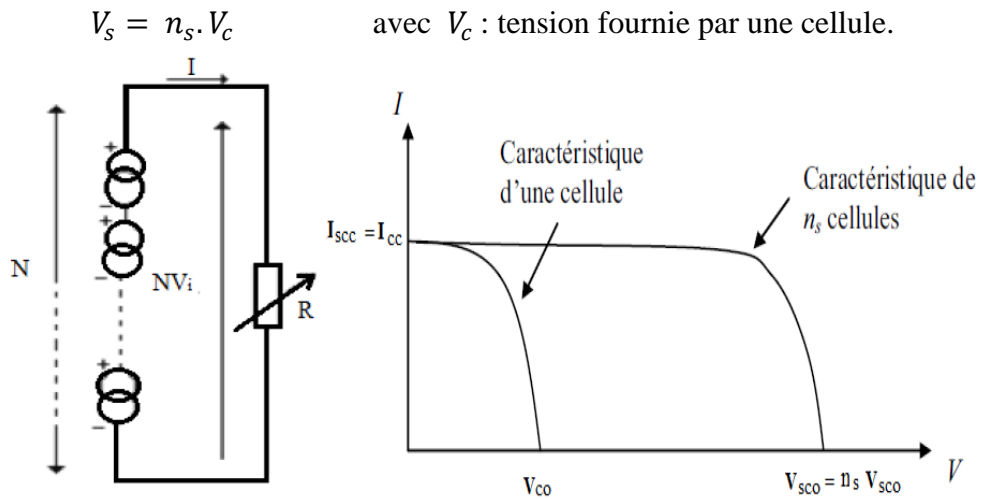


Figure III-9: Caractéristique du groupement de cellules en série.

- 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.

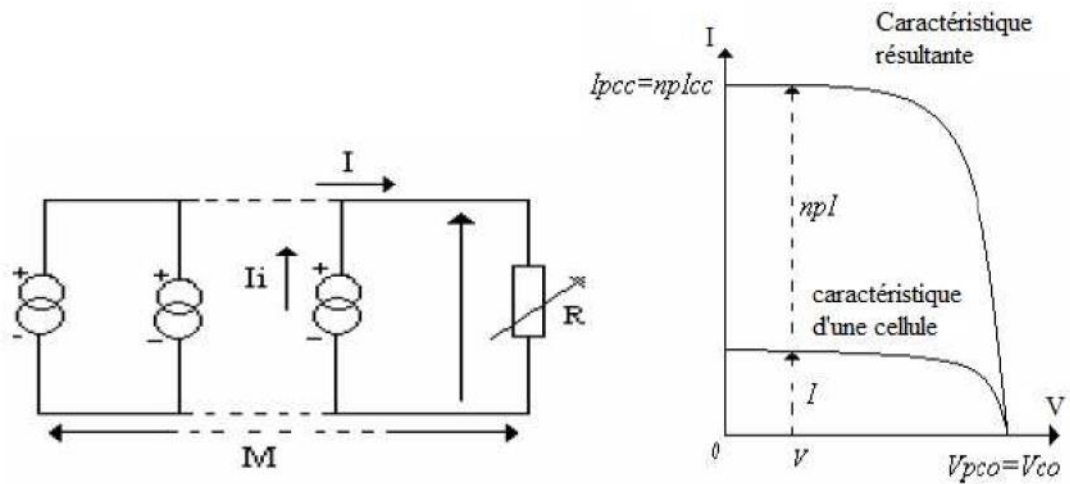


Figure III-10: Caractéristique de groupement de cellules en parallèle.

Association de cellules mixte (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.

III.9 Procédés standard de réalisation d'une cellule photovoltaïque en silicium :

La figure suivante résume le procédé standard de réalisation d'une cellule solaire dans l'industrie actuelle. Le matériau de base est le lingot de silicium.

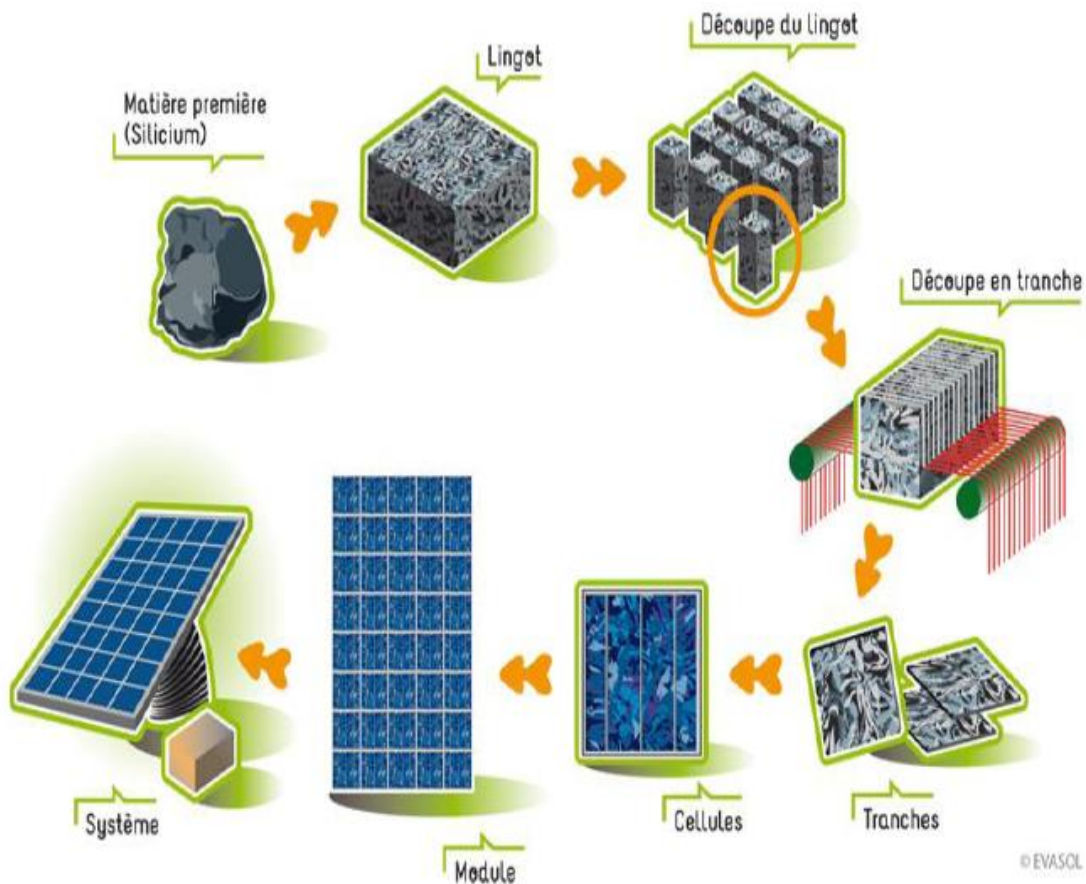


Figure III-11: Etapes de fabrication de cellules solaires [2].

1. Purification du silicium :

Il s'agit, en partant du silicium métallurgique, de faire une purification chimique. De nombreux procédés ont été développés par les différents producteurs mondiaux de silicium. Au final, le procédé de purification aboutit à l'obtention de lingots de silicium purifiés à 99.99 %.

2. Obtention des lingots de silicium :

Une fois l'étape de purification terminée, vient l'étape de cristallisation du silicium liquide. Le produit issu de cette étape est un lingot de silicium à l'état solide. Il existe deux grandes méthodes de cristallisation. La première permet d'obtenir du silicium poly-cristallin (composé de plusieurs cristaux). La seconde permet d'obtenir du silicium monocristallin (composé d'un seul cristal).

3. Obtention des wafers photovoltaïques :

Les lingots cylindriques (silicium monocristallin) ou parallélépipédiques (silicium poly-cristallin) de silicium obtenus à l'issue de l'étape de solidification sont ensuite sciés en fines plaques de l'ordre de 300 micromètres d'épaisseur qui sont appelées « wafers » (en anglais, "wafer" signifie "galette"). La coupe des lingots est effectuée par une scie à fil.

Compte-tenu de la faible épaisseur des tranches à découper (300 μm), le principal problème du sciage est la perte de découpe. Afin de minimiser ces pertes, la solution technique retenue est la scie à fil. En effet, la perte de découpe typique des scies à fil est de 200 μm à 240 μm , ce qui représente environ 55% de perte .

4. Dopage du silicium :

Les wafers de silicium obtenus à l'issue de l'étape de sciage sont alors introduits dans un réacteur de croissance dans lequel va se dérouler l'étape de dopage.

5. Traitement de surface :

5.1 La texturisation :

La texturisation est utilisée pour diminuer la réflectivité de la surface de la cellule. Cette opération vise à développer en surface un relief micrométrique, généralement de forme pyramidale[2]. Le relief créé permet d'augmenter la surface et induit des réflexions multiples sur les facettes des pyramides. La texturisation assure ainsi le piégeage d'un maximum de lumière réduisant les pertes liées à la réflectivité.

Différents procédés sont utilisés pour réaliser la texturisation [10] :

- Attaques chimiques de la surface (KOH, NaOH, acides),
- Texturisation mécanique, plasma ou laser.

Ces méthodes peuvent faire passer la réflectivité effective de 40% à moins de 10% en général.

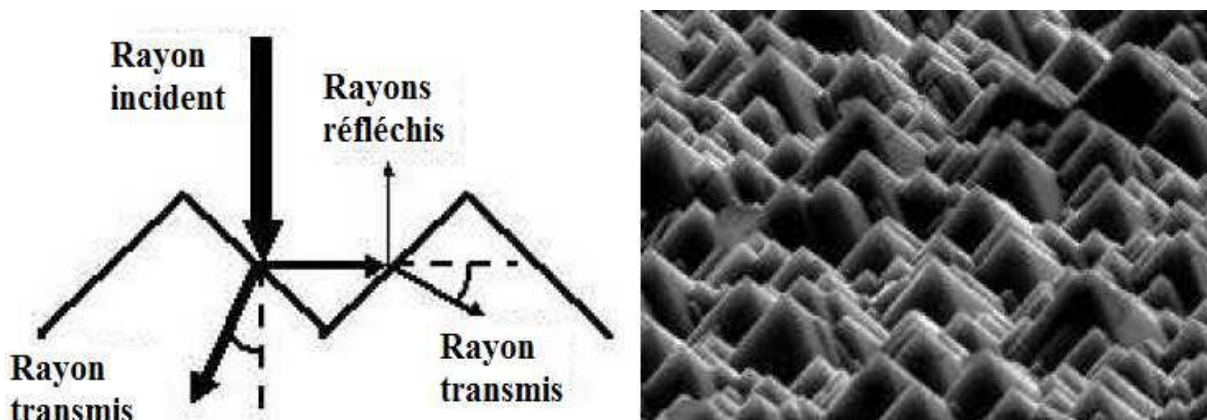


Figure III-3: a) Trajectoire d'un rayon lumineux arrivant sur une surface texturée;
b) Plaque de silicium après texturisation.

5.2 La couche antireflet :

La texturisation de la surface de la cellule permet de limiter les réflexions de la face avant. Pour réduire encore plus la réflexion, une couche antireflet (CAR) est rajoutée. L'indice et l'épaisseur de cette couche sont ajustés en fonction des indices de matériaux en présence et de la longueur d'onde du rayonnement incident, l'objectif étant de minimiser au maximum le coefficient de réflexion de la cellule en créant des interférences destructives à la réflexion.[15]

5.3 La passivation :

La surface des cellules est une source de recombinaison importante à cause des nombreux défauts cristallins présents liés à la discontinuité du cristal (exemple des liaisons pendantes). La passivation consiste à améliorer la qualité électronique en surface et par conséquent en volume du substrat, en neutralisant les sites actifs. Des matériaux tels que le nitrure de silicium SiN_x , l'oxyde de silicium SiO_2 permettent de passiver une grande partie de ces défauts puisqu'il combine deux effets de passivation.

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) :

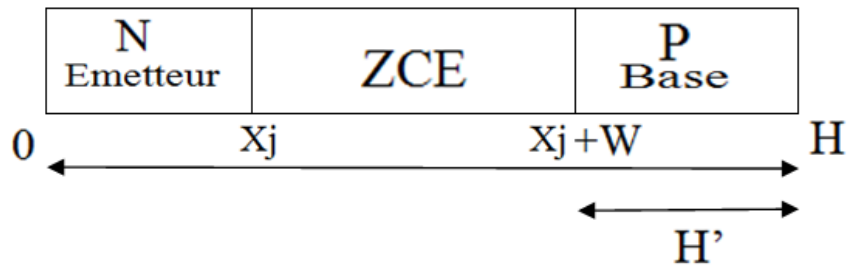


Figure IV-1 : Schéma équivalent d'une cellule solaire simple à une dimension.

Paramètre	Valeur
w (épaisseur de la ZCE)	0,05 μm
H' (épaisseur de la base)	200 μm
Xj (épaisseur de l'émetteur)	0,20 μm
Sn (vitesse de recombinaison des électrons dans la base)	10^7cm/s
Sp (vitesse de recombinaison des trous dans l'émetteur)	10^3cm/s
Ln (longueur de diffusion des électrons dans la base)	60 μm
Lp (longueur de diffusion des trous dans le front)	1 μm
Dn (coefficient de diffusion des électrons dans la base)	7,5 cm^2/s
Dp (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 se trouvant en annexe, 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 ($\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$)
0,20	6,20	0,00
0,25	4,96	0,00
0,29	4,27	0,00
0,30	4,20	0,33
0,30	4,13	0,37
0,31	4,06	1,24
0,31	4,00	4,03
0,32	3,93	12,78
0,32	3,87	100,74
0,33	3,81	143,01
0,33	3,76	187,69
0,34	3,70	231,45
0,34	3,65	277,75
0,35	3,59	296,46
0,35	3,54	324,99
0,36	3,49	345,21
0,36	3,44	364,89
0,37	3,40	405,58
0,37	3,35	443,41
0,38	3,31	455,23

Figure 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 :

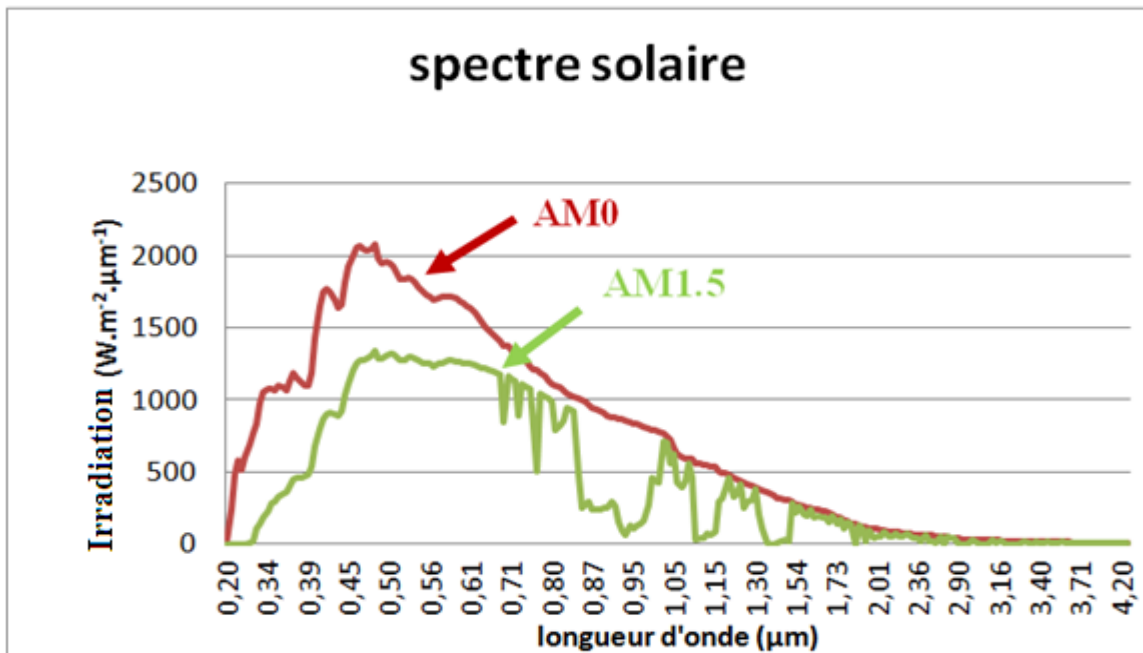


Figure IV-3 Représentation graphique des spectres AM0 et AM1.5.

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-2: 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-3: Pourcentage des spectres AM0 et AM 1.5.

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

IV.4. Flux de photons incidents:

Les spectres de l'irradiation 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 :

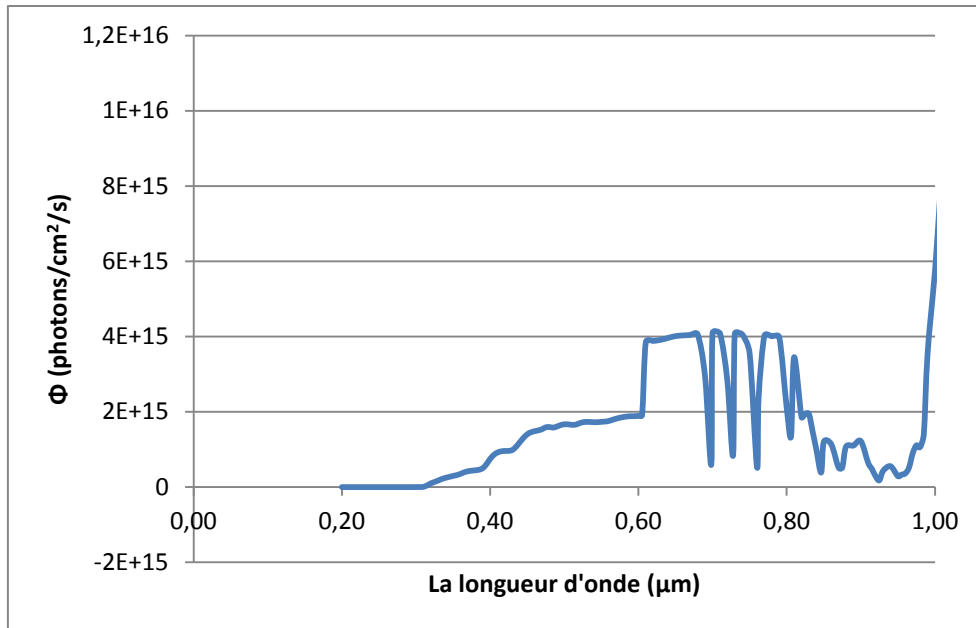


Figure IV-4: Flux de photons pour chaque longueur d'onde.

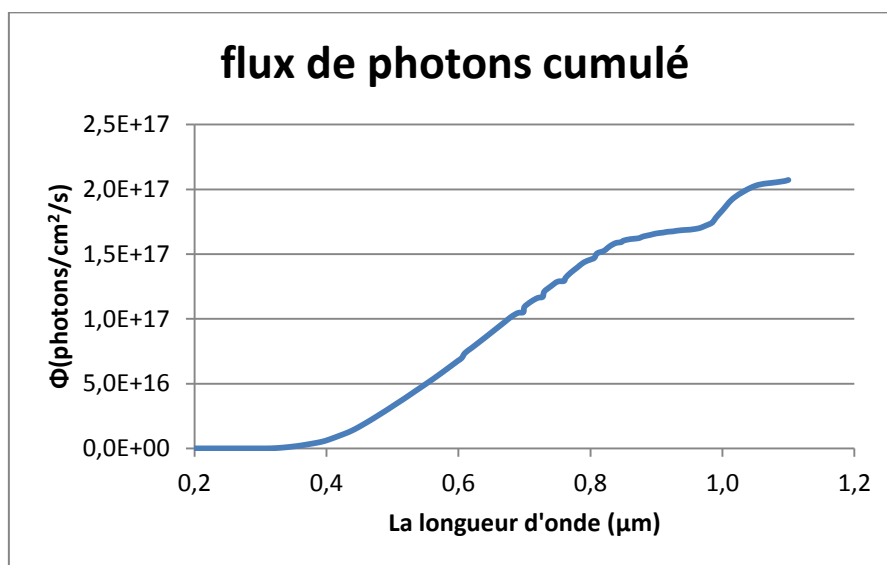


Figure IV-5: Flux de photons cumulé pour chaque longueur d'onde.

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})
0,20	3,000	1884955,592
0,25	3,632	1825642,323
0,29	5,230	2266063,280
0,30	4,639	1976115,026
0,30	4,145	1736253,540
0,31	3,798	1564822,151
0,31	3,587	1454050,690
0,32	3,408	1359362,155
0,32	3,293	1292961,726
0,33	3,197	1235950,882
0,33	3,128	1191139,615
0,34	3,058	1147103,324
0,34	3,014	1113971,795
0,35	2,985	1087264,240
0,35	2,989	1073168,050
0,36	3,020	1069026,458
0,36	2,982	1040914,366
0,37	2,705	931288,562
0,37	2,020	685886,093
0,38	1,449	485564,561
0,38	0,945	312505,796

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

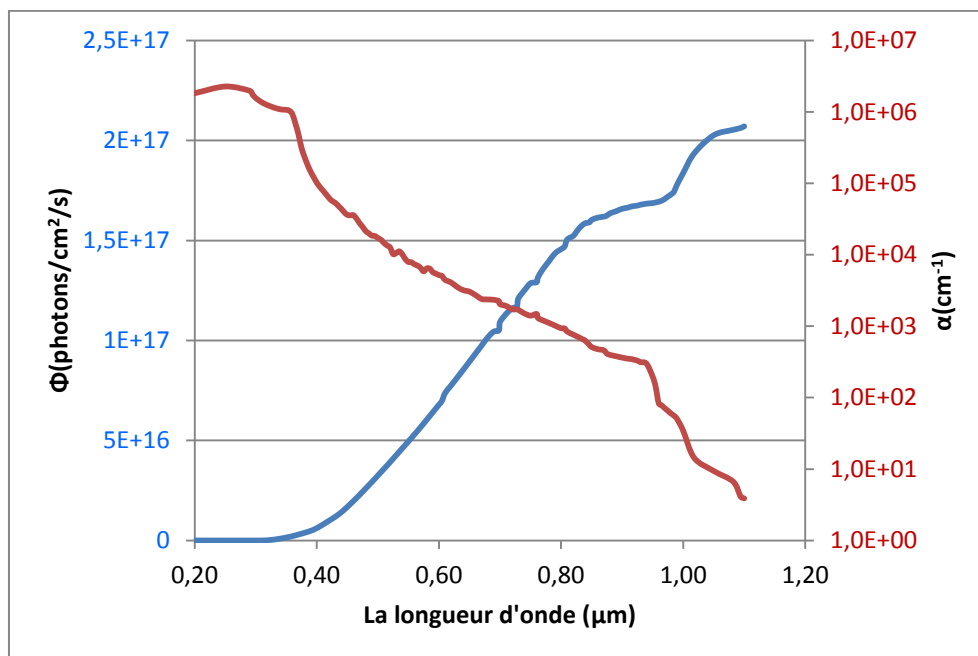


Figure IV-6: Le coefficient d'absorption de Silicium et la répartition du nombre de photons cumulés à chaque longueur d'onde du photon.

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

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 :

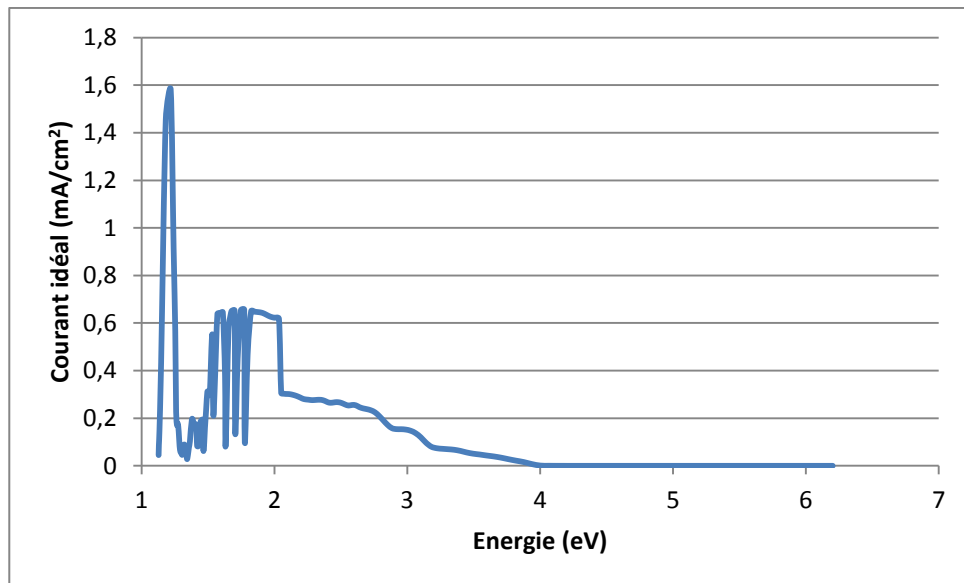


Figure IV-7: Courant idéal en fonction de l'énergie de chaque photon.

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

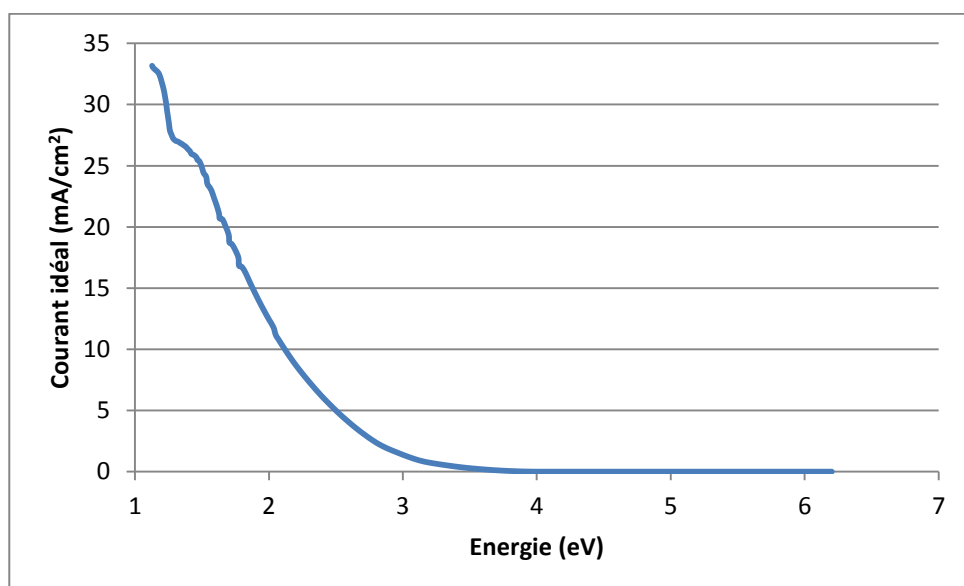


Figure IV-8: Densité de courant idéale cumulée à chaque énergie photonique.

On remarque sur la figure 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 $J_{\text{idéale}} = 35,5 \text{ mA.cm}^{-2}$.

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 (III-9) 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.

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} .

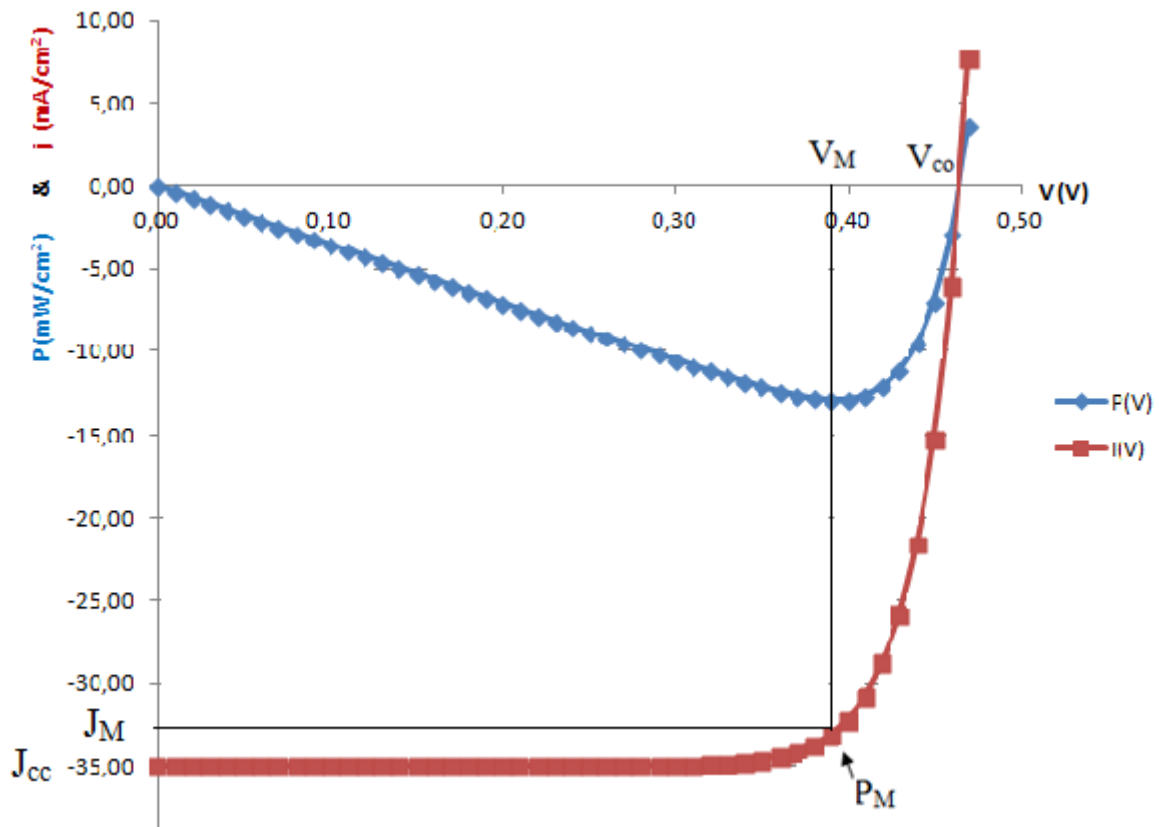


Figure IV-9 : Caractéristique $J(V)$ de la cellule étudiée.

A titre indicatif, nous avons obtenus les caractéristiques suivantes de la cellule étudiée :

J_{cc} (mA/cm²)	35
V_{oc} (mV)	465
J_M (mA/cm²)	33,03
V_M (mV)	390
FF (%)	79,16
η (%)	12,83

Tableau IV- 4: Caractéristiques de la cellule étudiée.

IV.7 Courbes de réponses spectrales :

Ensuite, nous avons utilisé les équations (III-2), (III-3) et (III-4) pour étudier la réponse spectrale de la cellule solaire que nous avons déterminée dans les différentes 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 :

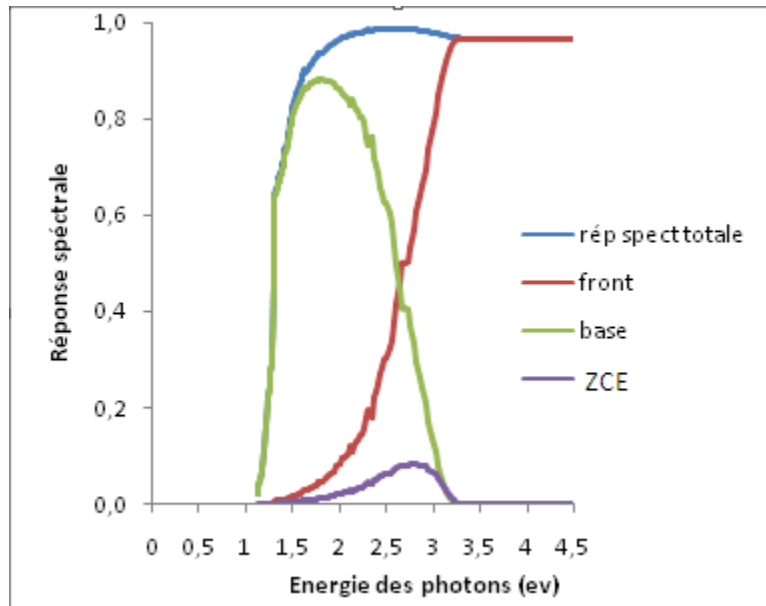


Figure IV-10: Caractéristiques des réponses spectrales totale et partielle obtenues par Excel dans le cas de la cellule solaire simple.

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.

VI.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-10 montre la variation de la réponse spectrale de la cellule solaire en fonction de x_j .

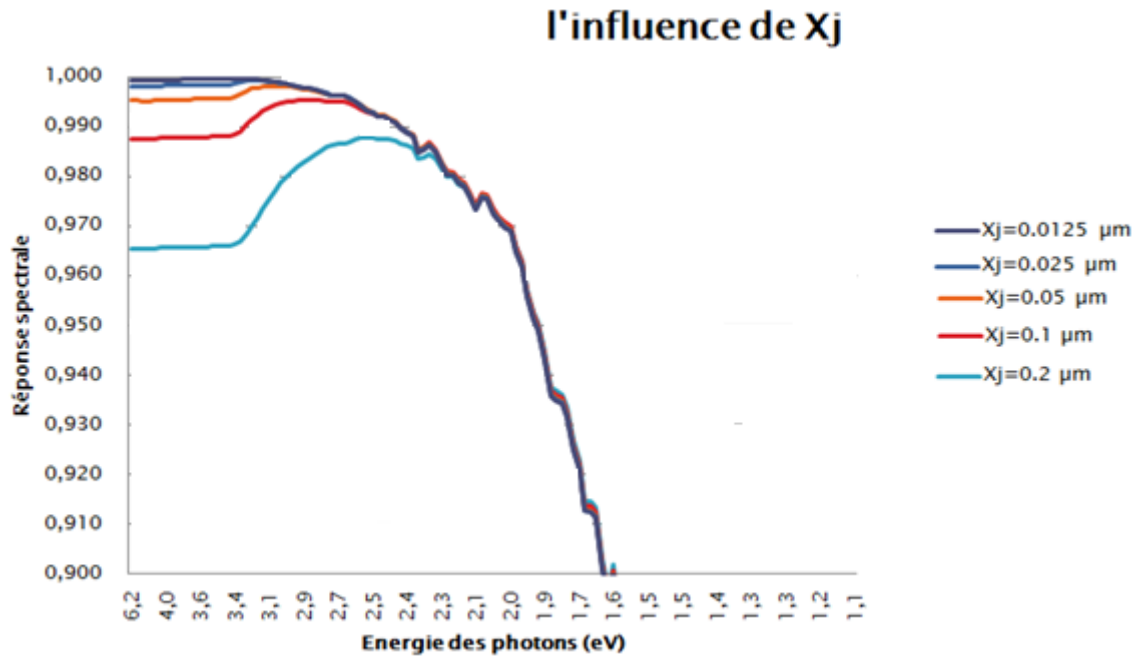


Figure IV-11: Influence de l'épaisseur de l'émetteur (x_j) sur la réponse spectrale.

La profondeur de jonction x_j est un paramètre important. Si x_j est important, on privilégie le front puisque moins des photons énergétiques arrivant dans la base.

On constate que plus x_j diminue et plus la réponse spectrale tend vers l'unité.

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

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 donnée 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 $J(V)$ fonction du courant de saturation, y est par la suite développée.

Dans le chapitre III, 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 $J(v)$ 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 J_{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. 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).

Après, 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 J_{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.

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 solaire conventionnelle en optimisant par Excel tous ses paramètres.

Bibliographie :

- [1] Z. Bendjellouli, « *Contribution à la modélisation d'une cellule solaire* », Mémoire de magister, Université de Béchar, 2009.
- [2] H. Hasni, « *Caractérisation automatisée d'une cellule solaire* », Mémoire de master, Université de Biskra, 2014.
- [3] B. Equer, « *Energie solaire photovoltaïque: Physique et technologie de la conversion photovoltaïque* », volume1, Edition Unesco, 2007.
- [4] A. Laugier « *Les photopiles solaires du matériau du dispositif aux applications* », Institut National des Sciences Appliquées, Lyon, Editions Tec & Doc, 1981.
- [5] H. Mathieu, «*Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques* », Edition Masson, Paris, 1996.
- [6] A. Ricaud, « *Photopiles solaires, de la physique de la conversion photovoltaïque aux filières, matériaux et procédés* », Presses polytechniques et universitaires romandes, 1997.
- [7] A. Ricaud, «*Convertisseurs photovoltaïques*». Site Web : [http://www.cythelia.fr/images/file/Convertisseurs%20photovoltaïques Alain%20Ricaud Nov-07.pdf](http://www.cythelia.fr/images/file/Convertisseurs%20photovoltaïques%20Alain%20Ricaud%20Nov-07.pdf) (consulté le 10 février 2015).
- [8] A.Mekemeche, « *Etudes à deux dimensions de cellules solaires en silicium monocristallin à émetteur sélectif à l'aide de PC2D* », Mémoire de magister, Université de Mostaganem, 2013.
- [9] M. Orgeret, «*Les piles solaires, le composant et ses applications* », Edition Masson, Paris,1985.
- [10] A. Vapaille, « *Physique des dispositifs à semi-conducteurs*», Edition Masson, 1970.
- [11] O. Nichiporuk, « *Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïques à contacts arrières inter digités* », Thèse de doctorat , institut National des Sciences Appliquées de Lyon-France , soutenue le 03 Mai 2005.
- [12] M. Lasledj, « *Simulation numérique des cellules solaires de troisième génération pour des applications spatiales* », Mémoire de magistère, Université de Sétif, 2014.

Table des matières

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : L'ensoleillement

I.1 Historique	2
I.2 Le soleil	2
I.3 Le spectre solaire.....	3
a) Rayonnement Direct	3
b) Rayonnement diffus	3
c) Albédo	3
d) Rayonnement global	3
I.4 La masse d'air.....	4
I.5 La zone utile	6

Chapitre II : Physique des cellules solaires

II.1 Les semi-conducteurs	8
II.2 Types de semi-conducteurs	9
II.2.1 Semi-conducteurs intrinsèques	9
II.2.2 Semi-conducteurs extrinsèques	10
II.2.2.1 Semi-conducteurs de type N	10
II.2.2.2 Semi-conducteurs de type P.....	10
II.3 Génération et recombinaison des paires électrons trous	13
II.3.1 Génération.....	14
II.3.2 Recombinaison.....	16
a) Recombinaison directe.....	16
b) Recombinaison RSH	16
c) Recombinaison Auger	17
d) Recombinaison en surface	17
II.4 Equations de base régissant le transport des porteurs	18
II.5 Jonction PN	20
II.5.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique	20
II.5.2 Jonction polarisée par une tension continue	23

1) Polarisation directe	23
2) Polarisation inverse	23

Chapitre III : La cellule solaire

III.1 La cellule solaire	25
III.2 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire	25
III.3 Le photo-courant	26
III.3.1 Contributions au photo-courant.....	26
III.3.2 Réponse spectrale de la cellule solaire	26
III.3.3 Détermination du photo-courant	26
III.3.4 Caractéristique courant tension $J(v)$	28
III.4 Paramètres essentiels caractérisant une cellule solaire	29
III.4.1 Courant de court-circuit	29
III.4.2 Point de puissance maximale	29
III.4.3 Tension de circuit ouvert	30
III.4.4 Facteur de forme.....	30
III.4.5 Rendement de conversion d'énergie	30
III.5 Limitations du rendement	30
III.6 Influence de la résistance série	32
III.7 Influence de la résistance shunt	32
III.8 Association de cellules	33
III.9 Procédés standards de réalisation d'une cellule photovoltaïque en Silicium	35
1. Purification du Silicium	35
2. Obtention des lingots de Silicium	35
3. Obtention des wafers photovoltaïques	35
4. Dopage de Silicium.....	36
5. Traitement de surface	36
5.1 La texturisation	36
5.2 La couche antireflet	36

5.3 La passivation	37
--------------------------	----

Chapitre IV : Résultats et Discussions

IV.1 Paramètres de la simulation de la cellule solaire simple	38
IV.2 Le spectre solaire.....	38
IV.3 La constante solaire.....	40
IV.4 Le flux de photons incidents	40
IV.5 Le coefficient d'absorption	41
IV.6 La densité de courant	43
IV.7 Les courbes de réponses spectrales.....	45
IV.8 L'influence de l'épaisseur de l'émetteur	46
Conclusion générale	48
Bibliographie.....	50