

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ AMAR TELIDJI – LAGHOUAT –
FACULTÉ DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGÉNIORAT
DÉPARTEMENT DE L'ÉLECTRONIQUE



Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister
École doctorale Énergies Renouvelables

Par

Medjelled Yamina

Thème

**Effet de la Résistance Série sur les Performances d'une Cellule
Photovoltaïque à Multi -jonction sous concentration solaire.
« Approximation de forte injection »**

Diriger par :

A.CHEKNANE	Professeur	Université de Laghouat	Encadreur
A. Belghachi	Professeur	Université de Bechar	Co-encadreur
A.Helmaoui	professeur	Université de Bachar	Président
M. Ferhat	MA-A-	Université de Laghouat	Examineur
A.Ziani	MA-A-	Université de Laghouat	Examineur
A.Hamdi	MA-A-	Université de Laghouat	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu "ALLAH" miséricordieux, qui m'a donné la force pour mener à bien cette mémoire.

*Je tiens à remercier Mr **Monsieur A.Cheknane** Professeur à l'Université de Laghouat qui a accepté de m'encadrer, et je lui exprime particulièrement toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité.*

*Je remercie sincèrement mon Co-encadreur Monsieur **Belghachi Abderrahmane** Professeur à l'Université de Béchar,*

*Un remerciement particulier à **Monsieur Helmaoui Abderrachid** Professeur à l'Université de Béchar, pour ses remarques ses encouragements constructives,*

A tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Un remerciement particulier à tous les membres du jury pour avoir accepté de juger et d'évaluer ce mémoire.

*Je remercie sincèrement Monsieur le professeur **Ferhat Marhoun** qu'il a su m'orienter et me témoigner aide et assistance.*

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à tous mes proches qui m'ont toujours soutenu et encouragé au cours de mes études.

U. Medjelled

Dédicace

Je dédie ce modeste travail

*A l'âme de **mon père** qui est dans mon cœur*

*A **ma mère** qui a sacrifié pour nous*

*A l'âme de mon cher frère **Belkheir***

À tous mes frères et sœurs

A tous ceux qui me sont chers

*A mes **collègues** des études*

*Et à tous mes **amis**.*

A tous ceux et celles qui me sont chère(s)

U. Medjelled

Résumé :

Les cellules solaires multi-jonctions sous concentration dont l'aspect le plus important dans la troisième génération, est la définition du régime de forte injection et leurs équations de continuité qui sont présentées ici. La caractéristique courant-tension dans le régime de forte injection présente le modèle électrique où la recombinaison est très importante, et une comparaison entre les deux régimes (forte et faible) est faite. La résistance série est calculée par la méthode numérique de Newton –Raphson dans les deux régimes.

La variation de la température des cellules solaires multi-jonction sous concentration a été évaluée. Pour ces cellules solaires, le rendement de conversion a diminué lorsque la température augmente dans le système photovoltaïque, qu'il augmente avec un taux de concentration croissant.

Mots clés : *cellule multi-jonction, sous concentration, forte injection, résistance série, température.*

Abstract:

The multi-junction solar cell under concentration which the most important aspect in the third generation, the definition the level of high injection and here continuity equations are present. The current-voltage characteristic in the high injection level presents the electric model where the recombination is important, and a comparison between two levels (low and high) is made. series resistance is calculated by the numerical method of Newton-Raphson and comparing the results with low injection.

The variation in the temperature of multi-junction solar cells at concentration is evaluated. For the solar cells, the conversion efficiency decreased with increasing temperature in the photovoltaic system, and increases with increasing concentration ratio.

Keywords: *multi-junction cell, under concentration, high injection, series resistance, temperature.*

ملخص:

الخلية الشمسية متعددة الوصلات تحت التركيز الأكثر أهمية في الجيل الثالث لتحديد نظام الحقن العالي ومعادلاته الاستمرارية. الخاصية تيار - جهد في النظام العالي قدمت النموذج الكهربائي أين خاصية إعادة التركيب مهمة والمقارنة بين النظامين قَدِّمت (منخفض و عالي) تحديد نموذج المقاومة الكهربائية المتسلسلة في الحقن العالي من خلال الطريقة العددية لنيوتن ومقارنة النتائج مع نظام الحقن المنخفض. وجرى تقييم التغيرات في درجة حرارة الخلايا الشمسية متعددة الوصلات تحت التركيز العالي، مردودية التحويل تنقص بزيادة درجة الحرارة التي ترتفع بارتفاع معدل التركيز.

المفاتيح: *خلايا متعددة الوصلات, تحت تركيز, الحقن عالي, مقاومة متسلسلة, درجة الحرارة.*

Sommaire

Introduction Général

Chapitre I : La conversion photovoltaïque dans les cellules solaires multi-jonctions

I.1 Introduction	01
I.2 la conversion Photovoltaïque	01
I.2.1 Principe de la conversion Photoélectrique	01
I.2.2 Modélisation électrique d'une cellule Photovoltaïque	07
I.3 Les cellules multi-jonctions à haut rendement	10
I.3.1 les multi-jonctions en couche-mince	13
I.3.2 cellule solaire multi-jonction à base des matériaux III-V	14
I.3.3 Nanostructures pour une cellule solaire multi-jonction	17
I.3.4 Paramètres importants pour une cellule solaire multi-jonction	19
I.3.4.1 Absorption optique d'une photopile solaire	19
I.3.4.1.1 Coefficient d'absorption de divers semi-conducteurs	20
I.3.4.2 Largeur de la bande interdite	21
I.3.4.3 la constante de réseau cristallin	23
I.4 Les concentrateurs et les systèmes associés	24
I.4.1 La concentration du rayonnement solaire en photovoltaïque	24
I.4.2 Différents types des capteurs à concentration	24
I.4.3 Les panneaux solaires à concentration	25
I.4.4 Le taux de concentration	26
I.4.5 Influence de la concentration sur les paramètres d'une cellule	26
I.4.6 Limites de concentration	28
I.4.7 Effet de la température dans une cellule sous concentration	28
I.4.8 L'effet de résistance série dans une cellule sous concentration	29
I.5 Conclusion	30

Chapitre II : Notions Fondamentales des semi-conducteurs

II.1 Introduction	32
II.2 les Semi-conducteurs III-V	32
II.2.1 Introduction	32
II.2.2 Structure cristalline	33
II.2.3 Structure des bandes d'énergie	35
II.3 Notions du Physique des semi-conducteurs en régime de faible et forte injection	36
II.3.1 Notions élémentaires	36
II.3.1.1 les Cristaux N et P	36
II.3.1.2 Neutralité, Quasi-neutralité, Charge d'espace	37
II.3.1.3 Transport de charges	39
II.3.1.4 Génération, recombinaison de porteurs	41
II.3.1.5 équations de continuité	45
II.3.1.6 Contact métal / Semi-conducteur	47
II.3.1.7 La jonction PN	48
II.4 Conclusion	58

Chapitre III : Etude de L'effet de la résistance série et la température sur la cellule multi-jonction sous concentration « approximation de forte injection »

III.1 Introduction	60
III.2 Notions de base pour une cellule sous concentration solaire	60
III.2.1 Paramètres des cellules sous concentration	60
III.2.2 Mode de fonctionnement d'une cellule solaire sous concentration	61
III.2.2.1 le courant de sortie	61
III.2.2.2 La tension de sortie	65
III.2.3 Processus de recombinaison dans les cellules solaires	67
III.2.3.1 La recombinaison dans les régions fortement dopées	67
III.2.3.2 La recombinaison radiative dans la base	67
III.2.3.3 La recombinaison de défauts dans la base	68
III.2.3.4 La recombinaison Auger dans la base	68
III.2.3.5 La recombinaison en surface	68
III.3 Caractéristique courant-tension de cellule solaire en faible injection	69
III.4 Le calcul de la caractéristique I(V) d'une cellule sous concentration	
« Approximation de forte injection »	71
III.4.1 Le Calcul de la mobilité et la conductivité	76
III.5 Détermination de la résistance série au régime de forte injection	77
III.6 Influence de la température de la cellule solaire tri-jonction sous lumière concentrée	84
III.7 Conclusion	91
Conclusion Générale	93
Références Bibliographie	96

Nomenclature

<i>symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
<i>A</i>	<i>Surface de cellule</i>	<i>cm²</i>
<i>A_{surf}</i>	<i>La surface active</i>	<i>cm²</i>
<i>a₀</i>	<i>le paramètre cristallin</i>	<i>Å</i>
<i>B</i>	<i>Le coefficient de recombinaison radiatif</i>	<i>cm⁻³.s⁻¹</i>
<i>c</i>	<i>la vitesse de la lumière</i>	<i>m.s⁻¹</i>
<i>C_A</i>	<i>coefficient Auger ambipolaire</i>	<i>cm⁻⁶ . s⁻¹</i>
<i>C_n, C_p</i>	<i>Les coefficients de recombinaison</i>	<i>cm⁻⁶ . s⁻¹</i>
<i>D_a</i>	<i>le coefficient ambipolaire de diffusion</i>	<i>cm² / s</i>
<i>D_n, D_p</i>	<i>les constantes de diffusion</i>	<i>m⁻².V⁻¹.s⁻¹</i>
<i>d_λ</i>	<i>la longueur d'absorption</i>	<i>m</i>
<i>E_F</i>	<i>Le niveau de fermi</i>	<i>J ou eV</i>
<i>E_i</i>	<i>Le niveau intrinsèque</i>	<i>J ou eV</i>
<i>E_g</i>	<i>La largeur de bande interdite</i>	<i>eV</i>
<i>\vec{E}</i>	<i>champ électrique</i>	<i>V.m⁻¹</i>
<i>FF</i>	<i>Le facteur de forme</i>	<i>%</i>
<i>Fo</i>	<i>La surface de lentille optique</i>	<i>m²</i>
<i>E_{F, n} (E_{F, p})</i>	<i>les quasi-niveaux de Fermi des électrons (des trous).</i>	<i>eV</i>
<i>J</i>	<i>La densité de courant délivrée par la cellule</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J_n, J_p</i>	<i>densités de courant des porteurs minoritaires</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J_{cond}</i>	<i>La densité de courant de conduction</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J_{rec}</i>	<i>La densité de courant de recombinaison</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J₀</i>	<i>La densité de courant à l'obscurité</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J_{cc}</i>	<i>La densité de courant du court-circuit</i>	<i>A.cm⁻²</i>
<i>J_{ph}</i>	<i>La densité de courant de photo-génération</i>	<i>A.cm⁻²</i>

$J_{rec,n}, J_{rec,p}$	Les densités de courant de recombinaison des porteurs minoritaires	$A.cm^{-2}$
J_{0n}, J_{0p}	les densités de courant de saturations dépendantes de la température	$A.cm^{-2}$
J_s	la densité de courant de saturation	$A.cm^{-2}$
J_H, V_H	Les coordonnées du point d'intersection des asymptotes	$A.cm^{-2}, V$
h	la constante de Planck	$J.S$
I_{cc}	Le courant de court-circuit	A
I_0	le courant de saturation à l'obscurité	A
I_{cc1}	le courant de court-circuit sous un soleil	A
I_s	le courant de saturation	A
I_{opt}	Le courant optimal	A
g	Le taux de génération	$s^{-1}.cm^{-3}$
$G(x)$	L'irradiance	$W.m^{-2}$
K	la constante de Boltzmann ($1.381 \cdot 10^{-23}$)	Joules/Kelvin
k	Coefficient d'atténuation ou d'extinction	sd
m^*	masse effective des électrons	$eV.c^{-2}$
n	le facteur d'idéalité	sd
N_A, N_D	Densité de dopants accepteurs ionisés dans un matériau P, les donneurs dans un matériau N	cm^{-3}
n_i	la concentration intrinsèque	cm^{-3}
N_0	L'intensité de la lumière incidente	W
\hat{n}	le vecteur normal	
n, p	les concentrations des porteurs majoritaires	cm^{-3}
n_0, p_0	Les concentrations de porteurs à l'équilibre	cm^{-3}
n_1, p_1	Les quantités statiques dans la bande interdite	cm^{-3}
$\Delta n, \Delta p$	La densité des porteurs en excès	cm^{-3}
P_i	La puissance incidente	$W.cm^{-2}$

P_{Max}	La puissance maximale	$W.m^{-2}$
q	la charge d'un électron	C
Q_b	la charge des électrons dans la région N	$A.s.cm^{-2}$
Q_s	la charge stockée	$A.s.cm^{-2}$
R_{s0}, R_{sh0}	Les valeurs initiales des résistances	Ω
R	Le taux de recombinaison	$s^{-1}.cm^{-3}$
R_{sh}	La résistance shunt	Ω
R_s	La résistance série	Ω
r	Coefficient de réflexion	sd
s	La vitesse de recombinaison	$m.s^{-1}$
S_1, S_2, S_3	Les surfaces des sections	m^2
T	La température absolue	$^{\circ}C$ ou K
t_c	l'épaisseur de la cellule	μm
U	taux net de recombinaison	$s^{-1}.cm^{-3}$
U_T	KT/q Unité thermodynamique	V
U_{RSH}	Le taux net de recombinaison RSH	$s^{-1}.cm^{-3}$
V_{cell}	la tension aux bornes de la cellule	volt
V_{opt}	La tension optimale	volt
V_{col}	La tension de circuit ouvert sous un soleil	V
V_d	La tension de diffusion	V
V_a	La tension appliquée	V
V_{sortie}	La tension de sortie	V
V_c, V_m et V_b	les pertes de tension au contact, le métal et la base	V
v	Volume de dispositif	m
W_n, W_p	les profondeurs des régions N et P	μm
X_{max}	Le taux de concentration maximal	soleil

X_{th}	<i>le taux de concentration théorique</i>	<i>soleil</i>
X	<i>le taux de concentration</i>	<i>soleil</i>
ζ_r	<i>la permittivité relative</i>	<i>sd</i>
n	<i>indice de réfraction</i>	<i>sd</i>
α	<i>Coefficient d'absorption optique</i>	m^{-1}
η	<i>Le rendement de la cellule</i>	<i>%</i>
η_{opt}	<i>le rendement optique</i>	<i>%</i>
η_1	<i>Le rendement de conversion sans concentration</i>	<i>%</i>
λ_g	<i>longueur d'onde du seuil d'absorption</i>	μm
τ_{n0}, τ_{p0}	<i>durées de vie limites</i>	<i>s</i>
ρ	<i>la densité de charge</i>	$C.m^{-3}$
Ψ	<i>potentiel macroscopique</i>	<i>V</i>
ϵ	<i>la permittivité du matériau</i>	<i>F/cm</i>
$\mu_n(\mu_p)$	<i>Mobilités des porteurs minoritaires</i>	<i>cm</i>
σ	<i>la conductivité électrique</i>	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
τ	<i>durée de vie des porteurs</i>	<i>s</i>
γ	<i>l'efficacité d'injection</i>	<i>sd</i>
τ_N	<i>Le temps de transit</i>	<i>s</i>
τ_{SRH}	<i>la durée de vie des porteurs minoritaires</i>	<i>s</i>
σ_{total}	<i>La conductivité totale</i>	$\Omega^{-1}.cm^{-1}$
$\sigma_n(\sigma_p)$	<i>La conductivité pour S/c dopé n (dopé p)</i>	$\Omega^{-1}.cm^{-1}$
ΔE	<i>la variation d'énergie (positive ou négative)</i>	<i>eV</i>
L_n, L_p	<i>Longueurs de diffusion des porteurs minoritaires</i>	μm

Abréviations

<i>symbole</i>	<i>Définition</i>
<i>AM</i>	<i>Air Mass</i>
<i>AMI</i>	<i>Le soleil est au Zénith du lieu d'observation (à l'Equateur)</i>
<i>AM1.5G</i>	<i>Spectre standard, le soleil est à 45°. $p \approx 1KW.m^{-2}$</i>
<i>CPV</i>	<i>concentrateur photovoltaïque</i>
<i>QW</i>	<i>puits quantique</i>
<i>QD</i>	<i>boîte quantique</i>
<i>CVD</i>	<i>dépôt chimique en phase vapeur</i>
<i>M-SC</i>	<i>Metal-semi-conducteur</i>
<i>SRH</i>	<i>Shockley-Hall-Read</i>
<i>BSF</i>	<i>champ électrique arrière</i>
<i>RQN</i>	<i>Région quasi-neutre</i>
<i>d.d.p</i>	<i>La différence de potentiel</i>

Introduction Générale

Introduction générale

L'augmentation de la population mondiale et l'explosion du développement industriel des pays industrialisés débouche sur un accroissement des besoins énergétiques. A l'échelle mondiale, la production actuelle en énergie est essentiellement basée sur des ressources dites "non renouvelables" telles que le pétrole, le gaz naturel, le charbon ou encore l'uranium. Une fois ces ressources épuisées, l'homme sera condamné à trouver d'autres alternatives pour produire cette énergie dont il s'est rendu dépendant. Outre les effets nuisibles des ressources non renouvelables sur notre environnement (émanations de CO₂, réchauffement de la planète, pollutions radioactives, etc...), il est étonnant de constater à quel point l'humain ne s'imagine pas que les ressources qu'il exploite actuellement ne sont pas disponibles en quantités illimitées. On distingue actuellement plusieurs types de sources d'énergies renouvelables: l'énergie hydroélectrique, l'énergie géothermique, l'énergie éolienne, l'énergie de la biomasse et l'énergie photovoltaïque, ces sources d'énergies proviennent directement ou indirectement du Soleil. Elles sont donc disponibles indéfiniment tant que celui-ci brillera. Les études indiquent également que l'utilisation de seulement 0,1 % d'énergie solaire incidente sur la surface de la terre est suffisante pour satisfaire la demande actuelle de l'énergie dans le monde entier. L'énergie photovoltaïque c'est la plus connue, basée sur la conversion du rayonnement électromagnétique solaire en électricité. Le dispositif élémentaire qui se base sur cette technologie de production de puissance se nomme cellule photovoltaïque ou pile solaire, Elle est composée d'un matériau semi-conducteur qui absorbe l'énergie lumineuse et la transforme directement en courant électrique. Généralement on distingue trois générations de cellules photovoltaïques en fonction des développements technologiques :

1ère génération

Les cellules de première génération sont basées sur une seule jonction p-n et utilisent généralement le silicium sous forme cristalline comme matériau semi-conducteur. La méthode de production basée sur les wafers de silicium est très énergivore et donc très chère. Elle nécessite par ailleurs un silicium d'une grande pureté. On différencie également les cellules à base de silicium monocristallin et poly-cristallin. Ces dernières ont un rendement inférieur par rapport aux premières, mais ont un coût de fabrication moins élevé.

2^{ème} génération

Les couches minces ("thin films") constituent la seconde génération de technologie photovoltaïque. Dans cette génération, on distingue le silicium amorphe (a-Si), le diséléniure de cuivre indium (CIS), le tellure de cadmium (CdTe), entre autres. Dans le cas de couches minces, la couche de semi-conducteur est directement déposée sur un substrat (par exemple du verre). La production de ce type de cellules est moins coûteuse que la première génération puisqu'elle consomme moins de matériau semi-conducteur et ne nécessite pas de passer par l'étape de transformation du silicium en "wafers". Le problème des cellules de seconde génération est le rendement moindre de ce type de cellules (6-7% et 14% en labo) et la toxicité de certains éléments (cadmium) pour leur fabrication. Cependant, cette seconde génération a beaucoup d'avantages pour des marchés de niche comme les applications en modules flexibles, avec de faibles illuminations ou avec des températures élevées.

Le diséléniure de cuivre Indium (CIS) qui est au stade de la production industrielle et offre un rendement de 10 à 12 % pour ses modules commerciaux ne présente pas les problèmes de toxicité du cadmium. Les réductions de coût attendues à moyen terme pour cette technologie sont donc très prometteuses.

3^{ème} génération

La troisième génération vise à passer la limite maximale de rendement des cellules actuelles, qui est d'environ 30%. Plusieurs concepts sont envisagés pour atteindre cet objectif :

- superposition de multiples cellules (utilisant des bandes d'énergie différentes).
- cellules à concentration.
- utilisation des photons à basse énergie qui ne sont habituellement pas absorbés par la cellule.
- cellules à électrons chauds produisant plus de paires électron/trou pour des énergies supérieures à la bande d'énergie.
- conversion des photons pour ajuster le spectre de la lumière solaire aux caractéristiques du semi-conducteur.

Actuellement, le coût de cette électricité solaire photovoltaïque (SPV) est de 4 à 5 fois plus élevé que l'électricité conventionnelle de réseau.

Afin de rendre le système SPV économiquement fiable pour des applications terrestres à grande échelle, le coût de module par watt-crête (WC) doit être réduit du taux actuel de 4-6 \$ / PW à $\leq 1,00$ \$ / PW. Ceci peut être réalisé en réduisant le coût des matériaux, ou en améliorant le rendement de conversion de la cellule solaire ou les deux. Ce dernier peut dépasser 43% pour les cellules de troisième génération (multi-jonctions) en laboratoire, donc le rendement d'une cellule solaire multi-jonction (tandem, triple jonction) peut être augmenté par la superposition de différents matériaux, de différents gaps pour les couches absorbantes des cellules composantes et ceci mène à une meilleure utilisation du spectre solaire ce qui représente un double du rendement des cellules conventionnelles mais, des nombreux paramètres (résistance série, température, types d'injection...) nécessitent une étude attentive pour appréhender leurs influence afin de les optimiser.

Dans le cadre du présent travail, on se propose d'étudier les éléments suivants :

- Calcul de la caractéristique I(V) en régime de forte injection.
- La résistance série en régime de forte injection et faire une comparaison entre la caractéristique I(V) dans les deux régimes (faible et forte injection, respectivement).
- L'étude de l'effet de la température sur les caractéristiques d'une cellule solaire multi-jonction sous concentration.

Pour faire aboutir notre travail, nous avons utilisé le logiciel Matlab pour la modélisation numérique des paramètres et le présent mémoire est organisé comme suit :

Le premier chapitre est consacré la conversion photovoltaïque dans les cellules solaires multi-jonctions.

Le deuxième chapitre, est consacré aux notions fondamentales des semi-conducteurs pour définir le régime de forte injection.

Le dernier chapitre, réservé à la modélisation d'une cellule solaire en forte injection et au calcul de sa résistance série, ainsi que l'examen de l'effet de la température solaire sur une multi-jonction sous forte concentration.

Enfin, notre mémoire sera clôturé par une conclusion générale et des perspectives en vue.

Chapitre I

La conversion

**Photovoltaïque dans les
cellules solaires multi-
jonctions**

I.1.Introduction.

Dans ce chapitre Nous rappelons brièvement le principe de la conversion d'énergie solaire en énergie électrique reposant sur l'effet photoélectrique. Le domaine « Génie électrique » étant notre spécialité, nous nous sommes attachés à utiliser des modèles électriques simplifiés pour décrire le comportement des cellules solaires.

Nous présentons ensuite le principe de fonctionnement des cellules solaires multi-jonctions à haut rendement, sachant que Les cellules photovoltaïques (PV) conventionnelles à jonction simple, sont suffisantes pour alimenter nos montres et calculatrices, mais ne sont pas très efficaces pour convertir l'énergie du spectre solaire en électricité. Ces cellules PV industrielles n'en transforment efficacement que 17% de l'énergie reçue, alors que d'autres types de composants multi-jonctions vont jusqu'à un rendement supérieur à 25%.

I.2.La conversion photovoltaïque.

I.2.1. Principe de la conversion Photoélectrique.

Le rayonnement solaire est constitué de photons dont la longueur d'onde s'étend de l'ultraviolet (0.2 μm) à l'infrarouge lointain (2.5 μm). On utilise la notion AM pour Air Mass afin de caractériser le spectre solaire en termes d'énergie émise [1], [2]. L'énergie totale transportée par le rayonnement solaire sur une distance soleil-terre est de l'ordre de 1350W/m² (AM0) dans l'espace hors atmosphère terrestre (**Figure (I.1)**). Lorsque le rayonnement solaire traverse l'atmosphère, il subit une atténuation et une modification de son spectre, à la suite de phénomènes d'absorption et de diffusion dans les gaz, l'eau et les poussières. Ainsi, la couche d'ozone absorbe une partie du spectre lumineux provenant du soleil, et en particulier une partie des ultraviolets dangereux pour la santé. Le rayonnement solaire direct reçu au niveau du sol (à 90° d'inclinaison) atteint 1000 W/m² du fait de l'absorption dans l'atmosphère (AM1). Cette valeur change en fonction de l'inclinaison des rayons lumineux par rapport au sol. Plus l'angle de pénétration θ est faible, plus l'épaisseur atmosphérique que les rayons auront à traverser sera grande, d'où une perte d'énergie conséquente. Par exemple, l'énergie directe transportée par le rayonnement solaire atteignant le sol avec un angle de 48° avoisine les 833 W/m² (AM1 .5).

Pour connaître le rayonnement global reçu au sol, il faut ajouter à ce dernier le rayonnement diffus. Le rayonnement diffus concerne tout le rayonnement dont la trajectoire entre le soleil et le point d'observation n'est pas géométriquement rectiligne et qui est dispersé ou réfléchi par l'atmosphère ou bien le sol. En considérant ceci, on obtient une référence du spectre global notée AM1.5G avec une puissance de 1000W/m^2 , la **Figure (I.2)** présente les trois spectres.

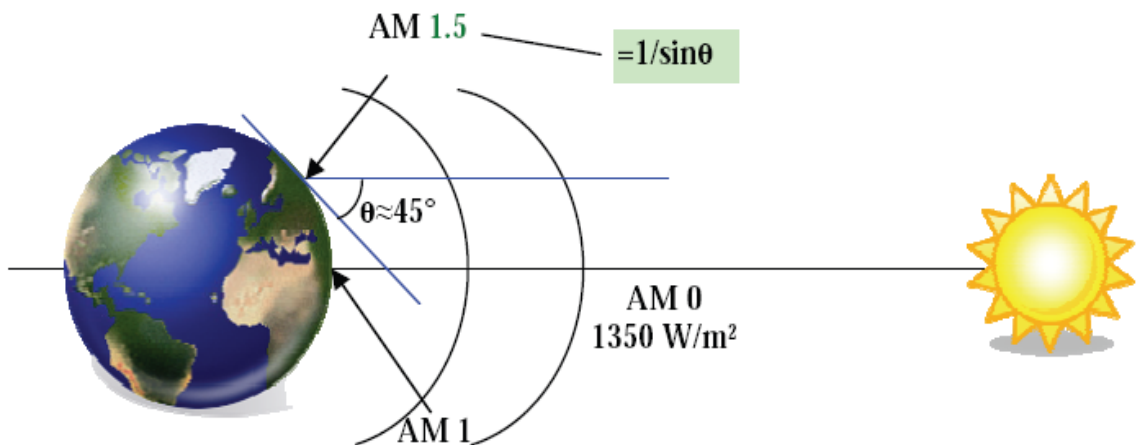


Figure (I.1) : Normes des mesures du spectre d'énergie lumineuse émis par le soleil, notion de la convention AM.

Le scientifique français, Edmond Becquerel, fut le premier à découvrir en 1839 l'effet photoélectrique [3]. Il a trouvé que certains matériaux pouvaient produire une petite quantité de courant sous l'effet de la lumière. Par la suite, Albert Einstein a découvert, en travaillant sur l'effet photoélectrique, que la lumière n'avait pas qu'un caractère ondulatoire, mais que son énergie était portée par des particules, les photons. L'énergie d'un photon est donnée par la relation :

$$E = h \cdot c / \lambda \quad (I.1)$$

Où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ sa longueur d'onde. Ainsi, plus la longueur d'onde est courte, plus l'énergie du photon est grande. Cette découverte a valu à Albert Einstein le prix Nobel en 1905.

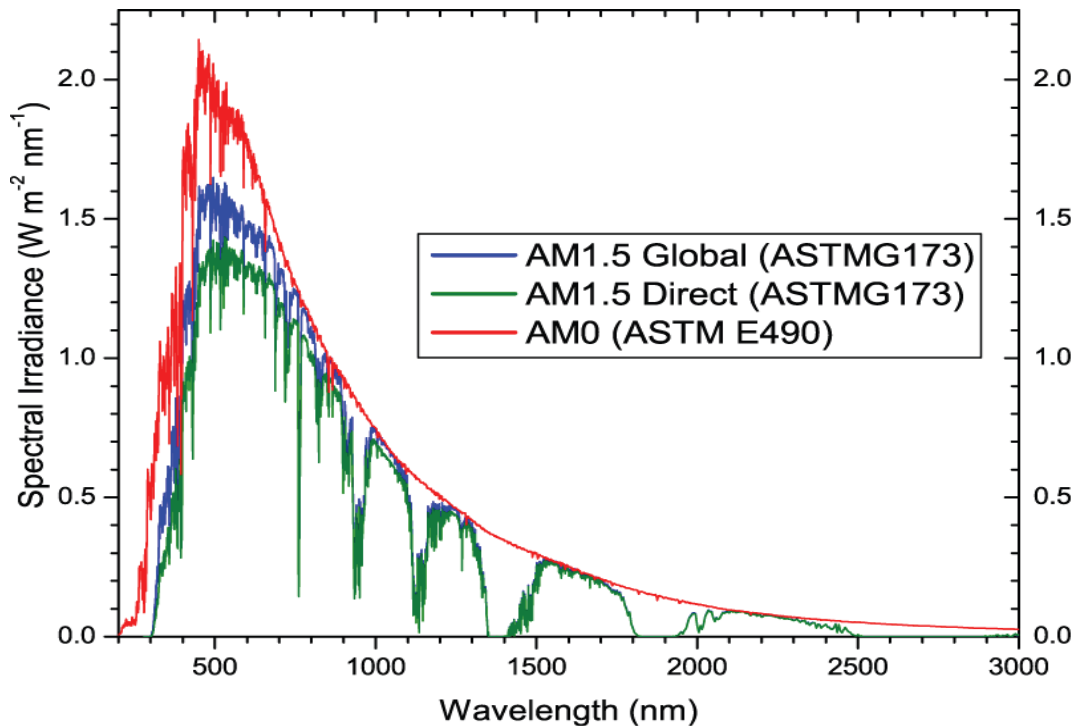


Figure (I.2) : Spectres Solaires relevés dans plusieurs conditions selon la convention AM.

(Source NREL solar Spectrum).

La conversion photovoltaïque aujourd'hui largement utilisée peut être simplement définie comme la transformation de l'énergie des photons en énergie électrique grâce au processus d'absorption de la lumière par la matière. Lorsqu'un photon est absorbé par le matériau, il passe une partie de son énergie par collision à un électron l'arrachant littéralement de la matière. Ce dernier étant précédemment à un niveau d'énergie inférieur où il était dans un état stable passe alors vers un niveau d'énergie supérieur, créant un déséquilibre électrique au sein de la matière se traduisant par une paire électron-trou, de même énergie électrique. Généralement, la paire électron-trou revient rapidement à l'équilibre en transformant son énergie électrique en énergie thermique. De même, toute l'énergie des photons n'arrivant pas à se transformer en électricité est absorbée par le matériau sous forme thermique. Le matériau constituant les capteurs PV a alors sa température interne qui augmente proportionnellement à l'énergie solaire reçue. Le taux de conversion photon-électron est faible car un certain nombre de conditions doivent être réunies pour que ce phénomène se produise. L'effet thermique est donc majoritaire sur la plupart des capteurs détériorant d'autant plus les performances de ces derniers [4].

Même si le phénomène électrique est secondaire devant le phénomène thermique, récupérer tout ou partie de l'énergie électrique est le premier objectif des capteurs photovoltaïques sous forme de cellules ou de générateurs.

Cela est possible grâce par exemple à des cellules solaires réalisées en associant un matériau semi-conducteur dopé N* à un autre semi-conducteur dopé P**, **Figure (I.3)**. L'énergie produite par l'absorption d'un photon dans un matériau se traduit du point de vue électrique par la création d'une paire électron-trou. Cette réaction entraîne une différence de répartition des charges créant ainsi une différence de potentiel électrique, c'est l'effet photovoltaïque.

Le fait d'avoir associé deux types de matériaux pour créer une jonction permet de pouvoir récupérer les charges avant que ces dernières ne se soient recombinées dans le matériau qui redevient alors neutre. La présence de la jonction PN permet ainsi de maintenir une circulation de courant jusqu'à ses bornes. Le nombre de photons par unité de longueur d'onde est une donnée à connaître pour les applications photovoltaïques pour estimer l'énergie totale disponible. La longueur d'onde correspondant au maximum de photons est de l'ordre de 650-670nm.

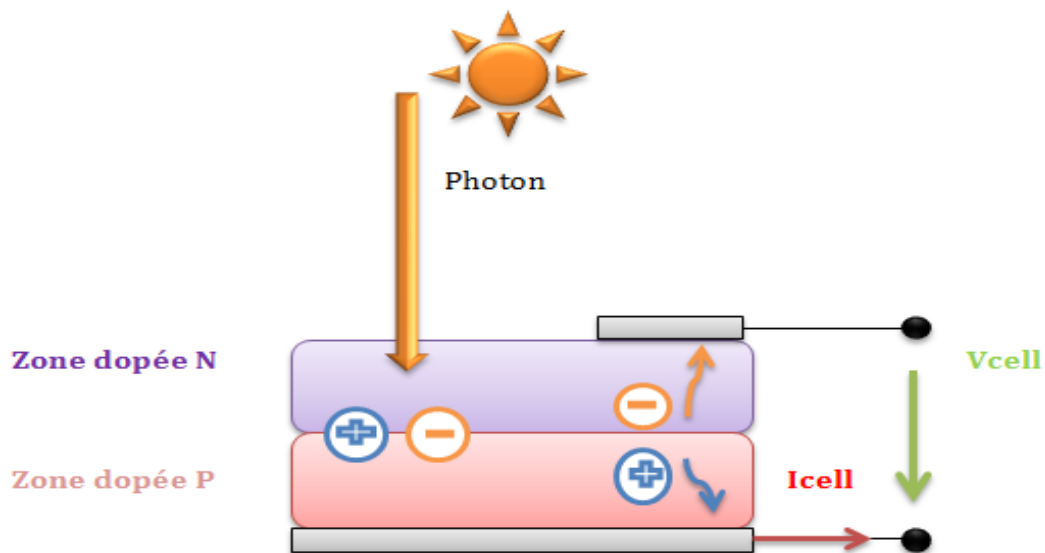


Figure (I.3) : Schéma de principe de la conversion photoélectrique.

* Le dopage de type N consiste à avoir un excès d'électrons dans le matériau.

** Le dopage de type P consiste à avoir un excès de trous dans le matériau.

La plupart des cellules photovoltaïques utilisent des semi-conducteurs pour récolter les paires électron-trou créées par la collision des photons dans le matériau. Cependant, selon le matériau utilisé, le nombre de photons utiles (qui peuvent être absorbés) diffère. En effet, chaque matériau possède son propre gap énergétique (bande d'énergie interdite). Tout photon possédant une énergie inférieure à ce gap et arrivant à la surface du matériau n'aura pas assez d'énergie pour arracher un électron au matériau même s'il entre en collision avec un électron.

Le courant produit par un capteur PV est donc beaucoup plus faible que la quantité de photons arrivant sur le matériau car plusieurs conditions doivent être réunies pour que réellement l'énergie d'un photon se traduise en courant (compatibilité du matériau avec les longueurs d'ondes du spectre solaire, énergie des photons à leur arrivée sur le matériau, probabilité de rencontre d'un photon avec un électron, incidence du rayonnement, épaisseur du matériau, ...). De plus, un autre compromis doit être fait par le concepteur de capteurs PV. Si le gap du matériau est grand, peu de photons auront assez d'énergie pour créer du courant aux bornes de la cellule, la tension en circuit ouvert sera grande et facilitera d'autant plus l'exploitation de l'énergie électrique. A l'inverse, un matériau avec un faible gap absorbe plus de photons mais présente une tension plus faible à ses bornes. Ce compromis a été quantifié par Shockley et Quessier [5].

Ainsi par exemple, avec un seul matériau, le rendement de conversion maximal théorique est de 31% pour un gap énergétique d'environ 1.4eV. Par comparaison, le gap de silicium qui est aujourd'hui le matériau le plus utilisé pour constituer des cellules dans les capteurs PV terrestres, n'est pas très loin de cet optimum avec 1.12eV. Ainsi, le rendement maximum théorique pour une simple jonction **Si** est d'environ 29%.

La différence de potentiel présente aux bornes d'une jonction PN soumise à un éclairage est également mesurable entre les bornes de la cellule PV. Typiquement, la tension maximale d'une cellule (PN) est d'environ 0.5 à 0.8V. Elle peut être directement mesurée à ses bornes sans charge (circuit ouvert). Cette tension est nommée la tension de circuit ouvert (V_{CO}). Lorsque les bornes d'une cellule sont court-circuitées, on peut mesurer le courant maximal produit par la cellule PV et on le nomme communément courant de court-circuit (I_{cc}). Ces valeurs peuvent changer fortement en fonction du matériau utilisé, de la température et de l'ensoleillement.

La Figure (I.4) représente les caractéristiques typiques mesurables $I_{cell} = f(V_{cell})$ d'une jonction PN soumise à un flux lumineux constant et dans l'obscurité [6].

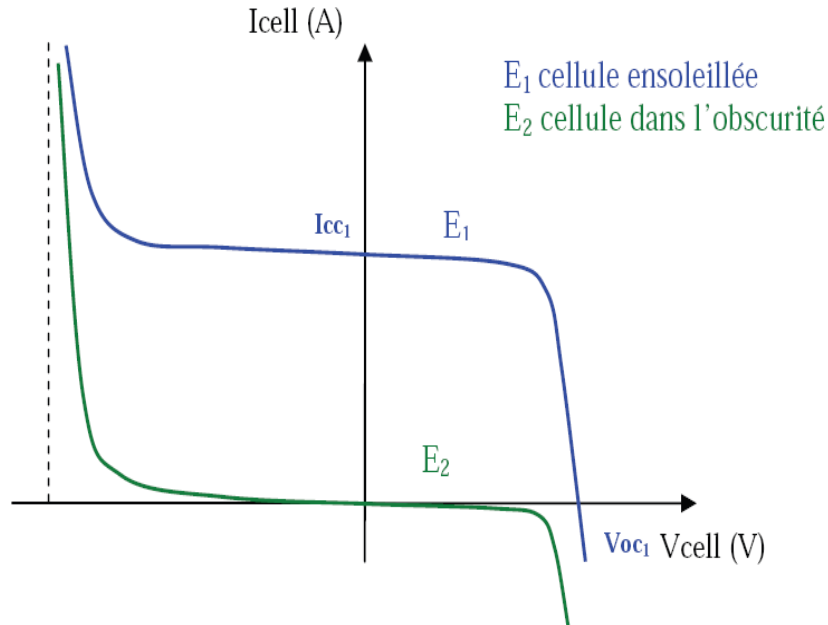


Figure (I.4) : Caractéristiques $I(V)$ d'une cellule photovoltaïque soumise à différents Eclairéments.

On parle souvent de rendement de conversion pour des cellules photovoltaïques, ce terme correspond à la capacité de la cellule à transformer l'énergie des photons qui la percutent. Ces mesures sont aujourd'hui normalisées.

Les cellules solaires sont donc testées par les constructeurs sous un spectre lumineux artificiel correspondant à un spectre solaire typique AM1.5 (soit à l'irradiance totale reçue sur le sol terrestre à une altitude de 0° avec un angle de 48°) sous une température fixe de 25°C . Pour simplifier, cette convention a permis de normaliser les rendements donnés dans les notices des capteurs afin de pouvoir les comparer. La puissance moyenne totale reçue lors des tests par les cellules assemblées en module PV est de 1000W/m^2 sous 25°C .

De nombreux scientifiques travaillent sur l'augmentation des rendements de conversion des cellules photovoltaïques. Actuellement, les panneaux commerciaux ont pour la plupart d'entre eux, un rendement d'environ 14%.

Ceci peut se traduire par la production de 140 Watts crêtes pour un module PV qui reçoit 1000 W/m^2 . Les recherches sur les matériaux qui constituent les cellules sont en plein essor de même que celles sur l'optimisation de fabrication de cellules et de panneaux PV. Pour mieux situer les travaux sur les systèmes de conversion juste à la sortie des cellules et des panneaux, il nous a semblé important de faire une synthèse des avancées actuelles accomplies sur la production de l'énergie PV.

Nous rappelons brièvement les modélisations électriques que nous utilisons et les principales définitions.

I.2 .2. Modélisation électrique d'une cellule photovoltaïque.

Lorsqu'une jonction PN réalisée à partir de matériaux sensibles à la lumière est éclairée, elle présente la particularité de pouvoir fonctionner en générateur d'énergie. Ce comportement en statique peut être décrit par l'équation électrique définissant le comportement d'une diode classique. Ainsi, le régime électrique statique d'une cellule Photovoltaïque constituée d'une jonction PN en silicium peut être décrit via l'équation suivante :

$$I_{cell} = I_{cc} - I_s \left[\exp \left(\frac{V_{cell} + (I_{cell} R_s)}{n U_T} \right) - 1 \right] - \frac{V_{cell} + (I_{cell} R_s)}{R_{sh}} \quad (I.2)$$

Ou $U_T = KT/q$ représente le potentiel thermodynamique, I_s le courant de saturation de jonction, K , la constante de Boltzmann ($1.381 \cdot 10^{-23}$ Joules/Kelvin), T , la température de la cellule en degrés Kelvin, q , la charge d'un électron, n , le facteur d'idéalité de la jonction, I_{cell} , le courant fourni par la cellule, V_{Cell} la tension aux bornes de la cellule, I_{CC} , le courant produit par la cellule lorsqu'elle est mise en court-circuit, R_{sh} , la résistance modélisant les courants de fuites de la jonction, et finalement, R_s , la résistance série caractérisant les diverses résistances de contacts et de connexions.

La Figure (I.5) représente avec des composants électriques, le comportement électrique équivalent déduit de l'équation (I.2).

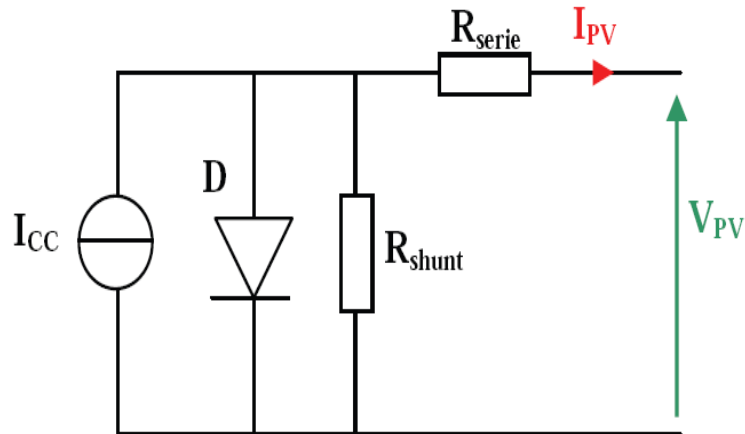


Figure (I.5) : Schéma électrique équivalent d'une cellule.

Exemple :

La courbe présentée en *Figure (I.6)* représente la caractéristique courant-tension normalisée notée $I(V)$ d'une cellule solaire en silicium multi-cristallin ayant un rendement de 19.8%. La densité de courant délivrée par la cellule, ici notée J , est exprimée en ampère par unité de surface (cm^2). La tension présente aux bornes de la cellule est exprimée en volt et ne dépend pas de la surface de la cellule. Le courant de court-circuit de la cellule est de $38.1\text{mA}/\text{cm}^2$ (noté dans les notices constructeurs I_{cc} ou alors I_{sc} pour la terminologie anglaise signifiant Short-Circuit current) et la tension de circuit ouvert s'élève à 654mV (V_{co} , pour Open Circuit Voltage).

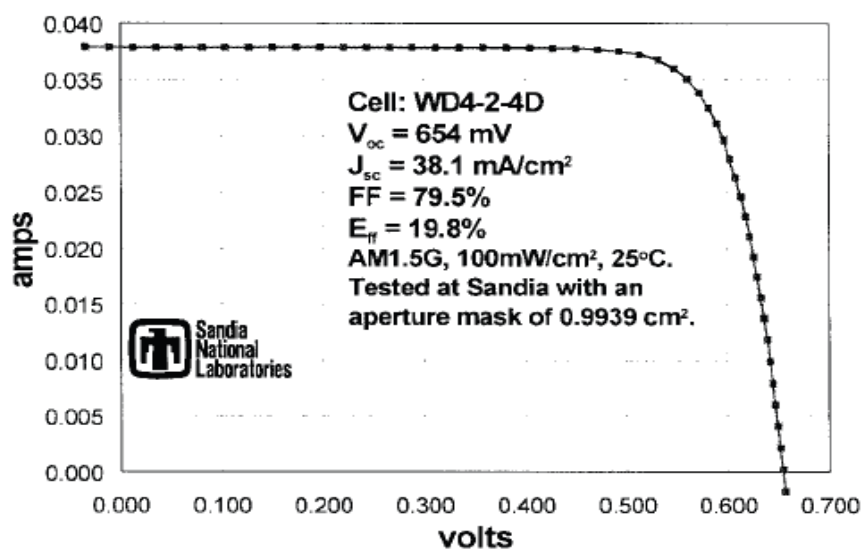


Figure (I.6) : Caractéristique courant-tension d'une cellule.

(Courbe réelle mesurée par le constructeur).

Un paramètre important est souvent utilisé à partir de la caractéristique I(V) pour qualifier la qualité d'une cellule ou d'un générateur PV : c'est le facteur de remplissage ou fill factor (**FF**). Il est illustré sur la **Figure (1.7)**. Ce coefficient représente le rapport entre la puissance maximale que peut délivrer la cellule, notée P_{Max} et la puissance formée par le rectangle $I_{cc} * V_{co}$. Plus la valeur de ce facteur sera grande, plus la puissance exploitable le sera également. Les meilleures cellules auront donc fait l'objet de compromis technologiques pour atteindre le plus possible les caractéristiques idéales.

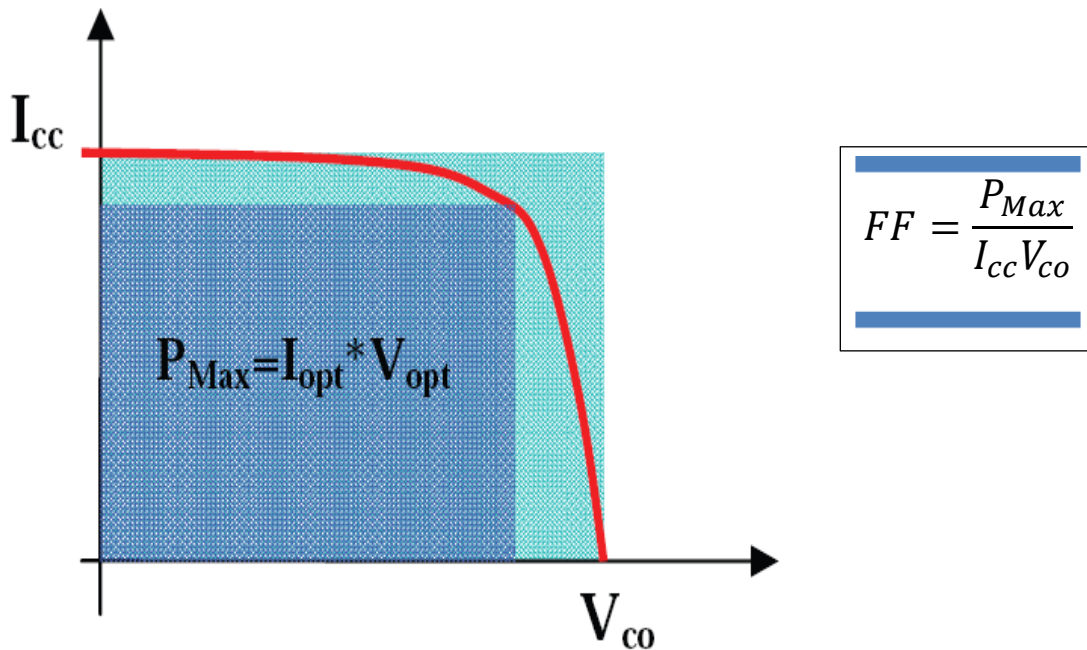


Figure (1.7) : Notion de facteur de forme **FF pour une cellule photoélectrique.**

La puissance fournie par la pile est donnée par le produit $V * I$

$$P = V * I = V \left(I_{ph} - I_s \left(\exp \left(\frac{qV}{KT} \right) - 1 \right) \right) \quad (1.3)$$

Cette puissance est maximum au point P_{Max}

$$P_{Max} = V_{opt} * I_{opt} = FF * V_{co} * I_{cc} \quad (1.4)$$

I.3. Les cellules multi-jonctions à haut rendement

Aujourd'hui, la plupart des cellules photovoltaïques inorganiques sont constituées d'une simple jonction PN. Dans cette jonction, seuls les photons dont l'énergie est égale ou supérieure à la bande interdite du matériau (notée E_g en eV) sont capables de créer des paires électron-trou. En d'autres termes, la réponse photovoltaïque d'une cellule simple jonction est limitée. Seule la proportion du spectre solaire dont l'énergie des photons est supérieure au gap d'absorption du matériau est utile, l'énergie des photons plus faible n'est donc pas utilisable. D'autre part, même si l'énergie des photons est suffisante, la probabilité de rencontrer un électron est faible. Ainsi, la plupart des photons traversent le matériau sans avoir transféré leur énergie.

Une première réponse pour limiter les pertes est connue de longue date du point de vue technologique, il suffit d'utiliser des systèmes à plusieurs niveaux, en empilant des jonctions possédant des gaps décroissants, (*Figure (I.8)*).

Ainsi il est possible d'exploiter le spectre solaire dans sa quasi-totalité avec des rendements de conversion très importants.

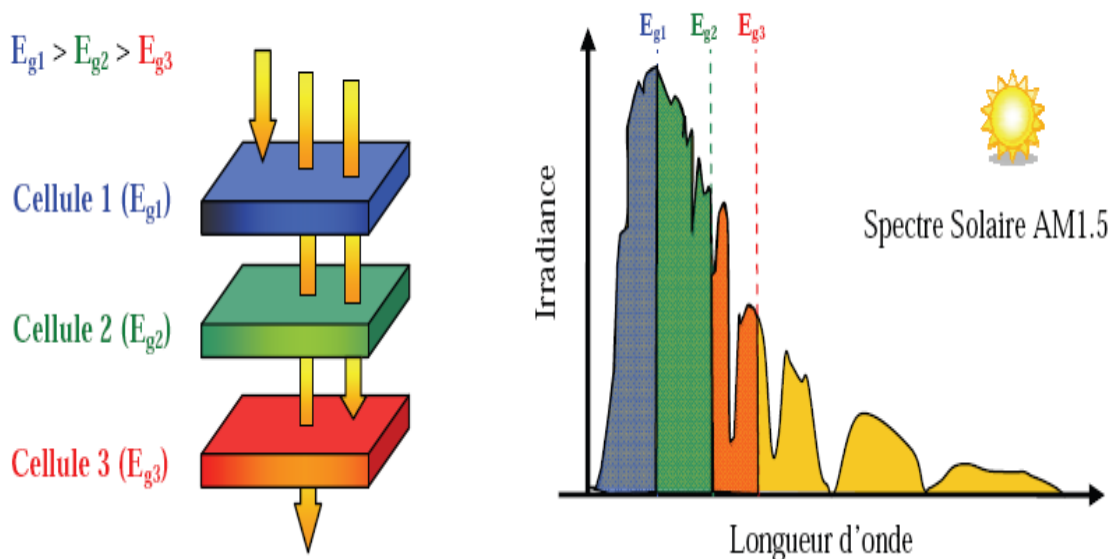


Figure (I.8) : Principe de la cellule à hétérojonction.

Des cellules PV multi-jonctions à base d'associations de matériaux semi-conducteurs **III-V** (**GaAs**, **AlGaAs**, **InGaAs**, etc) ont ainsi été mises au point depuis les années 60 présentant des rendements très élevés supérieurs parfois à 40%. Elles ne sont pas connues du grand public à cause de leur coût de fabrication, de loin, les plus élevés actuellement (fabrication sous ultra vide, croissance très lente, problème de casses et de défauts aux interfaces).

Le développement des cellules à haut rendement a été motivé en priorité par les applications spatiales. En effet, dans ce domaine, le critère principal n'est pas le prix par watt crête (€/W_c) mais plutôt le nombre de watts par kilogramme (W_c/kg). Il faut savoir qu'envoyer un satellite dans l'espace coûte entre 3 000 € et 30 000 € par kilogramme (le prix dépend de l'altitude de mise en orbite). Dès lors, il est compréhensible qu'on utilise les technologies photovoltaïques les plus performantes afin d'optimiser le poids de l'ensemble et faire en sorte qu'il soit le plus longtemps possible autonome.

Un dernier avantage à signaler pour ces cellules est leur robustesse vis-à-vis des radiations et des impacts. Au cours du temps, ces cellules ont démontré qu'il était possible d'avoir des générateurs d'énergie qui vieillissent très bien et qui peuvent produire de l'énergie même en ayant subi quelques détériorations. Le rendement des modules commercialisés contenant des cellules multi-jonctions actuellement avoisine les 30% pour un spectre AM0.

Certaines recherches se concentrent sur l'amélioration des technologies de fabrication pour en baisser le coût et les adapter aux besoins terrestres. Ils se frottent principalement aux problèmes d'interfaces et de passage de petits volumes de fabrication à des grandes quantités. Aujourd'hui, les véhicules de courses terrestres ou bateaux en utilisent pour assurer leur autonomie. Mais cela reste des cellules beaucoup trop chères pour des applications domestiques.

En utilisant des concentrateurs solaires, certains pensent pouvoir baisser les prix (moins de surface de cellule utilisée) et prendre une place dans le marché conventionnel terrestre. Ainsi, si on compare le meilleur rendement sans concentrateur d'une triple-jonction **GaInP/GaAs/Ge** atteignant les 32% de rendement, cette même cellule arriverait à 40.7% avec concentrateur [7,8].

On peut même envisager des rendements encore plus importants avec des cellules complexes de 4 à 6 jonctions voir plus [9].

L'idée basique du concentrateur photovoltaïque (CPV) est de réduire le prix de revient d'un système PV en focalisant les rayons lumineux sur une cellule solaire de surface F_c par le biais d'une lentille optique de surface F_o . Le ratio de concentration X est approximativement $X=F_o/F_c$ comme indiqué en *Figure (I.9)*.

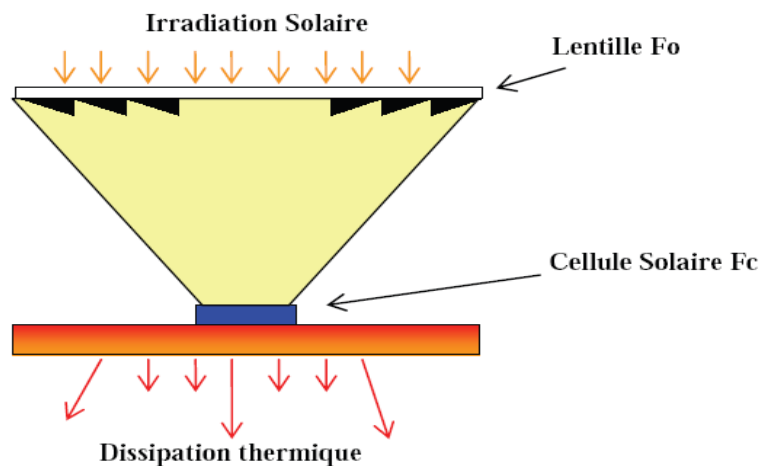


Figure (I.9) : Schéma de principe d'un concentrateur photovoltaïque.

La réduction de la surface des cellules permet d'utiliser des cellules plus performantes qui étaient encore trop chères pour être utilisées sur de grandes surfaces de modules PV. En pratique, la plus grande différence à noter entre un GPV composé de modules PV classiques et un CPV est la nécessité d'ajuster pour ce dernier l'orientation du système pour suivre la course du soleil. En effet, un mauvais angle de pénétration de la lumière pourrait priver complètement les cellules de lumière, d'autant plus que ces capteurs ne peuvent utiliser que le rayonnement direct du spectre solaire. Cette fonction, réalisée par un système suiveur ou tracker, doit être prise en compte dans le prix global du CPV et représente une part non négligeable de l'investissement rendant en fin de compte ce système encore trop coûteux pour le grand public.

Le nombre d'exemples de centrales solaires à concentration montre cependant bien l'intérêt de ces systèmes et leur viabilité [10,11]. Ils sont aujourd'hui destinés aux très grandes centrales énergétiques dépassant la centaine de kW.

Des problèmes thermiques liés à la concentration des rayons sur les cellules nécessitent un dispositif de dissipation thermique performant. Une technique intéressante permet d'allier la production solaire photovoltaïque à la production solaire thermique, en récupérant la chaleur émise, par le biais d'un liquide caloporteur, et ainsi créer également un chauffe-eau solaire.

I.3.1. Les multi-jonctions en couche mince.

Pour améliorer les performances des cellules couche-mince, des architectures double et triple-jonctions ont été développées. Elles sont inspirées des cellules multi-jonctions développées initialement pour le spatial pour bénéficier au maximum du spectre solaire. Elles présentent néanmoins une mise en œuvre plus simple et mieux maîtrisée aujourd'hui pour le marché terrestre. Nous pouvons citer par exemple les cellules tandem à base de silicium à la fois amorphe et poly-cristallin (a-Si/ μ c-Si) [12,13]. Les meilleurs rendements stabilisés en laboratoire sont de l'ordre de 12% pour ces cellules.

Il s'agit comme pour les multi-jonctions d'empiler deux cellules photovoltaïques qui absorbent des photons de longueurs d'onde différentes. Par ce mécanisme, l'ensemble tandem composé de l'association de deux cellules, permet d'absorber un plus large spectre lumineux et ainsi produire plus d'énergie qu'une cellule simple jonction. La première couche en silicium amorphe absorbe une partie du spectre alors que l'autre partie, qui la traverse, est absorbée par la seconde couche en silicium microcristallin. Le procédé de fabrication est le même que pour les couches minces.

Les différentes couches qui composent la cellule sont déposées par plasma (PECVD) sur un substrat de verre.

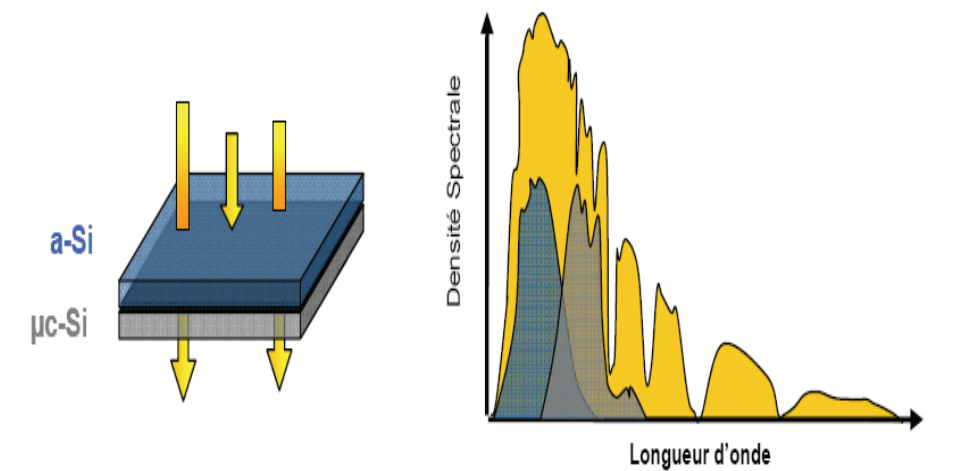


Figure (I.10) : Cellule Tandem a-Si/ μ c-Si spectre solaire et spectres d'absorption.

I.3.2. cellule solaire multi-jonction a base des matériaux III-V

Les cellules solaires à plus haute efficacité utilisent des matériaux multiples avec des gaps qui couvrent le spectre solaire. Les cellules solaires multi-jonctions se composent de quelques mono-jonctions de cellules solaires empilées les unes sur l'autres, de sorte que chaque couche allant du haut vers le bas a une plus petite bande interdite que la précédente, et donc absorbe et converti les photons qui ont des énergies supérieures à la bande interdite de cette couche et inférieures à la largeur de bande interdite de la couche supérieure [14].

Les cellules solaires multi-jonctions présentent une limitation fondamentale concernant la disponibilité des matériaux avec des gaps optimaux qui permettent simultanément une grande efficacité.

Les alliages des groupes III et V du tableau périodique sont des bons candidats pour la fabrication de ces cellules multi-jonctions: leurs largeurs de bande interdite couvrent un large domaine spectral, et la plupart des bandes interdites ont la structure électronique directe, ce qui implique un coefficient d'absorption élevé, et leurs structures complexes peuvent être cultivées avec une qualité cristalline et optoélectronique extrêmement élevée par des techniques de croissance à grand volume [15]. La *figure (I.11)* montre que l'énergie solaire peut théoriquement être utilisée par une cellule mono-jonction III-V et triple -jonction. Les cellules solaires multi-jonctions ont été étudiées depuis 1960 [16]. Le premier dispositif multi-jonction a été démontré au début des années 1980, et elle a converti 16% de l'énergie solaire en électricité. US National Renewable Energy Laboratory (NREL) trouve 30%. Le maximum rendement théorique des cellules solaires multi-jonctions est de 86,8% [17].

La troisième génération est actuellement développée associant des cellules multi-jonctions, absorbants utilement la plus grande partie du spectre solaire à des systèmes de concentration de la lumière pouvant atteindre 500 soleils (augmentation de la densité de rayonnement solaire arrivant sur la surface de la cellule).

L'empilement de matériaux PV absorbant utilement le rayonnement solaire à différentes longueurs d'onde permet d'accroître fortement le rendement global. La concentration permet de réduire la surface de matériau utilisée et d'augmenter le rendement pour ce type de matériau.

La *figure (I.11)* montre le principe de ce type de cellule PV. Ces cellules sont composées, en général, de germanium, d'arséniure de gallium et d'indium, dont la matière première est coûteuse (10 fois celle du silicium cristallin) mais de rendement beaucoup plus élevé. La *figure (I.12)* montre les spectres d'absorption des différents matériaux utilisés dans une cellule tri-jonction tandis que la *figure (I.13)* présente les rendements obtenus. Cette technologie fait appel aux micros et aux nanotechnologies. La *figure (I.14)* montre la structure d'une cellule tri-jonction en matériaux III-V ayant obtenu le record de rendement en laboratoire (40,8 %) à une concentration de 326 soleils [18].

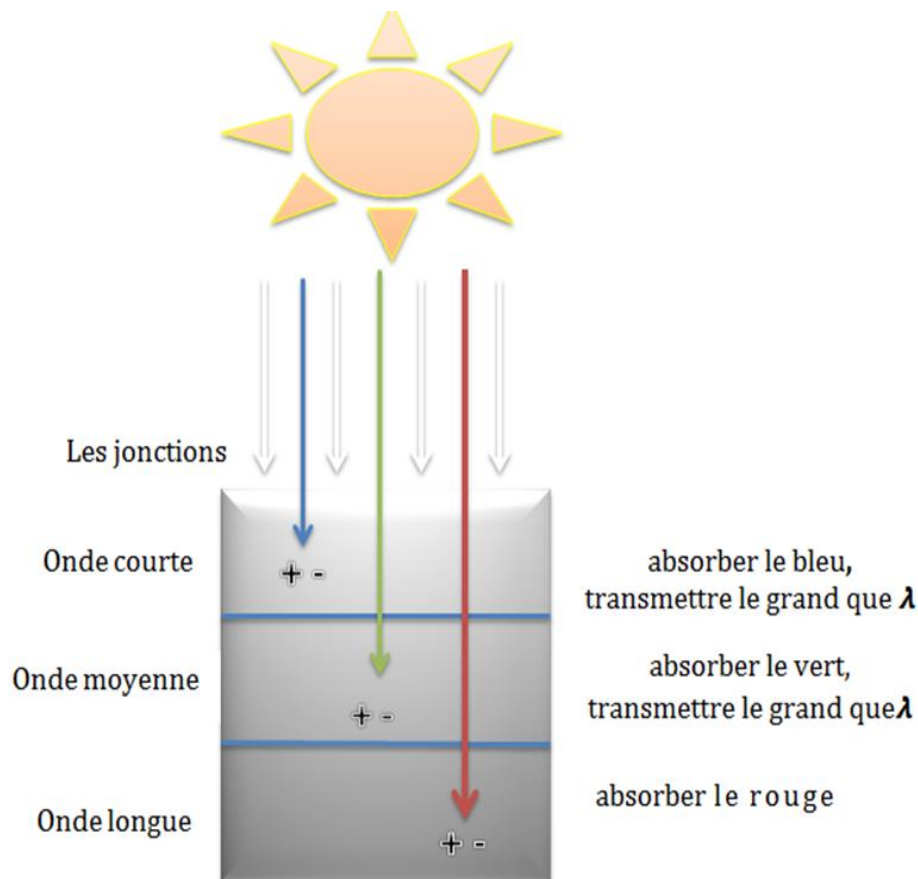


Figure (I.11): Principe d'une cellule photovoltaïque à trois jonctions empilées.

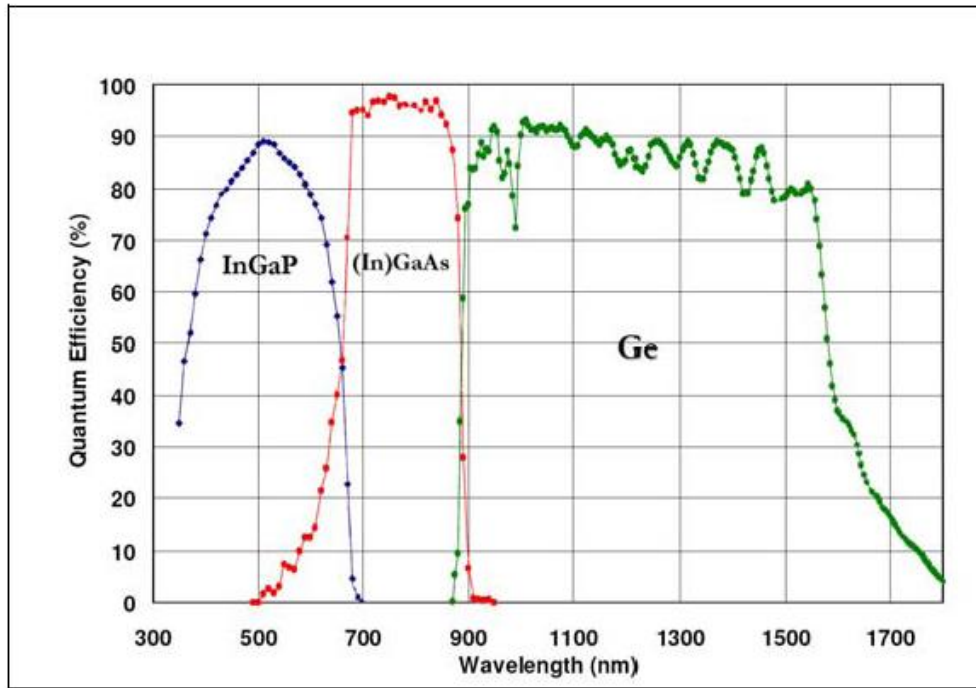


Figure (I.12) : Spectre d'absorption d'une cellule photovoltaïque tri-jonction de la société (Spectrolab (USA). Bleu : AlGaInP ; Vert : GaAs ; Rouge : Ge)

Layer efficiencies in six-junction solar cell	
Bandgap	Ideal efficiency (%)
High 2.4 eV	13.3
GaInP 1.84 eV	14.3
GaAs 1.43 eV	11.7
Si 1.12 eV	7.8
Low 0.95 eV	3.7
Lower 0.70 eV	2.9
Total	53.5

Figure (I.13): Rendement théorique d'une cellule solaire à six jonctions.

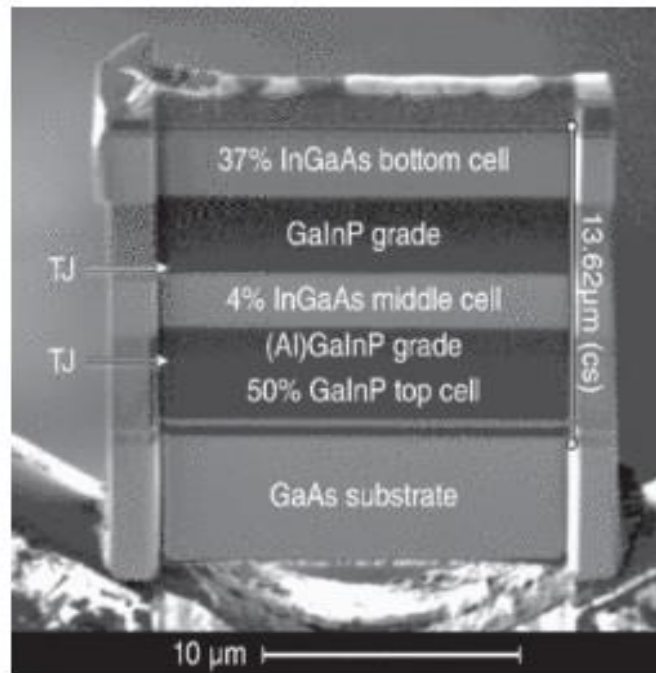


Figure (I.14) : Structure d'une cellule tri-jonction en matériaux III-V. Source (NREL(USA))
rendement (40.8%) à une concentration de 326 soleil.

I.3.3.nanostructures pour une cellule solaire multi-jonction

Une cellule solaire multi-jonction (ou tandem) est l'empilement de plusieurs cellules de gaps décroissants, chacune optimisée pour une partie différente du spectre solaire. L'approche la plus pertinente pourrait être la cellule tandem à base de silicium nanocristallin pour tirer avantage du confinement quantique (**figure (I.15 a)**). L'ingénierie de la bande interdite peut se faire en utilisant des puits quantiques (QW) ou des boîtes quantiques (QD) en silicium de différentes dimensions insérés dans des couches de diélectriques tels que SiO₂, SiN ou SiC. Le concept exploite la variation de la bande interdite du semi-conducteur en fonction des dimensions de l'objet du fait du confinement quantique. Pour des QW ou QD très rapprochés, une vraie mini-bande énergétique est formée créant effectivement un matériau à plus grand gap.

Par exemple, pour des QD de 2 nm (QW de 1 nm), un gap effectif de 1,7 eV peut être obtenu, idéal pour une cellule tandem en silicium. Les avantages évidents ne sont pas d'utiliser de produits rares ni de produits toxiques, d'employer les technologies de la microélectronique et de faciliter le recyclage.

Les films diélectriques contenant les nanoparticules peuvent être formés par pulvérisation ou dépôt chimique en phase vapeur (CVD) suivi d'un recuit à températures élevées pour cristalliser les QD par exemple (**figure (I.15 b)**) Les QW en silicium peuvent être formés par croissance CVD en utilisant comme catalyseur des métaux comme l'or.

Des calculs ont montré que ce type de cellules pourrait fournir des rendements dépassant 50 % dans le cas de trois jonctions, bien supérieurs à la valeur théorique optimale de 31 % pour le silicium massif. Plusieurs études sont encore en cours pour valider le concept et concernent l'ingénierie des procédés (maîtrise de la taille, de la densité, des distances...), la réduction des défauts de structure et la fabrication des cellules.

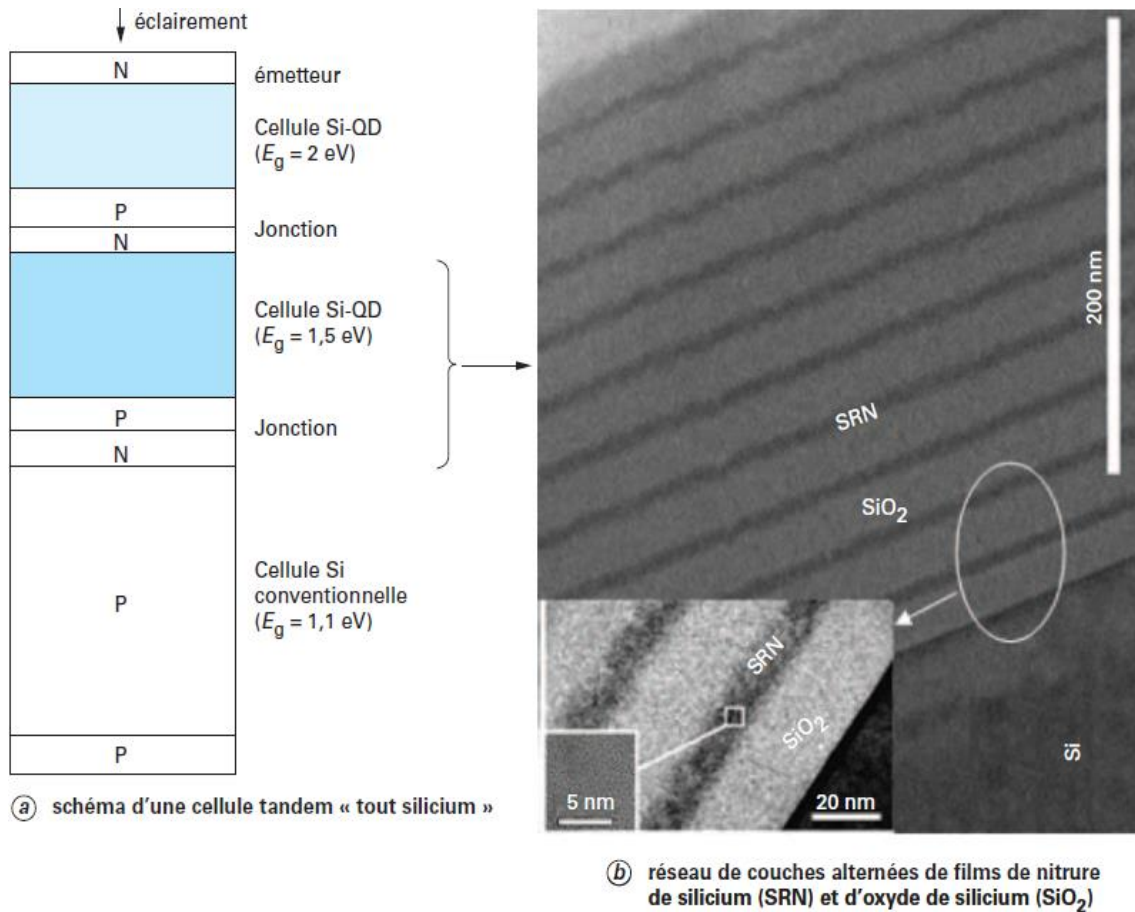


Figure (I.15) : Schéma d'une cellule tandem « tout silicium » et image en section obtenue par microscopie électronique en transmission montrant le réseau de couches alternées de films de nitrure de silicium (SRN) et d'oxyde de silicium (SiO₂) [19].

I.3.4.paramètres importants pour une cellule solaire multi-jonction

I.3.4.1.Absorption optique d'une photopile solaire :

Les performances d'une photopile solaire peuvent être caractérisées par la capacité à absorber les photons des différentes énergies du spectre solaire, la plupart des matériaux semi-conducteurs ayant un indice de réfraction supérieur à 3, ils présentent un coefficient de réflexion élevé dans le visible, il convient donc de les recouvrir d'une couche antireflet pour ramener le pourcentage de la lumière réfléchi à une valeur raisonnable.

Le tableau suivant donne les constantes optiques de quelques matériaux à la longueur d'onde 0.59 μm [20] :

Matériau	ζ_r	n	k	r	α (cm ⁻¹)
Silicium cristallin	11.9	3.97	0.03	0.36	$4.5 \cdot 10^3$
Silicium amorphe	19	4.36	0.69	0.40	$2.4 \cdot 10^4$
GaAs	12.9	3.94	0.24	0.36	$5.4 \cdot 10^4$
Germanium	16	5.75	1.63	0.52	
Cds	9	2.4			0.01
CdTe	7.2	2.87	0.26	0.24	$3.1 \cdot 10^4$
Cu In Se2					$1.2 \cdot 10^5$
SiO₂	3.8	1.55	0.04	0.04	50
SnO₂		1.79	0.05	0.08	500

Tableau (I.1) : les constantes optiques de quelques matériaux.

I.3.4.1.1 Coefficient d'absorption de divers semi-conducteurs :

La figure suivante montre les spectres d'absorption $\alpha(\lambda)$ ainsi que la longueur d'onde de coupure correspondante à l'énergie de la bande interdite pour différents matériaux

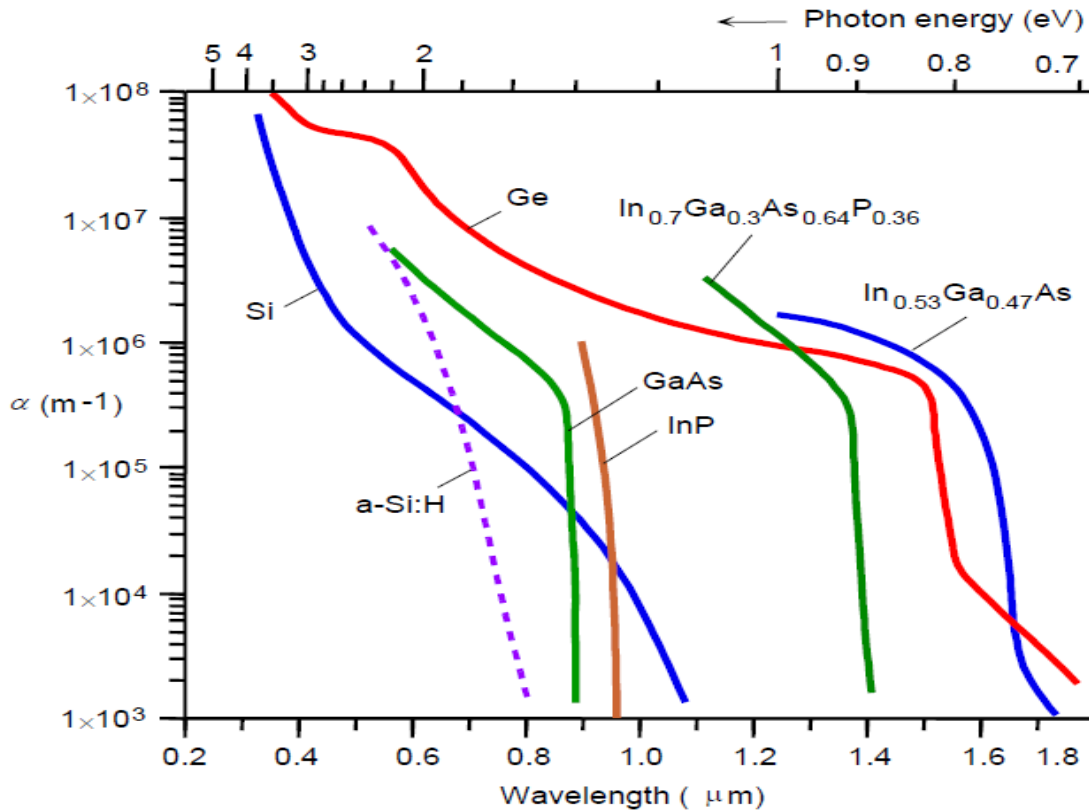


Figure (I.16) : coefficient d'absorption optique de divers semi-conducteurs [21].

Le taux de génération est donné par la relation :

$$g_n(x) = g_p(x) = -\frac{\partial N}{\partial x} = \alpha(\lambda)N_0 \exp(-(\alpha(\lambda)x)) \quad (I.5)$$

Deux paramètres importants gouvernent l'absorption : le seuil et la pente. Cette dernière permet de définir une longueur d'absorption :

$$d_\lambda = \frac{1}{\alpha(\lambda)} \quad (I.6)$$

Qui caractérise l'épaisseur de matière nécessaire pour diviser l'intensité du rayonnement. La plupart des matériaux cristallins (CIS, Cd Te, GaAs) ont un front d'absorption raide et des longueurs d'absorption inférieures au (μm). Il en est de même du silicium amorphe dont le front d'absorption, très raide, dépend de la teneur en hydrogène. Il s'ensuit que nous aurons à faire à trois classes de matériaux :

- Les matériaux massifs à gap indirect tels que le silicium cristallin.
- Les matériaux à gap direct en couches minces tels que le **CdTe**.
- Les alliages dont le gap peut varier continument avec la composition tels que le **Ga_{1-x}Al_xAs**.

I.3.4.2 .Largeur de la bande interdite

Afin d'optimiser l'efficacité de conversion d'une cellule photovoltaïque, la cellule solaire doit absorber une grande partie de spectre que possible, et ainsi le gap devrait couvrir une large gamme, Le principe des cellules tri-jonctions (**Figure (I.17), b**) est d'empiler trois jonctions p-n qui sont chacune optimisées pour la conversion d'une partie du spectre solaire. Celle du haut, qui possède une largeur de bande interdite (band-gap) élevée, agit comme un filtre passe-bas et récupère les photons de plus grande énergie (ultra-violets et une partie du spectre visible). Celle du milieu exploite la plupart des photons du spectre visible restants et la dernière absorbe alors et convertisse les photons de plus basse énergie (infra-rouges), Les pertes par thermalisation sont ainsi minimisées car chaque cellule convertit des photons d'énergie $h\nu \sim E_g$ [22].

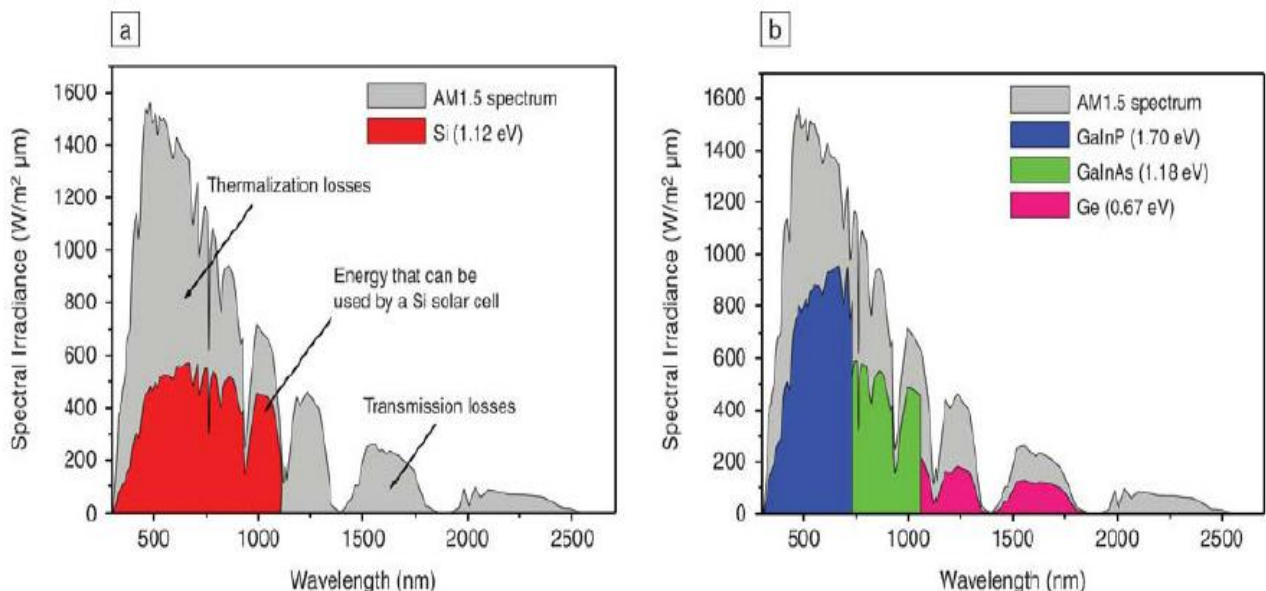


Figure (I.17): Le spectre solaire¹ AM1.5 et les parties du spectre qui peut être utilisée en théorie par: (a) cellule solaire de Si ;(b) cellule $Ga_{0.35}In_{0.65}P/Ga_{0.83}In_{0.17}As/Ge$ [23].

¹ Une masse d'air absolue de 1,5 - cette distribution spectrale standard est généralement utilisée dans les latitudes du nord de l'Europe

La dépendance de rendement de la conversion avec la largeur de bande interdite de semi-conducteurs est représentée par la *figure (I.18)*. GaAs a une largeur de bande optimale (1,4 eV) pour la conversion de l'énergie solaire d'une cellule solaire conventionnelle est limitée par des rendements d'environ de 25% ou moins à concentration de 1 soleil.

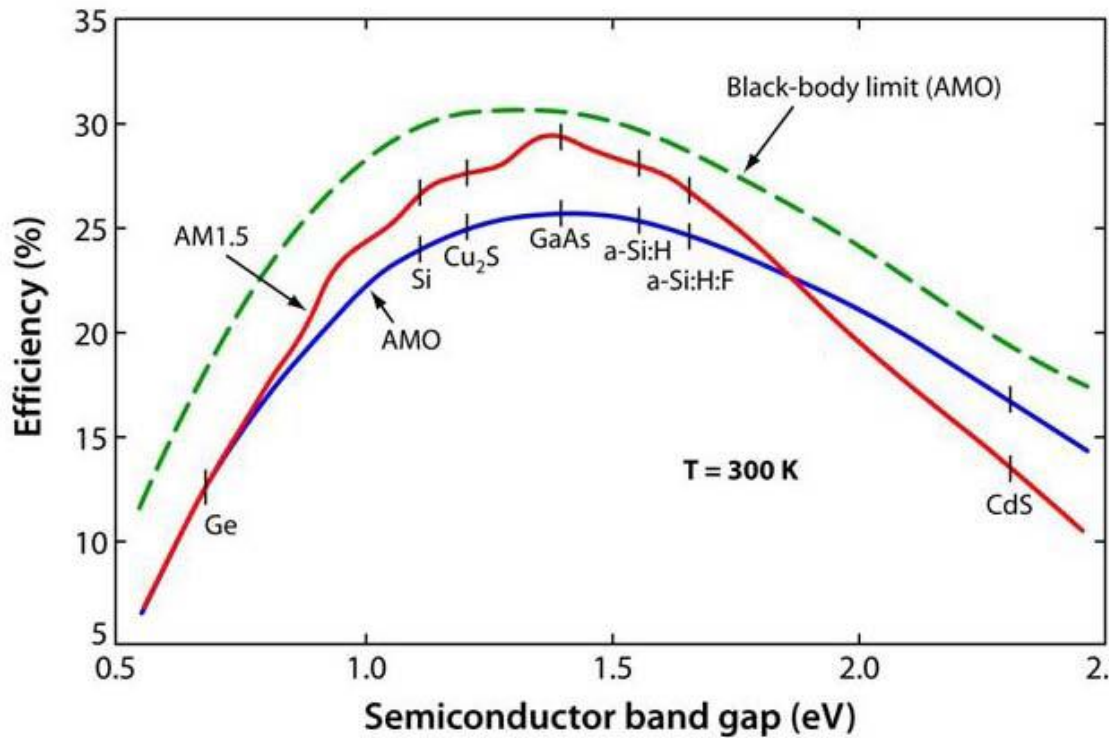


Figure (I.18) : la dépendance de rendement avec la largeur de la bande interdite de semi-conducteurs [24].

Les cellules solaires tri-jonctions en cours de production sont réalisées en GaInP (1,9 eV), GaAs (1,4 eV) et Ge (0,7 eV); les concepts avancés des cellules solaires multi-jonctions prévoient l'utilisation de AlGaInP (2,2eV), AlGaAs (1,6 eV), GaInP (1,7 eV), GaInAs (1,2 eV), GaInNAs (1.0-1.1 eV) [25].

Par exemple, Les binaires InAs et GaAs possèdent respectivement un paramètre de maille égal à 0,605nm et 0,565nm. Leur désaccord de maille est de l'ordre d'environ 7,1%. L'utilisation de couches ternaires de GaInAs permet de faire varier le désaccord paramétrique en ajustant la fraction d'In dans le ternaire. [26].

I.3.4.3. la constante de réseau cristallin (paramètre de maille) :

Pour produire une transparence optique et une conductivité maximale dans les cellules solaires multi-jonctions monolithiques, qui sont réalisées par empilement de couches de matériaux déposées par épitaxie, toutes les couches doivent avoir une structure cristalline similaire. Comme les substrats imposent leur paramètre de maille à la couche épitaxiée, seules les couches parfaitement accordées en maille avec ceux-ci, ont une qualité morphologique acceptable pour les applications optoélectronique. Donc le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat.

Une discordance dans le cristal, la constante de réseau des différentes couches crée des dislocations dans le réseau des couches. En effet, une différence de paramètre de maille même très faible en pourcentage entre la couche et le substrat est suffisante pour provoquer une forte densité de dislocation diminuant considérablement les performances électroniques de la cellule, NREL a montré qu'un désaccord de maille petit que 0,01% significativement diminue le courant produit par la cellule solaire [26].

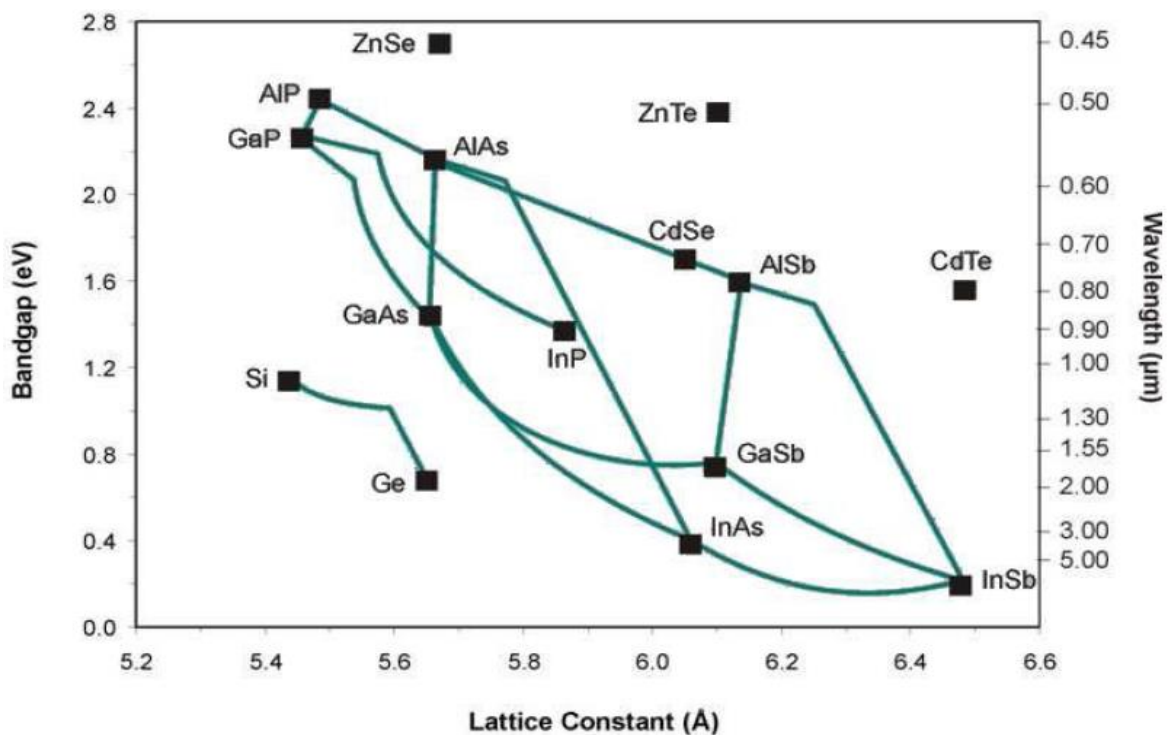


Figure (I.19): la relation ternaire et quaternaire de composés III-V entre la constante de réseau et la bande interdite.

Les constantes de réseau et les énergies de bande interdite des matériaux semi-conducteurs communs sont indiquées sur la **figure (I.19)** et les lignes entre les différents matériaux représentent les semi-conducteurs qui peuvent être créés si en combinant des deux matériaux. Ge, GaAs et AlAs ont à peu près la même constante de réseau avec des largeurs de bande interdite différentes, et les compositions de ces matériaux sont actuellement utilisés pour créer des cellules tri-jonctions à haut rendement [23].

I.4. Les concentrateurs et les systèmes associés :

La concentration de rayonnement solaire a été très largement étudiée et utilisée pour la conversion thermique. Les développements concernant la concentration sur les photopiles seront seule abordés, et deux point importants sont définis, L'uniformité de l'éclairement, et la répartition spectrale d'éclairement dans le plan récepteur. Les deux causes de ces non uniformités sont la source solaire et le système de concentration. [27, 28,29].

I.4.1. La concentration du rayonnement solaire en photovoltaïque

Notre étude doit s'étendre à l'utilisation de techniques pour concentrer le rayonnement solaire par un dispositif adéquat, miroir ou lentille qu'il on sait réaliser de façon économique En particulier, on réalise des lentilles Fernel, efficaces et peu couteuses.

I.4.2. Différents types des capteurs à concentration :

Un capteur à concentration est un capteur solaire comportant un système optique (réflecteur, lentilles, ...) destiné à concentrer sur l'absorbeur de rayonnement reçu (d'où le nom de capteur à concentration). Naturellement ces concentrateurs doivent suivre le mouvement du soleil. En utilisant des réflecteurs afin de concentrer les rayons du soleil sur l'absorbeur d'un capteur solaire, cela permet de diminuer grandement la taille de l'absorbeur. Un autre avantage de ce système est que les réflecteurs sont sensiblement moins coûteux, par unité de surface, que les capteurs.

La concentration solaire en photovoltaïque utilise en général la réflexion ou la réfraction des rayons lumineux ou bien une combinaison des deux. [28, 29,31], comme des systèmes on a trouvé deux types :

- Concentration à réflexion (Réflecteur cylindro-parabolique, Réflecteur parabolique, Capteurs solaires fixes à concentration).
- Système à réfraction ou à lentille de Fresnel.

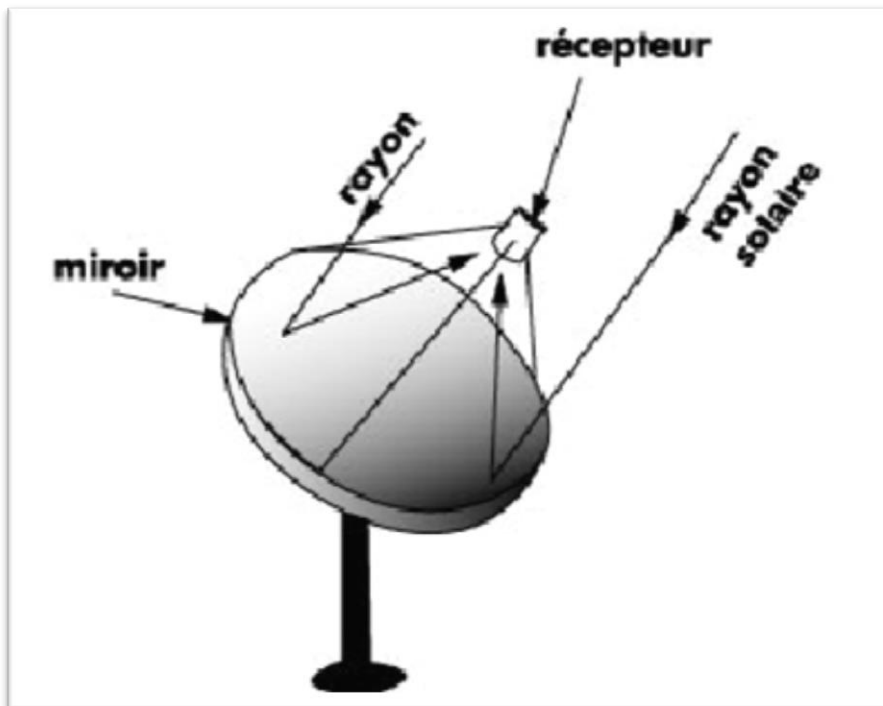


Figure (I-20): Système à réflecteur –parabolique.

I.4.3. Les panneaux solaires sous concentration :

L'avantage essentiel des appareils à concentration est de permettre la réduction de la surface active de générateur solaire à puissance égale, la surface de concentration dans le système. Contrairement aux générateurs solaires thermomécaniques, on fait plus largement appel dans le domaine photovoltaïque à concentration par lentilles de Fresnel. On utilise des lentilles concentriques et dans une moindre mesure des lentilles linéaires.

Le plus souvent, ces lentilles sont en verre. Une bonne homogénéité de l'éclairement dans la plage focale est obtenue avec des lentilles de Fresnel ayant la forme d'un dôme, les rayons sur le bord de la lentille sont alors dérivés sur la tache focale sans déformation majeure par rapport aux rayons qui passent par le centre de la lentille. Des lentilles de Fresnel concentriques en plastique ayant un facteur de concentration de 500 et un rendement optique 87 % a été mis au point, elles sont utilisées en association avec des piles à l'arséniure de galium [28. 29].

I.4.4 Le taux de concentration

On a défini le taux de concentration théorique comme étant le rapport de la surface d'ouverture du concentrateur sur la surface de l'absorbant. [31]

$$X_{th} = \frac{\text{Aire de l'ouverture}}{\text{Aire de l'absorbant}} \quad (I.7)$$

Cependant il existe des pertes par réflexion et par absorption. La radiation solaire n'est donc pas entièrement transmise à l'absorbant, Aussi on définit le rendement optique par :

$$\eta_{opt} = \frac{\text{Radiation incident sur l'absorbant}}{\text{Radiation incidente sur l'ouverture}} \quad (I.8)$$

Le taux de concentration sur l'ouverture est donc donné par :

$$X = X_{th} * \eta_{opt} \quad (I.9)$$

I.4.5. Influence de la concentration sur les paramètres d'une cellule :

La concentration de la lumière implique une augmentation de la puissance incidente sur la cellule solaire. Une augmentation d'illumination implique une augmentation du rendement théorique des cellules, si on néglige bien sûr les pertes dues à la résistance série R_s et l'élévation de la température.

Le courant de court-circuit I_{cc} des cellules augmente linéairement avec la concentration, cependant V_{co} et FF augmentent légèrement sous l'effet de la concentration, ce qui produit une augmentation nette de rendement de la pile solaire.

En supposant que le courant de saturation à l'obscurité de la cellule solaire I_0 est constant sous concentration et que les résistances parasites sont négligeables [32].

$$I_0 = \frac{I_{CC1}}{e^{qV_{co1}/KT}} \quad (\text{I. 10})$$

Avec I_{CC1} et V_{co1} sous 1 soleil c'est à dire sans concentration, mais sous concentration de X , le courant de court-circuit augmente jusqu'à $X * I_{CC}$ donc, la tension de circuit ouvert sous concentration V_{co} devient :

$$V_{co} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{XI_{CC1}}{I_0}\right) \quad (\text{I. 11})$$

La substitution de l'équation (I. 11) et réarrangement donne :

$$V_{co} = V_{co1} + \frac{KT}{q} \ln(X) \quad (\text{I. 12})$$

$$\Delta V_{co} = V_{co} - V_{co1} = \frac{KT}{q} \ln(X) \quad (\text{I. 13})$$

Ou X est le taux de concentration et ΔV_{co} est la variation de V_{co} due à la concentration.

L'augmentation de la tension de circuit ouvert V_{co} produit également une petite élévation dans le facteur de forme FF .

Le rendement de conversion de la photopile sous concentration et l'influence de la résistance série sont données par l'expression suivante :

$$\eta(X) = \eta_1 \left[1 + \frac{KT}{q} \log(X) - \frac{R_S X^2 I_{CC1}^2}{X P_i} \right] \quad (\text{I. 14})$$

Avec :

X : le taux de concentration.

η_1 : Le rendement de conversion sans concentration.

I_{CC1} : le courant de court-circuit sous un soleil.

V_{co1} : La tension de circuit ouvert sous un soleil.

I.4.6.Limites de la concentration :

En pratique le rendement électrique en fonction de la concentration commence par augmenter conformément à la relation passe par un maximum et décroît. Deux causes sont à l'origine de cette limitation, l'effet de la température et la résistance interne de la cellule solaire [29].

I.4.7.Effet de la température dans une cellule sous concentration :

Le comportement d'une pile solaire sous concentration dépend de la tension de circuit ouvert de cellule V_{co} et l'absorption de l'infrarouge, de la sensibilité de la température et de la résistance série.

L'augmentation de la température de cellules abaisse la tension de circuit ouvert V_{co} des cellules et le facteur de forme FF mais augmente légèrement le courant I_{cc} des cellules .la perte dans V_{co} dépend de la tension initiale de circuit ouvert de la pile solaire et de la température initiale. . [28, 29,33].

$$\frac{1}{V_{co}} \frac{dV_{co}}{dT} = - \frac{E_g - V_{co} + (KT/q)}{T} \quad (I. 15)$$

Le facteur de forme FF peut être approché approximativement par l'équation suivante :

$$\frac{1}{FF} \frac{dFF}{dT} \cong \left[\frac{1}{V_{co}} \frac{dV_{co}}{dT} - \frac{1}{T} \right] / 6 \quad (I. 16)$$

Cependant, il existe une expression pour approche l'augmentation légère de courant I_{CC} avec la température. L'effet est très petit et peut être considéré constant pour la plus part des cellules solaires en silicium par contre les autres cellules.

$$\frac{1}{I_{CC}} \frac{dI_{CC}}{dT} \approx \frac{0.0006}{K} \quad (I. 17)$$

A partir des équations ; la variation de la puissance maximale avec la température P_{Max} est donnée par l'équation suivante :

$$P_{Max} = \frac{1}{P_{Max}} \frac{dP_{Max}}{dT} = \frac{1}{V_{CO}} \frac{dV_{CO}}{dT} + \frac{1}{FF} \frac{dFF}{dT} + \frac{1}{dI_{CC}} \frac{dI_{CC}}{dT} \quad (I.18)$$

I.4.8. L'effet de la résistance série d'une cellule sous concentration :

La résistance série de la pile solaire a un effet beaucoup plus grand sous concentration. Tenant compte de la relation (I.19) et sachant que le courant I_{cc} varie linéairement avec la concentration X , le terme $R_s * I$ deviendrait rapidement prohibitif si R_s n'est pas ramenée à des valeurs très faibles. [28]

La figure suivante montre comment l'augmentation de rendement de conversion sous concentration est réduite par l'effet de la résistance série R_s .

Le rendement de conversion des cellules a été normalisé en 1 soleil afin de donner le changement relatif de rendement de pile solaire. Les courbes théoriques ont été calculées en augmentant l'intensité de la lumière et ainsi le courant de court-circuit I_{cc} , et en déterminant le point maximum de puissance de la cellule solaire comme décrit par l'équation suivante. (En régime de faible injection).

$$I = I_{cc} - I_0 \left[\exp\left(\frac{qV - IR_s}{KT}\right) - 1 \right] \quad (I.19)$$

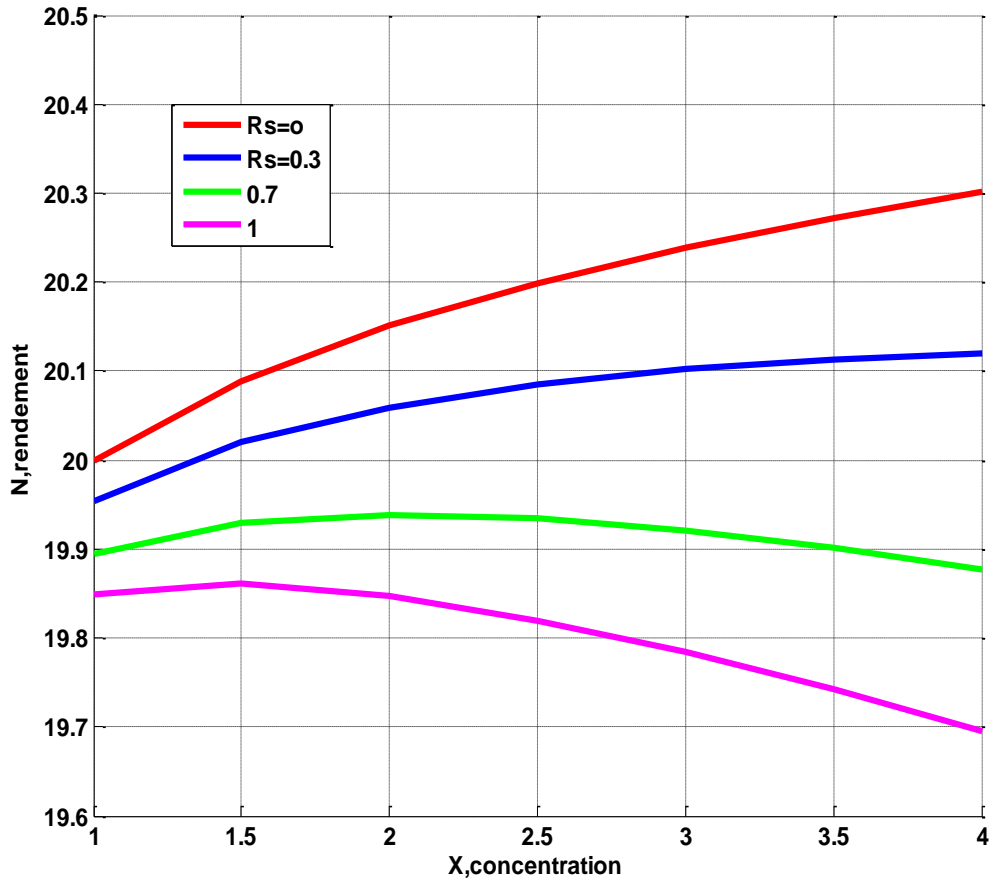


Figure (I.21) : la variation de rendement de conversion avec la concentration pour Différentes valeurs de la résistance série.

I.5 Conclusion :

Ce chapitre nous a permis d'explorer le principe de la conversion photovoltaïque. Des aspects aussi bien technologiques et électriques ont été abordés afin de mieux comprendre l'ensemble du mécanisme de conversion photovoltaïque dans les cellules multi-jonctions.

Actuellement, les cellules photovoltaïques les plus efficaces utilisées à base des matériaux semi-conducteurs III-V avec des bandes interdites adaptées. Aujourd'hui, les dispositifs photovoltaïques multi-jonctions disponibles sont des cellules solaires tri-jonctions comme GaInP, GaAs, et des couches de Ge qui peuvent atteindre des rendements de conversion typiques supérieurs à 30%. Actuellement, seulement Emcore et Spectrolab aux États-Unis et Aixtron en Allemagne ont la production de ce type de cellules dans des volumes relativement importants.

Chapitre II

Notions

Fondamentales des semi-conducteurs

II.1 Introduction

Dans ce chapitre on va donner un rappel sur les matériaux III-V, qu'ils sont préférables que d'autres (les propriétés du silicium par exemple sont insuffisantes : transition électronique indirectes au seuil d'absorption optique et l'adaptation à haute température). Et on évoque des notions fondamentales au physique de semi-conducteurs en régime de faible et fort niveau d'injection, Tout ce contenu permet d'identifier notre travail pour les cellules solaires multi-jonctions sous concentration.

II.2. Les semi-conducteurs III-V

II.2.1. Introduction :

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3^{ème} colonne et d'un élément de la 5^{ème} colonne de la classification périodique. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure des bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants.

Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'azote, et le phosphore de gallium GaP entrent dans cette catégorie ; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [34], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [35]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique. On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes.

Le tableau (II.1) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	E_g (eV)	λ_g (μm)	m^*/m_0	$a_0(\text{\AA})$	Structure de la Bande interdite
AlAs	2,16	0,57		5,661	indirecte
AlSb	1,58	0,75	0,12	6,138	
Ga P	2,26	0,55	0,82	5,449	
GaAs	1,42	0,87	0,063	5,653	directe
GaSb	0,72	1,85		6,095	
In P	1,35	0,92	0,08	5,868	

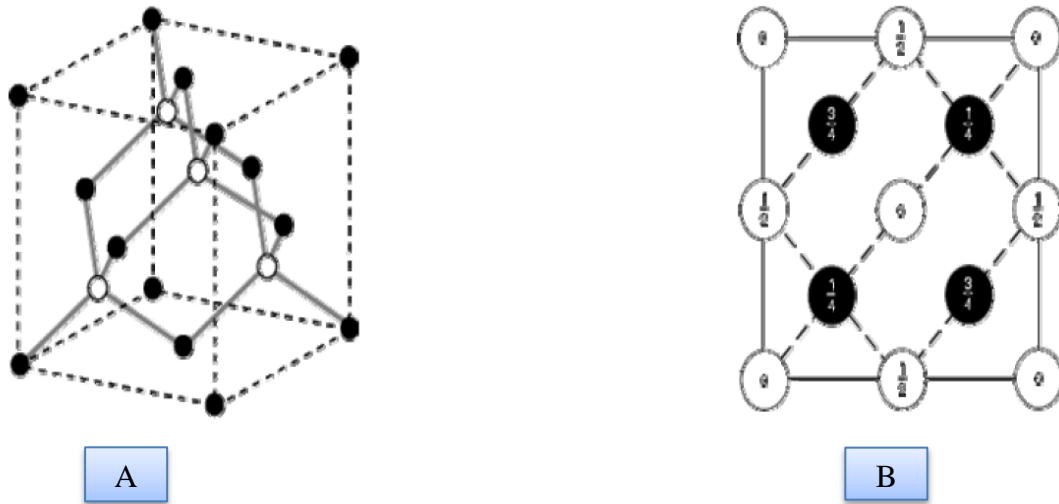
Tableau (II.1) : Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V.

E_g énergie de bande interdite ; λ_g longueur d'onde du seuil d'absorption,
 m^* masse effective des électrons ; a_0 paramètre de maille du cristal.

II.2.2. Structure cristalline :

Les semi-conducteurs III-V formés à partir de Al, Ga, ou In d'une part, P, As, ou Sb d'autre part ont tous une structure de type zinc-blende [36]. Leur réseau cristallin peut se décomposer en deux sous-réseaux cubiques à faces centrées interpénétrés, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V (*figure (II.1)*).

Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre le long de la diagonale du cube, d'une quantité $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$, a_0 étant le paramètre cristallin, c'est-à-dire la longueur de l'arête du cube élémentaire. Chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce. La maille élémentaire, à partir de laquelle on peut reconstituer le cristal entier par un ensemble de translations, est formée par un atome de chaque type [37].



Figure(II.1) : Réseau cristallin dans la structure zinc-blende (A : Maille élémentaire de la structure zinc blende. B : Vue de dessus de la structure zinc blende.

Le réseau réciproque associé à la structure de type zinc-blende est cubique centré. Sa maille élémentaire, qui correspond à la première zone de Brillouin est représentée sur la figure (II.2) [38]. Elle présente un centre de symétrie Γ à l'origine ($k=0$), et un certain nombre d'axes de symétrie : il existe trois axes équivalents $\langle 100 \rangle$ coupant le bord de la zone de Brillouin aux points X, et quatre axes équivalents $\langle 111 \rangle$, avec les points correspondants L.

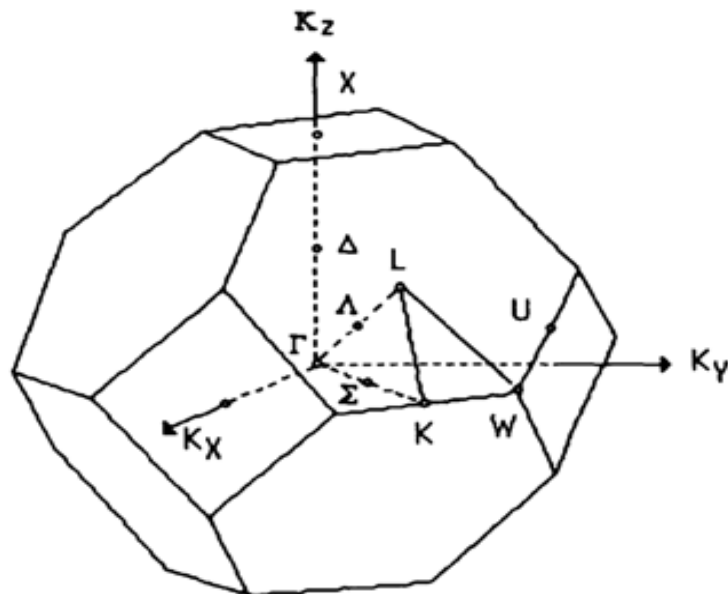
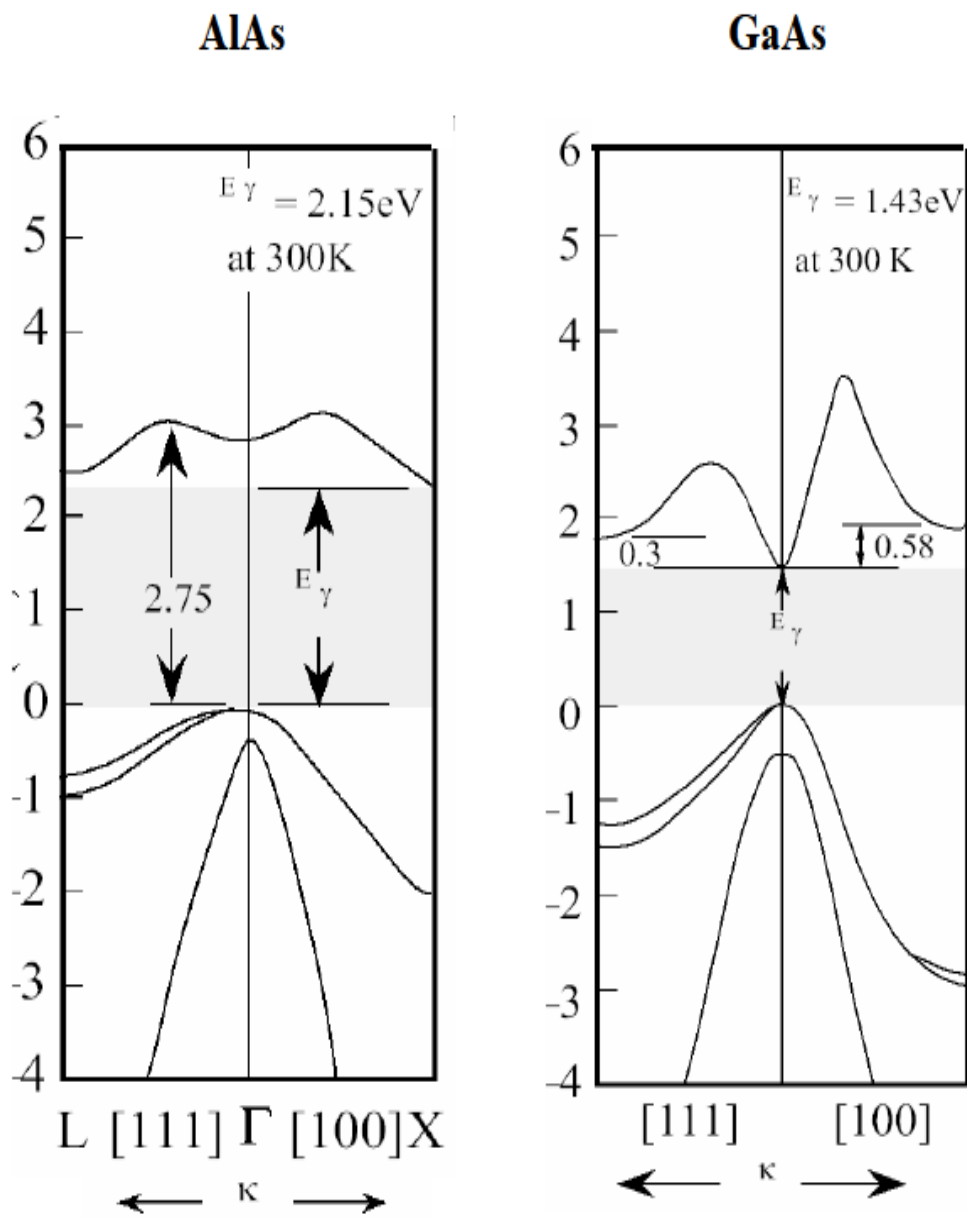


Figure (II.2) : Première zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces centrées.

II.2.3. Structure des bandes d'énergie :

Le composé *GaAs* possède une bande interdite directe. La transition d'énergie minimale entre ses deux bandes peut avoir lieu sans changement de vecteur d'onde, ce qui permet l'absorption et l'émission de lumière de façon beaucoup plus efficace que dans les matériaux à gap indirect comme l'*AlAs*, (*figure (II.3)*).



Figure(II.3) : Structure de bande d'énergie du GaAs et de AlAs [39].

II.3. Notions de physique des semi-conducteurs en régime de faible et forte injection

II.3. 1. Notions élémentaires :

II.3.1.1. Les Cristaux N et P :

D'un point de vue macroscopique, la *neutralité électrique* d'un cristal se traduit par l'égalité des densités de charges élémentaires positives ou négatives, qu'elles soient mobiles ou fixes :

$$p + N_D = n + N_A \quad (\text{II.1})$$

On voit donc que, sous cette condition de neutralité électrique, la concentration des électrons est supérieure à celle des trous en présence de centres donneurs, inférieure au contraire en présence de centres accepteurs, la différence $N_D - N_A$ fixant l'écart de concentration des deux types de porteurs lorsque donneurs et accepteurs sont simultanément présents. Le cristal est dit de *type N* lorsque les *électrons* sont les porteurs *majoritaires*, de *type P* dans le cas contraire où les trous sont majoritaires et les *électrons* par conséquent *minoritaires*.

Si le **cristal** est non seulement **neutre** mais en **équilibre thermodynamique**, on peut être plus précis. La loi d'action de masse ($p * n = n_i^2$) jointe à l'égalité (II.1) conduit sans difficulté aux valeurs des concentrations d'équilibre.

En posant $N = N_D - N_A$ pour alléger les écritures, on a :

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{N + \sqrt{N^2 + 4n_i^2}}{2} \\ p &= \frac{N - \sqrt{N^2 + 4n_i^2}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2})$$

Aux *températures usuelles de fonctionnement* des composants, la concentration intrinsèque est généralement très faible devant la concentration nette de dopant ($n_i \ll |N|$).

On peut alors utiliser les approximations suivantes, dans un cristal, respectivement de *type N* ($N \approx N_D$) et de *type P* ($N \approx -N_A$) :

$$\left. \begin{aligned} n = N_D & \quad p = \frac{n_i^2}{N_D} \\ p = N_A & \quad n = \frac{n_i^2}{N_A} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.3)}$$

II.3.1.2 Neutralité, quasi-neutralité, charges d'espace :

Les expressions (II.2) des concentrations de porteurs ne s'appliquent strictement qu'à un cristal homogène, électriquement neutre et en équilibre thermodynamique avec son environnement. La neutralité électrique, même si elle est maintenue globalement pour l'ensemble du cristal, n'est généralement pas assurée localement. Il en est ainsi, par exemple, lorsque la distribution des impuretés dopantes n'est pas uniforme, même dans les conditions d'équilibre thermodynamique. Hors équilibre, par ailleurs, la loi de masse n'est plus valable et les concentrations d'électrons libres et de trous deviennent indépendantes.

Aussi observe-t-on dans le cristal une densité de charge ρ non nulle, fonction, dans le cas général, des coordonnées de position et du temps :

$$\rho = q[p - n + (N_D - N_A)] \quad \text{(II.4)}$$

De cette densité de charge résultent des répartitions de *potentiel macroscopique* Ψ et de *champ électrique* \vec{E} suivant les lois de l'électrostatique :

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Psi &= -\frac{\rho}{\epsilon} \\ \vec{E} &= -\overrightarrow{\text{grad}}\Psi \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.5)}$$

Où ϵ désigne la permittivité du matériau (ϵ en F/cm).

Dans les problèmes « unidimensionnels » où la variable est de position \mathbf{x} , le gradient \overrightarrow{grad} et le Laplacien ∇^2 se ramènent respectivement aux dérivées première $\partial/\partial X$ et seconde ∂^2/X^2 .

L'action de la répartition de champ sur les porteurs mobiles tendrait, en l'absence de toute contrainte, à restaurer la neutralité. C'est pourquoi, en valeur relative, c'est-à-dire par rapport aux densités de charge positive q ($p + ND$) et négative q ($n + NA$) constituant le bilan (II.4), la densité nette de charge ne représente souvent qu'un faible écart, et ce, dans des régions étendues du cristal. On parle alors de **quasi-neutralité** et on peut toujours écrire en ce cas :

$$\mathbf{n} + N_A = \mathbf{p} + N_D \quad (\text{II. 6})$$

Expression qui se réduit en pratique à $n \approx N_D + p$ pour un cristal de type N et à $p \approx N_A + n$ pour un cristal de type P.

Quasi-neutralité en faible injection :

On voit que, dans cet état de quasi-neutralité, tant que les concentrations des porteurs minoritaires restent petites devant les concentrations de dopant ($p \ll N_D$ ou $n \ll N_A$ selon le cas), les concentrations des porteurs majoritaires conservent approximativement leurs valeurs d'équilibre dans le cristal neutre (respectivement $n \approx N_D$ ou $p \approx N_A$).

Quasi-neutralité en forte injection :

Au contraire, si les concentrations des porteurs minoritaires deviennent grandes devant les concentrations des impuretés, on a $p \approx n$ dans les deux cas, (*figure (II.4)*)
Que le niveau d'injection soit faible ou fort, la quasi-neutralité n'implique aucunement que le potentiel soit constant et le champ électrique nul, ce qu'on n'observerait jamais qu'en cas de stricte neutralité.

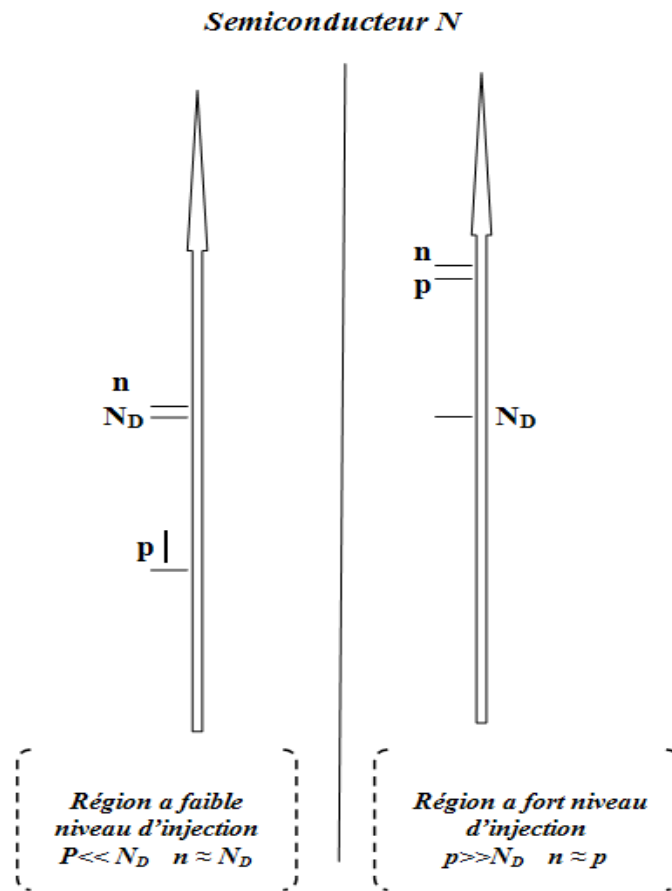


Figure (II.4) : situation de fort et faible niveau d'injection dans un semi-conducteur.

II.3.1.3. Transport de charges :

Tout gradient d'une grandeur intensive engendre dans le cristal des flux de porteurs mobiles, c'est-à-dire un courant électrique. Il en est ainsi pour le potentiel électrique, les concentrations des porteurs, la température. On se limitera ici au cas le plus important en pratique où on considère les seuls effets des gradients de potentiel (**Conduction**) et de concentration (**diffusion**).

a).Conduction :

En présence d'un champ électrique, au mouvement désordonné d'agitation thermique des porteurs mobiles se superpose un mouvement de dérive dans le sens du champ pour les trous, dans le sens contraire pour les électrons.

À cette dérive des porteurs correspondent des **courants de conduction** dont les *densités* s'expriment simplement par :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_p &= q p \mu_p \vec{E} \\ \vec{J}_n &= -q n \mu_n \vec{E} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.7)}$$

La *densité totale* de courant de conduction des porteurs est donc : $\vec{J}_{cond} = \sigma \vec{E}$

Où σ représente la *conductivité électrique* du cristal : $\sigma = q(\mu_p p + \mu_n n)$

b). Diffusion :

Lorsque les porteurs libres ne sont pas uniformément distribués dans le cristal, ils subissent le processus très général de la diffusion. Les flux des électrons et des trous sont proportionnels aux gradients de concentration respectifs et il en résulte des **densités** de courant :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_p &= -q D_p \overrightarrow{\text{grad } p} \\ \vec{J}_n &= -q D_n \overrightarrow{\text{grad } n} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.8)}$$

Où D_p et D_n sont les *constantes de diffusion*.

Dans la mesure où le semi-conducteur n'est pas dégénéré et tant que la vitesse de dérive reste proportionnelle au champ électrique, la constante de diffusion et la mobilité, pour chaque type de porteurs, sont liées (*relation d'Einstein*) :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q} = U_T \quad \text{(II.9)}$$

La quantité $U_T = kT/q$, proportionnelle à la température absolue T , est souvent appelée « *Unité thermodynamique* » ; elle vaut 25,9 mV à 300 K.

c).Densités de courant :

Les gradients de potentiel et de concentration ajoutent leurs effets dans le cristal et on a, plus généralement, pour expressions des densités de courant de porteurs [relations (II.7) et (II.8)] :

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_p &= q p \mu_p \vec{E} - q D_p \overrightarrow{\text{grad } p} \\ \vec{J}_n &= q n \mu_n \vec{E} - q D_n \overrightarrow{\text{grad } n} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.10)}$$

Le **courant total** est la somme des *courants de porteurs* et du *courant de déplacement*, et sa densité s'exprime par :

$$\vec{J} = \vec{J}_p + \vec{J}_n + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{(II.11)}$$

La divergence du courant total est bien entendue nulle ($\nabla \cdot \vec{J} = 0$). Il n'en est pas forcément de même pour les différentes composantes, courants de porteurs et courant de déplacement.

II.3.1.4. Génération, recombinaison de porteurs

Lorsque des courants des porteurs circulent dans le cristal, la **balance génération recombinaison**, qui est corollaire de l'équilibre thermodynamique, se trouve rompue : les concentrations de porteurs dévient de leurs valeurs d'équilibre et l'un des deux processus, génération ou recombinaison, l'emporte sur l'autre. De nombreux mécanismes physiques peuvent intervenir dans ces processus, selon la nature du cristal, ses imperfections, la température.

a).Taux de génération et de recombinaison

Les taux de génération g et de recombinaison R représentent les nombres des porteurs de chaque type créés ou éliminés par unité de volume et unité de temps ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$). Dans la mesure où les processus de génération et de recombinaison s'effectuent par paires, ces taux sont communs aux électrons et aux trous.

À l'équilibre thermodynamique, on a : $\bar{g} = \bar{R}$

Hors équilibre, on s'intéresse tout naturellement au **taux net de génération recombinaison** :

$$U = R - g \quad (\text{II. 12})$$

Et de simples considérations cinétiques sur le modèle de la loi d'action de masse permettent alors d'établir l'expression générale :

$$U = B(pn - n_i^2) \quad (\text{II. 13})$$

Où **B** est une fonction plus ou moins complexe des concentrations des porteurs, selon les mécanismes physiques mis en jeu dans les processus de génération et de recombinaison.

L'expression (II.13) montre, comme on pouvait s'y attendre, que à un excès de concentration de porteurs ($pn > n_i^2$), correspond une situation de recombinaison nette ($U > 0$) et que, en cas de défaut de concentration par rapport à l'équilibre ($pn < n_i^2$), le taux net U est négatif et représente donc en fait un taux net de génération.

b).Recombinaison Shockley-Hall-Read

$$U_{RSH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{po}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)} \quad (\text{II. 14})$$

Les quantités statiques n_1 et p_1 dépendent de la position du niveau d'énergie dans la bande interdite :

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{\Delta E}{KT}\right)$$

Et

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{\Delta E}{KT}\right)$$

Où ΔE représente la variation d'énergie (positive ou négative) entre le niveau recombinant et le milieu de la bande interdite (*Figure (II .5)*).

Les « durées de vie limites » τ_{p0} et τ_{n0} sont inversement proportionnelles à la concentration des centres et à leur section de capture vis-à-vis des trous d'une part, des électrons d'autre part, et sont généralement des fonctions de la température.

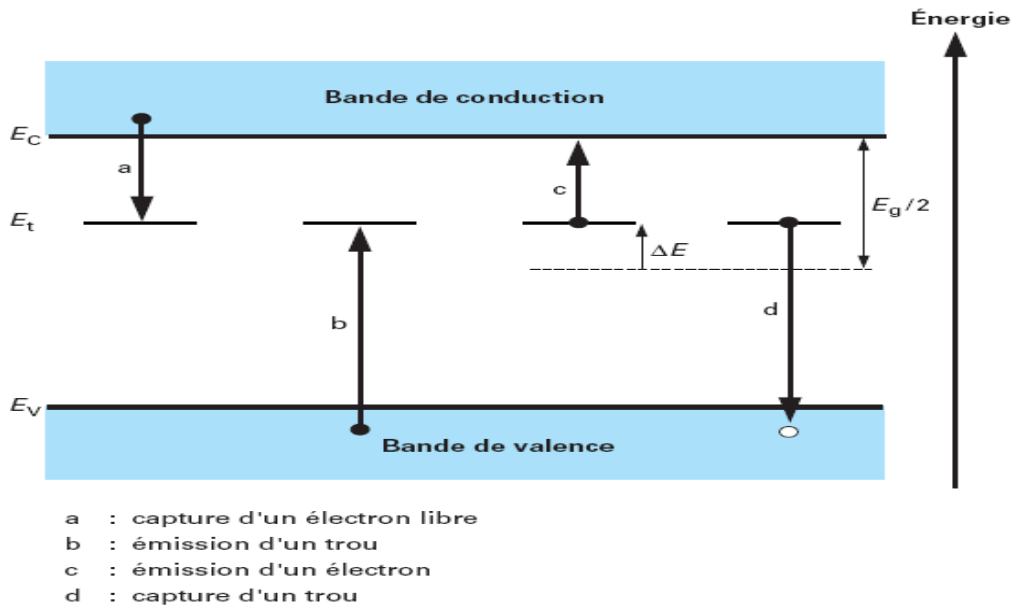


Figure (II.5): Transitions élémentaires de génération-recombinaison Shockley-Hall-Read [40].

c).Recombinaison Auger :

La prise en considération de ce type de recombinaison est nécessaire aux niveaux de dopage élevés. La recombinaison Auger est une recombinaison à trois particules ou l'énergie libérée lors d'une recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence est transférée à un autre électron ou autre trou. (*Figure (II.6)*)

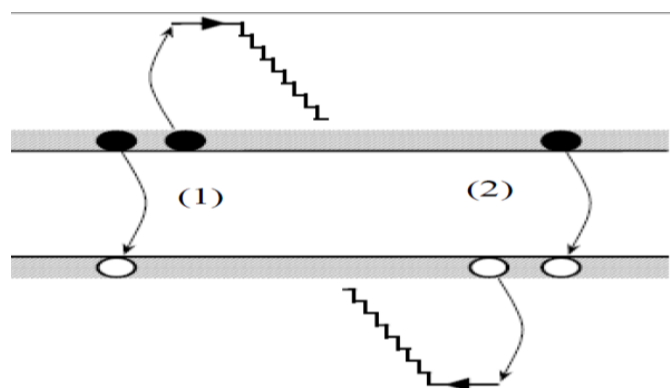


Figure (II.6): schéma représentant la recombinaison Auger, l'excès d'énergie peut être transfère à un électron (1) ou à un trou (2).

Pour de très fortes concentrations des porteurs, au-delà de 10^{17} cm⁻³ pour fixer un ordre de grandeur, un autre mécanisme de recombinaison, celui-ci intrinsèque, prend le pas sur le processus Shockley-Hall-Read. Schématiquement, il s'agit d'une recombinaison directe électron-trou, l'énergie de la transition étant transférée sous forme cinétique à un autre porteur, électron ou trou.

L'expression correspondante du *taux net de recombinaison Auger* s'écrit [41] :

$$U_A = (C_n n + C_p p)(pn - n_i^2) = C_n n^2 p + C_p p^2 n \quad (\text{II. 15})$$

Les coefficients C_n et C_p sont de l'ordre de 10^{-31} cm⁻⁶ · s⁻¹, peu dépendants de la température.

d).Durée de vie des porteurs :

Des simplifications formelles d'écriture peuvent être apportées, dans certaines conditions, aux expressions des taux de recombinaison. Dans des régions quasi neutres notamment, en désignant par : $\Delta p = p - p_0$ et $\Delta n = n - n_0$. Les concentrations de porteurs en excès par rapport à la situation d'équilibre thermodynamique ($\Delta p = \Delta n$), il est commode de poser, en cas de recombinaison nette :

$$(pn > n_i^2) : U = \frac{\Delta p}{\tau} \quad \text{Ou} \quad U = \frac{\Delta n}{\tau}$$

La grandeur τ intervenant en dénominateur est appelée *durée de vie* des porteurs. Elle représente, en effet, le temps moyen séparant l'introduction dans le cristal de porteurs en excès de leur disparition par recombinaison.

L'intérêt de cette notion provient de ce que, dans le cas où les recombinaisons Shockley-Hall-Read sont dominantes, la durée de vie τ est pratiquement indépendante des concentrations de porteurs en excès, à **faible niveau** d'injection d'une part, à **fort niveau** d'autre part.

Ainsi, à partir de l'expression (II.14) de U_{SHR} , on met facilement en évidence les comportements asymptotiques suivants :

À *faible niveau d'injection*, dans une région quasi-neutre de type N

$$(\Delta p \ll N_D, n = N_D) \quad , \quad \tau = \tau_{p0}$$

De même, dans une région quasi-neutre de type P

$$(\Delta n \ll N_A, p = N_A) \quad , \quad \tau = \tau_{n0}$$

À *fort niveau d'injection*, quel que soit le type ($p \approx n \gg N_D$ ou N_A) on a :

$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{n0}$$

II. 3.1.5 Équations de continuité :

Pour décrire les phénomènes de transport des porteurs, on utilise les équations de continuités pour les électrons et pour les trous, qui régissent la condition d'équilibre dynamique des porteurs des charges dans le semi-conducteur. Elles donnent la relation entre les courants, les mécanismes de génération et de recombinaison et la distribution spatiale et temporelle des porteurs de charges libres.

Et Pour chaque **type de porteurs**, une équation de continuité fait le bilan des apports et retraits dans un élément de volume quelconque du cristal.

Pour les électrons par exemple, le taux $\partial n / \partial t$ de variation de la concentration est la somme du taux de variation $g_n - R_n$ qui résulterait des seuls processus de génération et de recombinaison et de celui qui correspondrait à la seule divergence du flux d'électrons $\nabla \vec{J}_n / q$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - R_n + \frac{\nabla \vec{J}_n}{q} \quad \text{(II. 16. a)}$$

Il en est de même pour les *trous* :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - R_p - \frac{\nabla \vec{J}_p}{q} \quad \text{(II. 16. b)}$$

On a g_n (g_p), R_n (R_p) représentent les taux de génération et de recombinaison des électrons (trous), J_n (J_p) la densité des électrons (trous), e la charge électrique élémentaire.

A une dimension (II.16) s'écrit sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n - R_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + g_p - R_p \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.17)}$$

Donc les concentrations des porteurs n et p sont susceptibles de varier au cours du temps ou lorsque l'on se déplace dans la structure. Les mécanismes responsables de ces variations sont les mécanismes de génération-recombinaison qui correspond le taux net U , ainsi que la divergence des densités de flux de porteurs, mécanismes qui sont pris en compte dans les deux équations de continuité suivant :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - U \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - U \end{aligned} \right\}$$

On définit ces équations en fonction de la durée de vie :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.18)}$$

Pour résoudre les équations (II.17), nous avons besoin de connaître les mécanismes de génération, de recombinaison et les courants. En ce qui concerne les courants, dans l'approximation dérive-diffusion (drift-diffusion approximation), (*figure (II.7)*) les courants des électrons et des trous résultent de la somme de deux termes : un gradient de concentration et un gradient de potentiel électrostatique.

$$\left. \begin{aligned} J_n &= qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \\ J_p &= qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.19)}$$

Où μ_n (μ_p), D_n (D_p) a mobilité, constante de diffusion d'électrons (trous), qui relie par la relation d'Einstein (II.9).

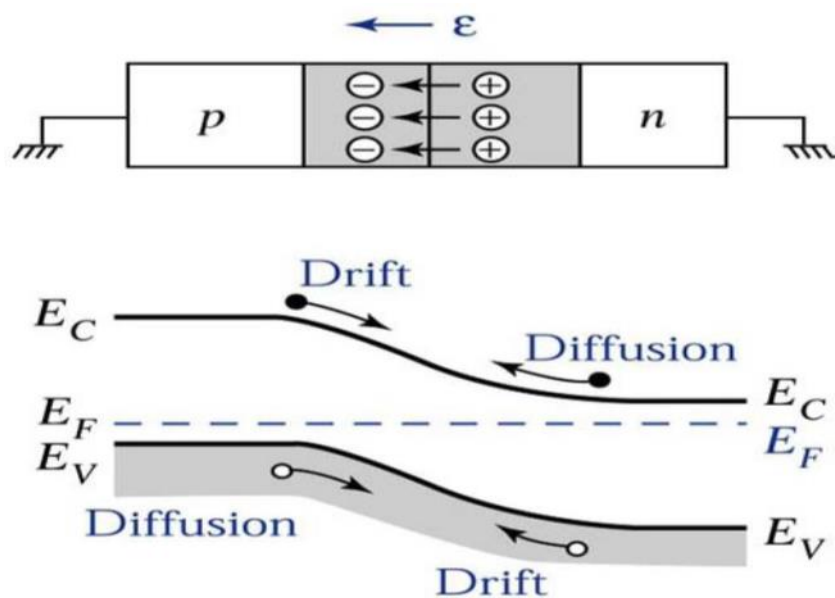


Figure (II.7) : les courants conduction-diffusion à l'équilibre.

II. 3.1.6 contact métal /semi-conducteur

La structure Métal-Semi-conducteur (M-SC) est le dispositif *unipolaire* le plus simple. Il est à la base d'un grand nombre de structures plus complexes. Le dispositif unipolaire veut dire qu'on a un seul type de porteurs (électrons ou trous) qui participe de façon importante à la conduction du courant et détermine les conditions de fonctionnement du dispositif.

a).Principe:

Lorsque la structure est polarisée, la charge d'espace supporte la différence $V_d - V_a$ la tension de diffusion et la tension extérieure appliquée entre contacts:

- Une **polarisation directe** ($V > 0$) impose donc, pour V_a tendant vers V_d , un effacement progressif de la charge d'espace et une réduction de l'intensité du champ électrique, ce qui autorise la diffusion des trous vers la région N, des électrons vers la région P. Des porteurs minoritaires se trouvent ainsi injectés dans chacune des deux régions quasi neutres du cristal, où ils poursuivent leur diffusion et se recombinaient en volume ou au contact.
- Le **comportement de la jonction** est donc fortement **dissymétrique** selon le sens de polarisation. Dans tous les cas de figure, la neutralité globale du cristal reste assurée (égalité des quantités de charges positives et négatives, qu'elles soient fixes ou mobiles).
- Qualitativement et quantitativement, les caractéristiques statiques et dynamiques des jonctions PN dépendent grandement des épaisseurs et dopages des couches et de la durée de vie des porteurs ; les paramètres de profil des distributions d'impuretés et de centres recombinant ont aussi de l'importance.

b)- Efficacité d'injection d'une jonction PN :

Considérons une jonction PN abrupte délimitée par deux contacts ohmiques (figure (II.8)). Un contact ohmique est un contact métal semi-conducteur dont le métal a été choisi pour que le passage d'un courant ne modifie pas la valeur des concentrations des porteurs dans son voisinage par rapport à celles d'équilibre, et pour que la d.d.p supportée par le contact soit indépendante de la polarisation. En conséquence $pn = n_i^2$ au contact ohmique, et nous verrons plus loin que toute la d.d.p. appliquée à la structure se reporte sur le semi-conducteur.

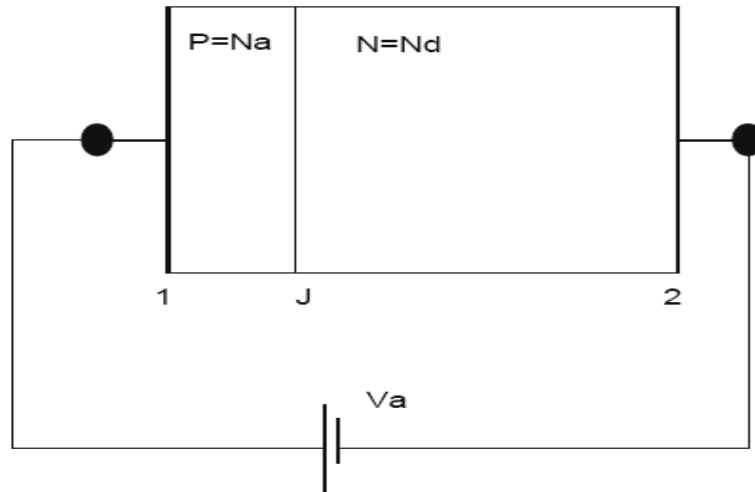


Figure (II.9) : Jonction PN et contacts ohmiques.

L'existence d'une polarisation extérieure entraîne le passage d'un courant dans la structure. En utilisant la relation d'Einstein ($D = U_T * \mu$), on peut réécrire les expressions des densités de courant sans faire apparaître les mobilités :

$$J_n = qD_n \left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{n}{U_T} E \right) \quad \text{(II. 20. a)}$$

$$J_p = qD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{p}{U_T} E \right) \quad \text{(II. 20. b)}$$

Et en éliminant le champ électrique entre ces deux équations on obtient la relation :

$$\frac{pJ_n}{qD_n} - \frac{nJ_p}{qD_p} = \frac{\partial(pn)}{\partial x} \quad \text{(II. 21)}$$

Si l'on intègre cette expression entre les deux contacts ohmiques 1 et 2 où $pn = n_i^2$ on obtient :

$$\int_1^2 \frac{pJ_n}{D_n} dx = \int_1^2 \frac{nJ_p}{D_p} dx$$

En régime statique et dans une jonction où les recombinaisons jouent un rôle négligeable l'équation de continuité montre que les densités de courant sont constantes le long de la structure.

On peut donc les sortir des intégrales et calculer leur rapport appelé *efficacité d'injection*

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\int_1^2 \frac{p}{D_n} dx}{\int_1^2 \frac{n}{D_p} dx} = \gamma$$

En faible injection où les concentrations des porteurs majoritaires restent proches de celles de l'équilibre, on a :

$$\int_1^J p dx \approx N_A W_p \gg \int_J^2 p dx$$
$$\int_J^2 n dx \approx N_D W_n \gg \int_1^J n dx$$

Où W_n et W_p sont les profondeurs des régions N et P de dopages respectifs N_D et N_A .

L'expression de l'efficacité d'injection se réécrit alors : $\gamma = \frac{D_p N_A W_p}{D_n N_D W_n}$

Pour une jonction P^+N , on a bien : $J_p \gg J_n$ (fort niveau d'injection) le dopage N_A de la région **P** est très supérieur au dopage N_D , de la région N la densité de courant de trous est très grande devant celle des électrons et la valeur de γ est grande devant l'unité.

Le *courant passant* est donc principalement un courant de trous, issus de la région P^+ jouant le rôle d'émetteur et injectés dans la région N faiblement dopée qu'on qualifie souvent de « base ».

c).Calcul de la caractéristique courant -tension :

Nous allons calculer la caractéristique courant tension d'une jonction PN dans le cas simple d'une jonction P^+N *figure (II.10)*, l'une des régions est beaucoup plus dopée que l'autre et lorsque l'effet des recombinaisons peut être négligé.

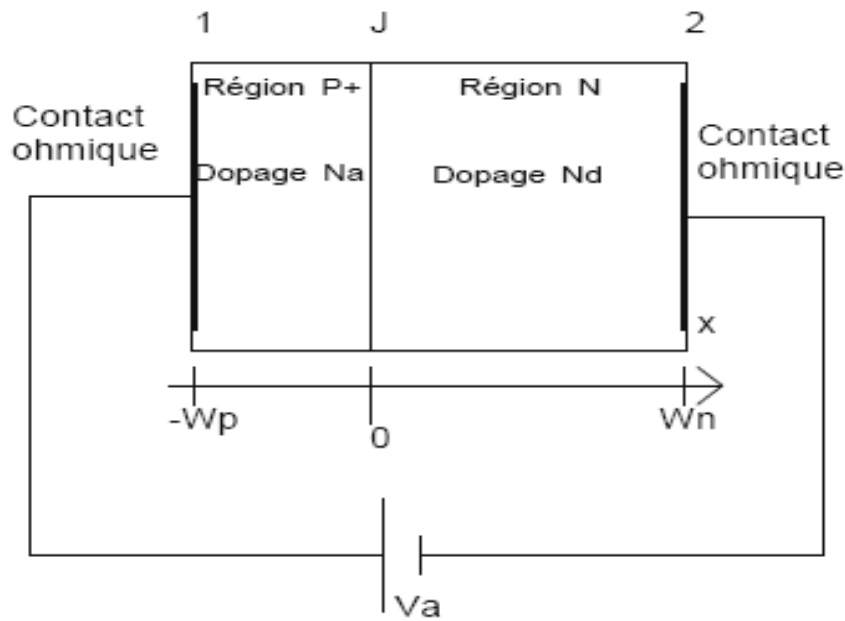


Figure (II.10) : jonction P⁺N.

En éliminant le champ électrique entre les expressions des densités de courant de trous et d'électrons on obtient l'expression (II.21)

$$\frac{pJ_n}{qD_n} - \frac{nJ_p}{qD_p} = \frac{\partial(pn)}{\partial x}$$

En intégrant cette expression entre la jonction métallurgique **J** et le contact ohmique **2**, on trouve :

$$\int_J^2 \frac{pJ_n}{eD_n} dx - \int_J^2 \frac{nJ_p}{eD_p} dx = pn(2) - pn(J)$$

Nous avons vu que lorsque les recombinaisons étaient négligeables, l'équation de continuité montrait que les densités de courant étaient constantes, et que le rapport entre la densité de courant de trous et d'électrons était donné par la valeur de l'efficacité d'injection γ .

Dans le cas d'une jonction P⁺N, l'efficacité d'injection est grande devant l'unité et par conséquent : $J_p \gg J_n$

Cas des faibles niveaux d'injection :

L'excès de porteurs est faible devant le niveau de dopage, la concentration en électrons n est très supérieure à la concentration en trous p . On a donc :

$$\int_J^2 \frac{pJ_n}{qD_n} dx \ll \int_J^2 \frac{nJ_p}{qD_p} dx$$

De plus le contact ohmique impose : $pn(2) = n_i^2$

Et l'approximation de Boltzmann impose : $pn(J) = n_i^2 \exp(V_a/U_T)$

On obtient donc : $J_p \int_J^2 \frac{n}{qD_p} dx = n_i^2 [\exp(\frac{V_a}{U_T}) - 1]$

On a : $n = n_0 + \Delta n$, En posant :

$$Q_b = \int_J^2 qn dx = \int_J^2 qN_D dx + \int_J^2 q\Delta n dx = Q_{b0} + Q_S \quad (\text{II. 22})$$

Où Q_b représente la charge des électrons dans la région N *par unité de surface*, qui en faible injection se réduit à $Q_{b0} = qN_D W_n$, on obtient la relation classique :

$$J_p = \frac{q^2 n_i^2 D_p}{Q_{b0}} \left(e^{\frac{V_a}{U_T}} - 1 \right) \quad (\text{II. 23})$$

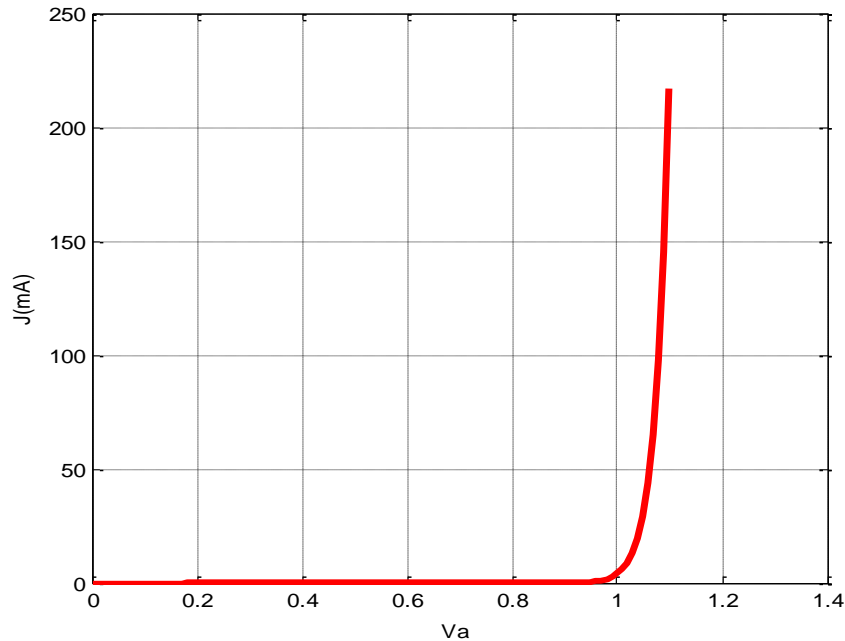
La densité de courant totale J s'en déduit aisément ; elle est donnée par la relation bien connue :

$$J = J_s \left(e^{\frac{V_a}{U_T}} - 1 \right) \quad (\text{II. 24})$$

Où la densité de courant de saturation J_s est donnée par l'expression :

$$J_s = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D W_n}$$

La figure (II.11) montre l'allure de la caractéristique courant / tension prévue par cette relation.



La figure (II.11) : la jonction PN en régime de faible injection.

La valeur de la charge stockée Q_s par les porteurs en excès revêt une grande importance en régime dynamique, et il est intéressant de l'évaluer. La relation (II.21) réécrite dans la région quasi-neutre N, aux faibles niveaux d'injections devient :

$$-\frac{nJ_p}{qD_p} \approx \frac{dpn}{dx}$$

Soit encore puisque n est sensiblement égale à N_D :

$$J_p = -qD_p \frac{d\Delta p}{dx}$$

Cette relation montre que le courant d'une jonction PN en faible injection est un courant de diffusion de minoritaires (trous dans la RQN N), et par ailleurs, que dans le cas où les recombinaisons sont négligeables. La répartition de l'excès de porteurs est linéaire comme le montre la figure (II.12) puisque les densités de courant sont constantes.

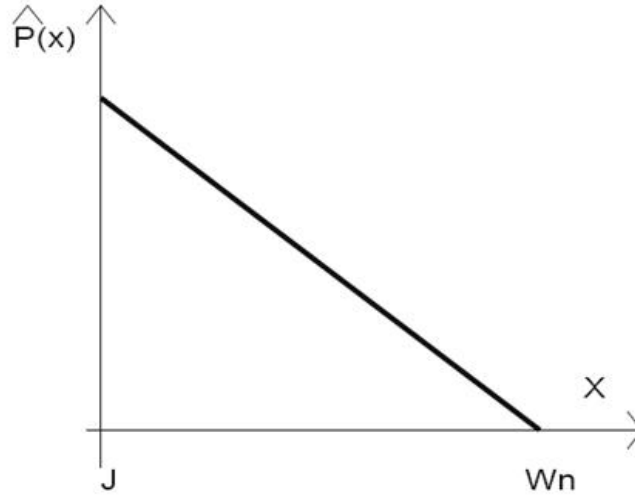


Figure (II.12) : Répartition de l'excès de trous dans la région quasi neutre N.

La charge stockée Q_s : intégrale de l'excès de porteurs, est donc proportionnelle à l'aire sous la courbe de **la figure (II.12)** (se rappeler que dans une région quasi-neutre l'excès de trous est égal à l'excès d'électrons), soit :

$$Q_s = \frac{1}{2} q [\Delta p(J) - \Delta p(W_n)] W_n$$

Au niveau de la jonction, l'approximation de Boltzmann donne :

$$pn(J) = pN_D = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{U_T}\right)$$

$$\Delta p = p - p_0 = p - \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{n_i^2}{N_D} \left(\exp\left(\frac{V_a}{U_T}\right) - 1 \right)$$

Tandis qu'au niveau du contact, le contact ohmique impose un excès de porteurs nul. On obtient donc :

$$Q_s = \frac{1}{2} q \frac{n_i^2}{N_D} \left(\exp\left(\frac{V_a}{U_T}\right) - 1 \right) W_n \quad \text{(II. 25)}$$

Le rapport entre la charge stockée Q_s et le courant de trous J_p est homogène ($\tau_N = Q_s/J_p$) à un temps appelé temps de transit τ_B des porteurs, dont la valeur est constante dans toute la plage des faibles niveaux d'injection :

$$\tau_N = \frac{W_n^2}{2D_p} \quad (\text{II. 26})$$

Le temps de transit représente le temps moyen que mettent les trous injectés dans la région N pour la traverser et arriver jusqu'au contact, nous verrons plus loin que le temps de transit est un paramètre très important en régime dynamique.

Cas de forts niveaux d'injection :

Lorsque le niveau d'injection dans la région quasi-neutre N est élevé, la concentration des porteurs dépasse le niveau de dopage, et la valeur de Q_b devient égale à la charge stockée par les porteurs dans la région quasi-neutre N Q_s , on a donc :

$$\begin{aligned} \Delta p &= \Delta n \gg N_D \\ Q_{b0} &\ll Q_s \approx Q_b \end{aligned}$$

Dans la région quasi-neutre N, la relation (II.21) devient dans ces conditions, et dans le cas d'une efficacité d'injection γ grande devant l'unité :

$$-\frac{pJ_p}{qD_p} = \frac{dp^2}{dx}$$

Ou encore :

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{J_p}{2qD_p}$$

Ce qui montre, puisque J_p est constant, que la concentration des trous varie de manière linéaire, comme en faible injection, entre la jonction et le contact dans la région quasi neutre N, *la figure (II.12)* représente encore parfaitement la variation de l'excès des porteurs.

La charge stockée Q_s , intégrale de l'excès de trous, est donc proportionnelle à l'aire sous la courbe de *la figure (II.12)* soit :

$$Q_s = \frac{1}{2} q [\Delta p(J) - \Delta p(W_n)] W_n$$

Au niveau de la jonction, l'approximation de Boltzmann donne :

$$pn(J) = \Delta p^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{U_T}\right)$$

$$\Delta p(j) = n_i \exp\left(\frac{V_a}{2U_T}\right)$$

Tandis qu'au niveau du contact, le contact ohmique impose un excès de porteurs nul. On obtient donc:

$$Q_s = \frac{1}{2} q n_i \exp\left(\frac{V_a}{2U_T}\right) W_n \quad (\text{II. 27})$$

Et en reportant dans l'expression (II.23) de la densité de courant J_p , on trouve :

$$J = J_p = \frac{2q n_i D_p}{w_n} \exp\left(\frac{V_a}{2U_T}\right) \quad (\text{II. 28})$$

Et pour de forts niveaux d'injection, quelle que soit la répartition des impuretés :

$$\tau_N = \frac{W_n^2}{4D_p}$$

Cette relation de courant montre qu'aux forts niveaux de polarisation directe le courant croît moins vite avec la tension appliquée ; lorsque l'on trace le courant en fonction de la tension en coordonnées semi logarithmiques on obtient une caractéristique linéaire par morceaux dont la pente vaut $1/U_T$ en faible injection et $1/(2U_T)$ en forte injection comme le montre *la figure (II.13)*.

Les coordonnées du point d'intersection des asymptotes J_H et V_H , sont données par les relations :

$$J_H = \frac{4D_p Q_{b0}}{w_n^2} \quad \text{et} \quad V_H = 2U_T \ln \frac{2Q_{b0}}{q n_i W_n}$$

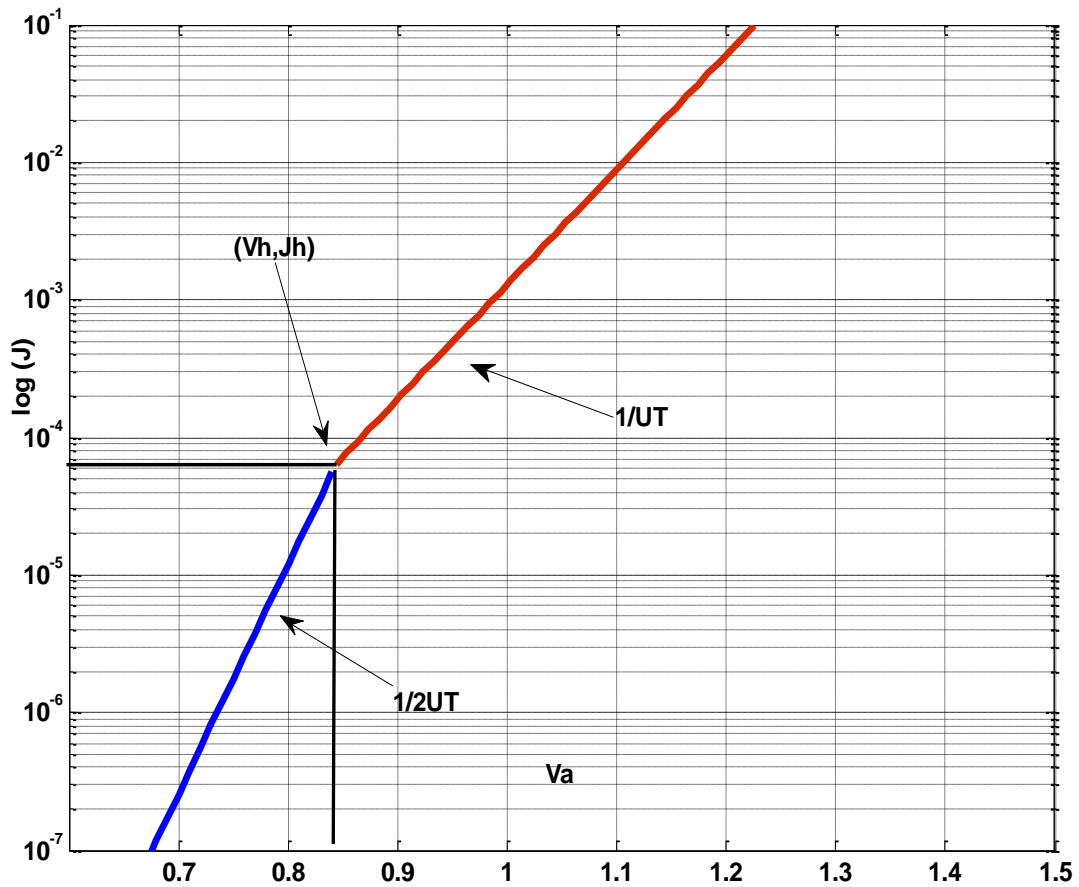


Figure (II.13) : Infléchissement de la caractéristique dans le cas des fortes injections.

II.4 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons vu quelques définitions des semi-conducteurs III-V qui sont très importants pour nos cellules solaires que nous avons étudié ,et nous avons présenté les équations fondamentales et les phénomènes de transport qui régissent le fonctionnement d'une jonction PN pour déterminer les caractéristiques I(V) dans les deux régimes d'injection forte et faible .

Chapitre III

**Etude de l'effet de la
résistance série et de la
température sur les
performances d'une
cellule multi-jonction
à concentration solaire
« Approximation de
forte injection »**

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, les bases théoriques des cellules solaires sous concentration sont résumées. L'objectif principal c'est le calcul de la caractéristique I(V) en régime de forte injection puis on détermine la résistance série par une méthode numérique choisie, et on va étudier le coefficient de température et leur influence sur la performance de la cellule qu'il est le paramètre de limitation d'énergie solaire dans les cellules solaires (cellules solaires multi-jonctions) sous niveaux de concentration élevée.

III.2-Notions de base pour une cellule solaire sous concentration solaire

III.2.1-Paramètres des cellules sous concentration

Pour délivrer une vue simple de la performance d'une cellule sous concentration X , la cellule solaire peut être décrite par des caractéristiques de courant d'une diode lumineuse.

$$J = J_s \left(\exp \left(\frac{V - R_s}{U_T} \right) - 1 \right) - XJ_{ph} \quad (\text{III. 1})$$

Où $U_T = kT/q$ et R_s est la résistance série totale de la cellule.

L'équation (III.1) est valable si la base est en bas-niveau d'injection, ce qui signifie que $N_A \gg \Delta p$ dans une base dopée P ou $N_D \gg \Delta n$ dans une base dopé N.

Si la base est en haut niveau d'injection, l'éclairement dépend de changement de certains paramètres, qui sont examinés en détail dans ce chapitre. Pour faible niveau d'injection les paramètres de la cellule dépendent de la concentration sont listés dans le tableau (III.1). [42]

L'efficacité de la cellule solaire augmente avec la croissance de concentration au raison de l'augmentation de la tension en circuit ouvert V_{co} avec le logarithme naturel. Les pics de rendement de cellules dépendent fortement à la résistance série.

Paramètres de cellule
$J_{cc}(X) \approx XJ_{ph,un\ soleil}$
$V_{co} \approx U_T \ln \frac{X \cdot J_{ph,un\ soleil}}{J_s}$
$FF(X) \approx (FF_{un\ soleil} + 0.0035 \ln X) \cdot \left(1 - \frac{XJ_{ph} \cdot R_s}{V_{co}(X)}\right)$
$\eta(X) \approx \frac{J_{cc}(X)V_{co}(X)FF(X)}{X \cdot G_{un\ soleil}}$
$X_{max}(\eta_{max}) \approx \frac{U_T}{R_s J_{ph,un\ soleil}} \approx \frac{0.66 \Omega cm^2}{R_s}$

Tableau (III.1): les paramètres de la cellule solaire dépendant de la concentration. La résistance série R_s est pondérée par la surface de cellule solaire et les paramètres d'un soleil sont les valeurs de J_{ph} et J_{cc} à 1 soleil sous conditions de test standard.

III.2.2.Mode de fonctionnement d'une cellule solaire sous concentration

III.2.2.1.Le courant de sortie

Pour analyser le comportement de courant d'une cellule solaire, en appliquant la densité de courant, la dérive, plus la diffusion et les équations de continuité. Il s'agit d'une bonne approche pour comprendre les processus de transport dans la jonction PN d'un dispositif. Mais, l'opération de haute efficacité des cellules solaires n'est pas contrôlée principalement par les processus du courant de transport, mais par les processus de génération et de recombinaison. Swanson et Sinton [43] utilise une autre approche pour décrire la haute efficacité des cellules solaires. Pour cette formulation d'intégrale, une Formulation de l'équation de continuité est appliquée, en décrivant la relation entre la génération et la recombinaison des porteurs et fait ressortir le courant de sortie aux contacts.

Les bases appliquées des semi-conducteurs et des cellules solaires peuvent être trouvées dans [41], [45], [46].

Pour la modélisation de transport de porteurs à l'état d'équilibre, les équations standards sont les suivantes:

- Les équations de courant : sont exprimées dans le chapitre II (II.19)
- Les équations de continuité : sont les équations (II.16).
- L'équation de Poisson : La distribution de charge d'espace et le potentiel électrostatique sont donnés par l'équation de Poisson.

$$\overline{\nabla^2 \varphi} = -\frac{q}{\epsilon} (p + N_D^+ - n - N_A^-) \quad (\text{III.2})$$

- Les équations des densités des porteurs : les densités des électrons et des trous sont en terme de concentration intrinsèque de porteurs n_i et le niveau de Fermi intrinsèque E_i :

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{F,n} - E_i}{KT}\right) \quad (\text{III.3})$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{F,p}}{KT}\right) \quad (\text{III.4})$$

Où E_i est le niveau de Fermi intrinsèque et $E_{F,n}$ et $E_{F,p}$ sont les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous.

Pour déterminer le courant de sortie d'une cellule solaire, les équations de continuité sont intégrées sur le volume.

$$\int_v \overline{\nabla \cdot \vec{J}_n} dv = q \int_v (R - g) dv \quad (\text{III.5})$$

$$\int_v \overline{\nabla \cdot \vec{J}_p} dv = q \int_v (R - g) dv \quad (\text{III.6})$$

Avec le théorème de la divergence de Gauss sur les côtés gauche de l'équation (III.5) et l'équation (III.6) sont convertis à des intégrales de la surface sur la surface complète S de dispositif.

$$\int_S \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS = q \int_v (R - g) dv \quad \text{(III.7)}$$

$$\int_S \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS = q \int_v (R - g) dv \quad \text{(III.8)}$$

Où \hat{n} est le vecteur normal dirigé vers l'extérieur de dispositif (voir la **figure (III.1)**).

La surface complète de dispositif S peut être séparée en trois surfaces uniques.

La région autour de contact p doit être S_1 , la région autour de contact n doit être S_2 et le reste c'est S_3 comme le montre **la figure (III.1)**.

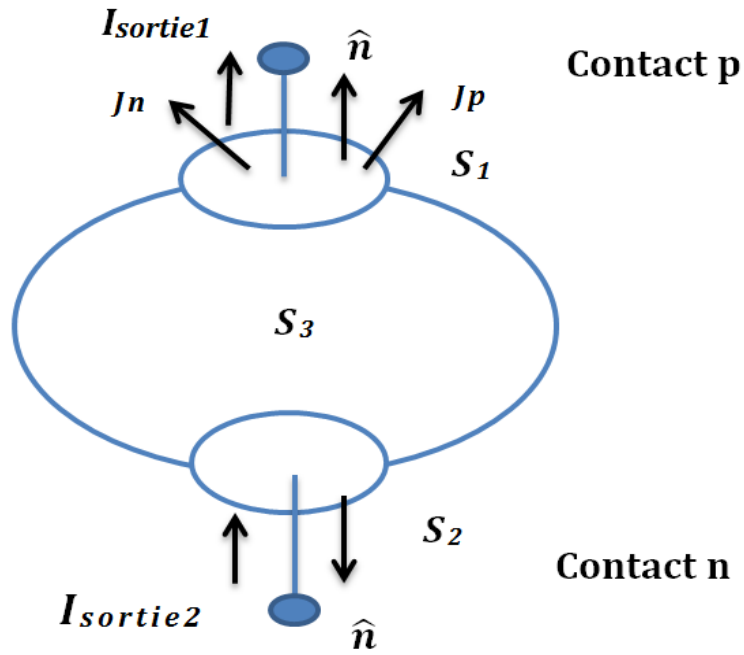


Figure (III.1) : Séparation de la surface complète de dispositif en trois surfaces uniques.

$$\int_S \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS = \int_{S_1} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS + \int_{S_2} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS + \int_{S_3} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS \quad \text{(III.9)}$$

$$\int_S \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS = \int_{S_1} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS + \int_{S_2} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS + \int_{S_3} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS \quad \text{(III.10)}$$

À la région P le courant est :

$$I_{sortie1} = - \int_{S1} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS - \int_{S1} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS \quad (\text{III.11})$$

En remplaçant $\int_{S1} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS$ par l'équation (III.10) et $\int_S \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS$ par l'équation (III.8)

En insérant cette équation dans l'équation (III.11) il résulte :

$$I_{sortie} = -q \int_V g dv + \int_V R dv + \int_{S3} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS + \int_{S2} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS - \int_{S3} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS \quad (\text{III.12})$$

Puisque le courant total est $I_{sortie} = I_{sortie1} = I_{sortie2}$ et si l'on tient compte de faire que :

$$I_{ph} = \int_V g dv \quad (\text{Le courant de photo-génération}).$$

$$I_{rec,base} = q \int_V R dv \quad (\text{La recombinaison dans la base}).$$

$$I_{rec,surface} = q \int_{S3} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS \quad (\text{La recombinaison à la surface}).$$

$$I_{rec,contact} = \int_{S2} \vec{J}_p \cdot \hat{n} dS - \int_{S1} \vec{J}_n \cdot \hat{n} dS. \quad (\text{La recombinaison au niveau de contact}).$$

En résultant donc :

$$I_{sortie} = I_{rec,base} + I_{rec,surface} + I_{rec,contact} - I_{ph} = I_{rec} - I_{ph} \quad (\text{III.13})$$

Un signe négatif signifie une puissance de sortie positive dans une cellule solaire, le courant de sortie est le courant de phot-génération moins le courant total de recombinaison qui consiste la recombinaison de matériau dans la base, la recombinaison à la surface et la recombinaison au niveau des contacts. Cette équation est valable si la base à fort niveau d'injection ou à faible niveau d'injection.

III.2.2.2. La tension de sortie

Le diagramme de bande typique d'une cellule solaire à haut rendement est représenté dans la figure (III.2). Une cellule solaire se compose des régions fortement dopées près des contacts (conduisant à un contact ohmique et une réduction de la recombinaison de contact) et une base faiblement dopée.

Prenant $E_{F,n}$ et $E_{F,p}$ comme des valeurs constantes par l'intermédiaire de la région n^{++} , et p^{++} et sur le côté de quasi-neutre de base proche des contacts, puis *la figure (III.2)* montre la tension de sortie, elle est proposée par :

$$V_{sortie} = V_{i,n} + V_{i,p} + V_b + V_c + V_m \tag{III. 14}$$

V_c , V_m et V_b sont des pertes de tension au contact, dans le métal et dans la base et qu'elles sont négatives. $E_{F,n}$ et $E_{F,p}$ peuvent être considérés comme constants par l'intermédiaire de n^{++} et p^{++} , respectivement, parce que ces régions sont fortement dopées conduisant à une abondance des porteurs majoritaires et une indépendance de quasi-niveau de Fermi à l'éclairement.

$qV_{i,n}$ et $qV_{i,p}$ sont les différences entre le quasi-niveau de Fermi et le niveau de fermi intrinsèque.

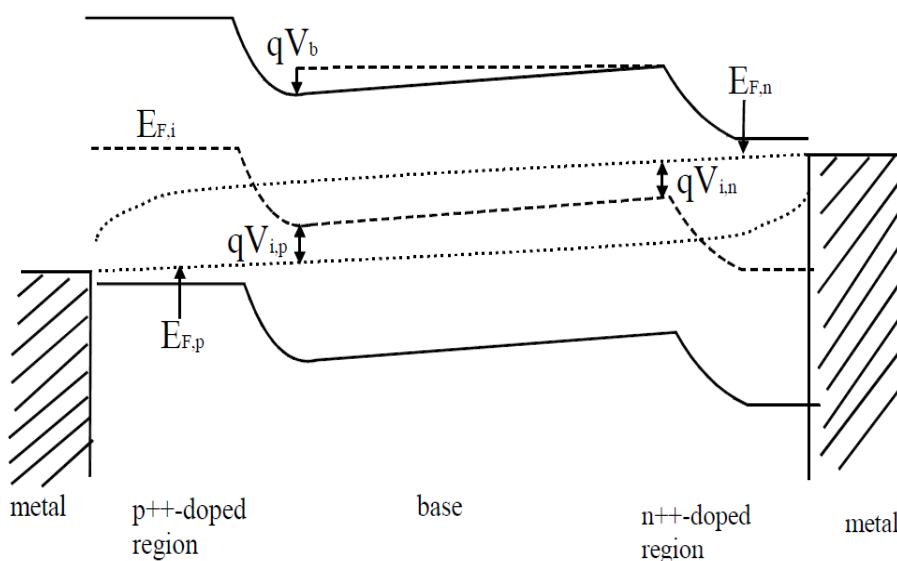


Figure (III.2): Diagramme de bande d'une cellule solaire à haute efficacité sous éclaircissement.

En utilisant l'équation (III.3) et l'équation (III.4) . $qV_{i,n}$ et $qV_{i,p}$ peuvent être exprimés par :

$$qV_{i,n} = E_{F,n} - E_{F,i} = KT \cdot \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) \quad \text{(III.15)}$$

$$qV_{i,p} = E_{F,i} - E_{F,p} = KT \cdot \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \quad \text{(III.16)}$$

Si V_c , V_m et V_b sont négligées et n et p sont considérés comme des constants à travers la base suivant l'équation (III.14).

$$V_{sortie} \approx \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{pn}{n_i^2}\right) \quad \text{(III.17)}$$

Ainsi, la tension de sortie est la séparation de quasi-niveaux de Fermi qui peuvent être déterminées par le produit pn dans la base si les pertes de transport ne sont pas considérées. Les détails de contact fortement dopée p^{++} , et n^{++} ne sont pas d'intérêt pour le calcul de la tension de sortie. Les pertes de transport peuvent réduire la tension de sortie. Ces pertes de transport peuvent être résumées comme :

$$V_b + V_c + V_m \approx I \cdot R_S / A \quad \text{(III.18)}$$

Où R_s [$\Omega \text{ cm}^2$] est la résistance série de surface pondérée.

Donc la tension de sortie est :

$$V_{sortie} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{pn}{n_i^2}\right) - I \cdot R_S / A \quad \text{(III.19)}$$

III.2.3. Processus de recombinaison dans les cellules solaires

Afin de déterminer la caractéristique de tension-courant de la cellule solaire, on va calculer les termes de recombinaison.

III.2.3.1 La recombinaison dans les régions fortement dopées

Pour obtenir la densité de courant total de la recombinaison dans la région fortement dopée et dans le contact, seulement la densité de courant à travers cette surface arbitraire définie doit être considérée. Cette hypothèse est possible parce que les électrons et les trous, qui diffusent dans la région de contact p et contact n, respectivement, se recombinent dans les régions dopées soit aux contacts.

Le courant de recombinaison des porteurs minoritaires dans une région dopée n peut s'écrire :

$$J_{rec,n} = J_{0n} \left(\frac{pn}{n_i^2} - 1 \right) \quad (\text{III. 20})$$

Pour la région dopée p est :

$$J_{rec,p} = J_{0p} \left(\frac{pn}{n_i^2} - 1 \right) \quad (\text{III. 21})$$

Où J_{0n} et J_{0p} sont des courants de saturation dépendants de la température. Pour le produit pn , les densités des porteurs au bord de la zone de charge d'espace peuvent être appliquées.

III.2.3.2. La recombinaison radiative dans la base

La recombinaison radiative est proportionnelle à des densités des porteurs en excès et donnée par :

$$R_{rec,radiative} = B(pn - n_i^2) \quad (\text{III. 22})$$

Où B est le coefficient de taux radiatif. Ce processus de recombinaison est improbable et peut être négligé.

III.2.3.3. La recombinaison de défauts dans la base

La recombinaison de défauts dans la base peut-être modélisée en utilisant l'approche de Shockley, Read et Hall [47], ainsi cette recombinaison est appelée recombinaison *SRH*. Sous les conditions de faible niveau d'injection, le taux de recombinaison est proportionnel à l'excès de la densité des porteurs minoritaires.

$$R_{rec,SRH} = \frac{n - n_0}{\tau_{SRH}} \quad (\text{III. 23})$$

Où τ_{SRH} est la durée de vie des minoritaires.

III.2.3.4. La recombinaison Auger dans la base

La recombinaison Auger est un processus de trois particules. L'énergie de recombinaison de la paire « électron- trou » donnée une particule libre, soit un électron ou un trou.

$$R_{rec,Auger} = C_n(n^2p - n_0^2p_0) + C_p(p^2n - p_0^2n_0) \quad (\text{III. 24})$$

C_n le coefficient Auger de type n, si la particule libre est un électron, et C_p le coefficient Auger de type p si la particule libre est un trou.

III.2.3.5. La recombinaison en surface

La recombinaison en surface d'une cellule solaire peut être décrite en utilisant un courant de recombinaison dans les surfaces. La densité de courant de recombinaison est proportionnelle à la densité des porteurs minoritaires en excès.

Au niveau d'une surface de type p :

$$J_{rec,surface} = qS(n - n_0) \quad (\text{III. 25})$$

Au niveau d'une surface de type n :

$$J_{rec,surface} = qS(p - p_0) \quad (\text{III. 26})$$

S est la vitesse de recombinaison en surface qu'elle est dans l'intervalle de 1 à 10^3 cm / s pour surfaces passivées.

III.3 Caractéristique courant- tension de cellule solaire en faible injection

Pour une analyse simple de fonctionnement de la cellule, les énergies des électrons et des trous des quasi- niveaux de Fermi sont considérés comme des constantes à travers la base et les chutes de tension de la base sont ignorées. En utilisant les termes de recombinaison de l'équation (III.20) à l'équation (III.26), les densités de courant de recombinaison pour chaque mécanisme de recombinaison unique peuvent être déterminées.

En utilisant l'équation (III.19) Le produit pn est exprimé par :

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (\text{III. 27})$$

Sous-faible niveau d'injection et dans une base dopée p , le produit pn donne :

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \approx N_A n. \quad (\text{III. 28})$$

En remplaçant le produit pn dans les termes de recombinaison (équation (III.20) à l'équation (III.26) par l'équation (III.28), la densité de courant de recombinaison peut être calculée.

• Prendre l'équation (III.20), l'équation (III.21) et l'équation (III.28), les courants de recombinaison dans des régions fortement dopées sont :

$$J_{rec,contact-n} = J_{0n} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III. 29})$$

$$J_{rec,contact-p} = J_{0p} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III. 30})$$

• Le courant de recombinaison due à la recombinaison SRH est :

Pour un semi-conducteur de type p en faible injection : $\tau_{SRH} = \tau_n$ [41]

$$I_{rec,SRH} = q \int_v \frac{n - n_0}{\tau_n} dv \quad (\text{III. 31})$$

À l'équilibre thermodynamique (l'équation (II.3)), La densité des électrons : $n_0 = \frac{n_i^2}{N_A}$

Si le volume de dispositif $v = t_c \cdot A$:

$$I_{rec,RSH} = \frac{qAt_c n_i^2}{N_A \tau_n} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III. 32})$$

Où A est la surface de dispositif et t_c est l'épaisseur de la cellule.

• Le courant de recombinaison due à la recombinaison en surface est :

$$I_{rec,surface} = qS \int_{A_{surf}} (n - n_0) dA \quad (\text{III. 33})$$

$$I_{rec,surface} = \frac{qA_{surf} S n_i^2}{N_A} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (\text{III. 34})$$

La recombinaison radiative et la recombinaison Auger peuvent être négligées sous conditions de faible niveau d'injection. En Insérant l'équation (III.29), l'équation (III.30), l'équation (III.32) et l'équation (III.34) dans l'équation (III.13), la caractéristique de courant – tension sous faible niveau d'injection est :

$$J_{sortie} = \frac{I_{sortie}}{A} = \left(J_{0n} + J_{0p} + \frac{qt_c n_i^2}{N_A \tau_n} + \frac{qA_{surf} S n_i^2}{AN_A} \right) \cdot \left(\exp\left(\frac{qV}{KT \cdot n}\right) - 1 \right) - J_{ph} \quad (\text{III. 35})$$

Où le facteur d'idéalité n est égal à 1.

Donc, en négligeant la recombinaison dans la zone de déplétion, le facteur d'idéalité n de caractéristique de courant- tension d'une cellule solaire à faible niveau d'injection est 1.

Les facteurs d'idéalité pour les différents mécanismes de recombinaison dans les deux régimes d'injection faible et haute sont résumés.

III.4 Le calcul de la caractéristique I(V) d'une cellule solaire sous concentration : « Approximation forte injection »

À fortes densités de puissance incidente, la concentration des porteurs générés en cellules solaires dépasse la concentration de dopage dans la base (Δn ou $\Delta p \gg N_D$ ou N_A) et la concentration des électrons libres est égale la concentration des trous libres ($\Delta n = \Delta p$). Dans ce cas les cellules sont en fort niveau d'injection. Les pertes de recombinaison, la conductivité et la bande interdite dans le cas de forte injection de la cellule sont présentées, et les effets des hautes densités de courant, et de température sur la performance de la cellule sont discutés.

La recombinaison en forte injection :

Prenant l'équation de la densité de courant de sortie J_{sortie} (équation (III.13)) et la tension de sortie V_{sortie} (équation(III.17)) en considération, la caractéristique courant-tension peut être dérivée sous conditions de forte injection :

$$pn = n^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad \text{(III.36)}$$

$$n = n_i \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right) \quad \text{(III.37)}$$

Dans des conditions de fort niveau d'injection le nombre des porteurs libres n générés par la lumière est beaucoup plus grand que le nombre des porteurs générés à l'équilibre thermodynamique n_0 , de telle sorte que :

$$n - n_0 \approx n \quad \text{(III.38)}$$

a). La recombinaison SRH dans la base :

Dans la base ; le taux de recombinaison au régime de forte injection est

$$R_{rec} = \frac{n}{\tau_{SRH}} \quad \text{(III.39)}$$

Dans les conditions de forte injection : $\tau_{SRH} = \tau_n + \tau_p$ [41]. En utilisant l'équation (III.31) et l'équation (III.37).

$$\begin{aligned}
 I_{rec,SRH} &= q \int_v \frac{n}{\tau_{SRH}} dv \\
 &= \frac{q}{\tau_{SRH}} \int_{A.t_c} n_i \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right) dv \\
 J_{rec,SRH} &= \frac{qt_c n_i}{\tau_{SRH}} \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right) \quad \text{(III.40)}
 \end{aligned}$$

Le facteur d'idéalité de la recombinaison **SRH** dans l'équation (III.40) est $n = 2$ dans des conditions de haut niveau d'injection.

b). La recombinaison Auger dans la base :

Le taux de recombinaison Auger à la base sous haute injection est :

$$R_{Auger} = C_n n^3 + C_p n^3 = C_A n^3 \quad \text{(III.41)}$$

Où $C_A = C_n + C_p$ (coefficient Auger ambipolaire).

$$I_{rec,Auger} = q \int_v R_{Auger} dv$$

En utilisant l'équation (III.37) et l'équation (III.41), le courant de recombinaison Auger est :

$$I_{rec,Auger} = q \int_v C_A \left(\left(n_i \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right) \right)^3 \right) dv$$

Avec un volume de : $v = t_c \cdot A$

$$I_{rec,Auger} = q \cdot t_c \cdot C_A \cdot A \cdot n_i^3 \exp\left(\frac{3}{2} \frac{qV}{KT}\right) \quad \text{(III.42)}$$

Ainsi, le facteur d'idéalité de la recombinaison Auger est **2/3** sous haute injection.

c).Recombinaison dans les régions fortement dopées :

La recombinaison dans les régions fortement dopées peut être traitée comme la recombinaison *SRH* dans la base sous faible niveau d'injection. C'est dû au fait que les régions fortement dopées sont en faible niveau d'injection, même pour une irradiation très élevée. Donc, le facteur d'idéalité de la recombinaison dans les régions fortement dopées est toujours $n=1$.

d).Recombinaison dans la zone de déplétion :

Dans la zone de déplétion, le nombre des électrons égale à peu près le nombre des trous. Donc, la recombinaison dans la zone de déplétion peut être vue (si le centre de recombinaison est en milieu de la largeur de bande interdite) que la recombinaison *SRH* dans la base sous forte injection. Ainsi, le facteur d'idéalité est à 2.

d).La recombinaison en surface :

Dans le régime de forte injection, Le facteur d'idéalité indépendant de la concentration.

Si la surface est sous haut-niveau d'injection, le courant de recombinaison en surface est :

$$I_{rec,surface} = q \cdot s \int_{A_{surf}} n \, dA \quad \text{(III. 43)}$$

$$= q \cdot s \cdot \int_{A_{surf}} n_i \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right) \, dA$$

Qui se traduit par : $I_{rec,surface} = q \cdot s \cdot A_{surf} \cdot n_i \exp\left(\frac{1}{2} \frac{qV}{KT}\right)$ (III.44)

Le facteur d'idéalité de la recombinaison en surface est **2** dans le cas de forte injection.

e).Résumé du mécanisme de recombinaison :

Les facteurs d'idéalité des différents mécanismes de recombinaison dans une cellule solaire à faible et fort niveau d'injection sont indiqués dans le tableau (III.2) :

Recombinaison	Niveau d'injection dans la base	Facteur d'idéalité
Recombinaison SRH dans la base	Faible niveau d'injection	1
Recombinaison SRH dans la base	Fort niveau d'injection	2
Recombinaison radiative	Faible niveau d'injection	1
Recombinaison radiative	Fort niveau d'injection	1
Recombinaison Auger	Faible niveau d'injection	1
Recombinaison Auger	Fort niveau d'injection	2/3
Recombinaison des régions diffusées	Faible et Fort niveau d'injection	1
Recombinaison dans la zone de déplétion	Faible et Fort niveau d'injection	2
Recombinaison en surface de la zone de déplétion	Faible et Fort niveau d'injection	2
La recombinaison en surface	Faible niveau d'injection	1
La recombinaison en surface	Fort niveau d'injection	2

Tableau (III.2) : Les facteurs d'idéalité des différents mécanismes de la recombinaison dans faible et fort niveau d'injection.

Si les chutes de tension dans la base sont négligées et en prenant l'équation (III.13), les caractéristiques complètes de courant-tension peuvent être écrites comme :

$$J_{sortie} = \left(\frac{q \cdot S \cdot A_{surf}}{A} + \frac{q \cdot t_c \cdot n_i}{\tau_{RSH}} + J_{02} \right) \exp\left(\frac{1 qV}{2 KT}\right) + J_{01} \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) + (q \cdot t_c \cdot C_A \cdot n_i^3) \exp\left(\frac{3 qV}{2 KT}\right) - J_{ph} \quad (III.45)$$

Ou simplement :

$$J_{sortie} = J_{S1} \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) + J_{S2} \exp\left(\frac{1 qV}{2 KT}\right) + J_{S3} \exp\left(\frac{3 qV}{2 KT}\right) - J_{ph} \quad (III.46)$$

Où t_c est l'épaisseur de la cellule et s est la vitesse de recombinaison en surface. Par conséquent, les caractéristiques courant-tension peuvent être exprimées par le courant photo-généré moins les termes de recombinaison à haut niveau d'injection.

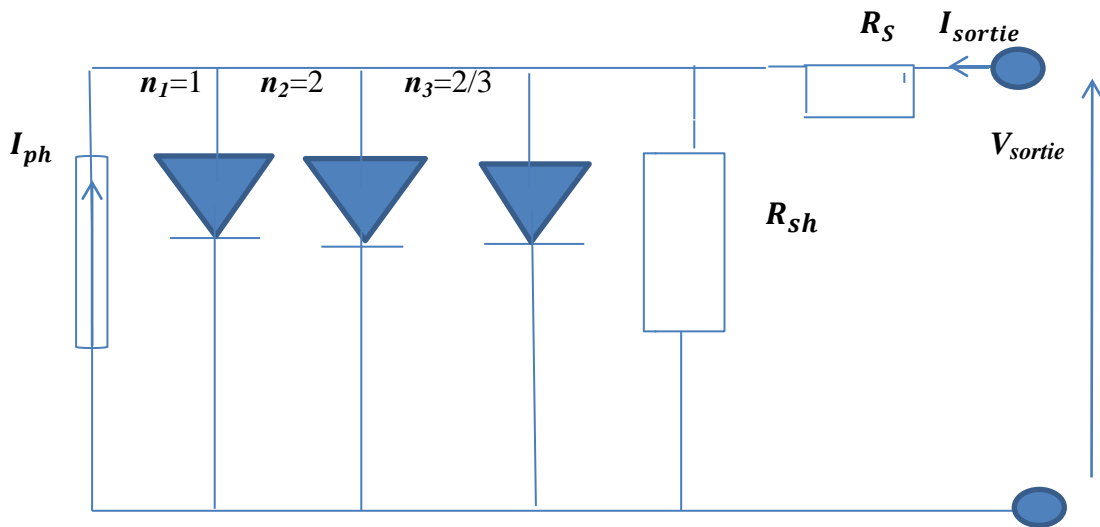


Figure (III.3) : schéma électrique équivalent d'une cellule solaire sous forte injection.

Nous avons un modèle plus rigoureux au niveau des différents courants en faisant appel à trois diodes (la figure (III.3)). Le terme en I_{S1} correspond au courant de diffusion dans la base et l'émetteur, I_{S1} à proprement parler est le courant de saturation de ce phénomène. Le paramètre $n_1=1$ c'est le facteur d'idéalité de la diode, le deuxième terme en I_{S2} traduit la recombinaison de porteurs au sein de la zone de charge d'espace de la même manière, I_{S2} est le courant de saturation et n_2 est le facteur d'idéalité de cette diode ($n_2 = 2$). Le terme en I_{S3} traduit le courant de la recombinaison Auger dans la base avec un facteur d'idéalité $n_3=2/3$.

R_s la résistance série représentant les diverses résistances de contact et la résistance du semi-conducteur. R_{sh} résistance parallèle ou shunt caractérisant le courant de fuite à la surface de la cellule dû au non idéalité de la jonction P-N et des impuretés près de la jonction.

III.4.1 Le calcul de la mobilité et la conductivité

Si la cellule solaire est en haut niveau d'injection, les effets de diffusion sont sans importance. En plus l'interaction entre un trou et un électron dépend non seulement à la concentration mais aussi à la direction relative de mouvement de ces deux types de porteurs.

Dans le contact arrière de cellule à concentration la plupart des porteurs sont générés de la face avant de la cellule solaire et ils doivent diffuser de l'avant vers la face arrière de la cellule. Par conséquent, les électrons et les trous diffusent dans la même direction. Dans ce cas, la diffusivité des porteurs peut être calculée comme [49].

$$D_a = \frac{2KT}{q} \frac{\mu_p \mu_n}{\mu_p + \mu_n} \quad \text{(III.47)}$$

Où D_a [cm^2 / s] est le coefficient ambipolaire de diffusion.

La conductivité totale des porteurs dans le semi-conducteur est

$$\sigma_{total} = \sigma_n + \sigma_p = q(n_n \mu_n + p_p \mu_p) \quad \text{(III.48)}$$

À faible niveau d'injection :

$$\sigma_{total}^{faible\ injection} = \sigma_n = qn_n \mu_n \quad \text{Pour S/C dope n} \quad \text{(III.49)}$$

$$\sigma_{total}^{faible\ injection} = \sigma_p = qp_p \mu_p \quad \text{Pour S/C dope p} \quad \text{(III.50)}$$

Par conséquent, la conductivité totale ne dépend que le nombre des porteurs majoritaires à faible niveau d'injection.

Sous haut niveau d'injection et si le mouvement des électrons et des trous se trouve dans la même direction, la conductivité peut être calculée en utilisant l'équation (III.9), (III.47) et l'équation (III.48) :

$$\begin{aligned}\sigma_{total}^{forte\ injection} &= \sigma_n^{forte\ injection} + \sigma_p^{forte\ injection} = 4q \cdot n_n \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \\ &= 4q \cdot p_p \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}\end{aligned}\quad (III.51)$$

A Partir l'équation (III.51) il résulte que la conductivité totale sous haute injection est indépendante de la concentration de dopage dans la base et dépend seulement avec le nombre des porteurs générés, où $n = p$.

III.5.Détermination de la résistance série au régime de forte injection :

Afin d'obtenir les caractéristiques courant-tension à fort niveau d'injection (III.46), et Dans le circuit équivalent d'une cellule réelle sous concentration, représenté sur la figure (III.3), on peut observer la présence de deux résistances, une résistance série (R_s) et une résistance parallèle ou résistance shunt (R_{sh}).

La résistance série rend compte de la résistivité du matériau, de celle des électrodes et du contact Métal-semi-conducteur. Sa valeur est déterminée par l'inverse de la pente de la caractéristique $I=f(V)$ pour une tension V égale à V_{CO} , La résistance shunt traduit la présence de courants de fuite dans la diode dus à la recombinaison des porteurs à proximité des sites de dissociation des charges.

La valeur de la résistance shunt est égale à l'inverse de la pente de caractéristique au point de court-circuit ($V=0$, I_{cc}). Le cas d'une cellule photovoltaïque idéale est représenté par *une résistance série* égale à zéro et une résistance shunt égale à l'infini. Pour ces points en va évaluer la résistance série et déterminer ses valeurs. La caractéristique courant – tension $I=f(V)$ est décrite par l'équation:

$$I_{sortie} = I_{ph} - [I_{s1} \exp\left(\frac{q(I \cdot R_s + V)}{KT}\right) + I_{s2} \exp\left(\frac{1}{2} \frac{q(I \cdot R_s + V)}{KT}\right) + I_{s3} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{q(I \cdot R_s + V)}{KT}\right)] - \left(\frac{I \cdot R_s + V}{R_{sh}}\right)$$

(III.53)

La forme $I=f(I, V)$, et non linéaire.

a).Méthode du calcul :

- Pentés de la caractéristique I(V) au point $V=V_{CO}$ et au point $I=I_{CC}$

$$\left. \begin{aligned} R_{S0} &= -\left(\frac{\partial V}{\partial I}\right)_{V=V_{CO}} \\ R_{Sh0} &= -\left(\frac{dV}{dI}\right)_{I=I_{CC}} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.54)}$$

Lorsque $V=0$, $I=I_{CC}$, l'équation (III.53) donne :

$$I_{CC} = I_{ph} - \left[I_{S1} \exp\left(\frac{R_S I_{CC}}{U_T}\right) + I_{S2} \exp\left(\frac{R_S I_{CC}}{2U_T}\right) + I_{S3} \exp\left(\frac{3R_S I_{CC}}{2U_T}\right) \right] - \frac{R_S I_{CC}}{R_{Sh}} \quad \text{(III.55)}$$

Lorsque $I=0$, $V=V_{CO}$, l'équation (III.53) donne :

$$0 = I_{ph} - \left[I_{S1} \exp\left(\frac{V_{CO}}{U_T}\right) + I_{S2} \exp\left(\frac{V_{CO}}{2U_T}\right) + I_{S3} \exp\left(\frac{3V_{CO}}{2U_T}\right) \right] - \frac{V_{CO}}{R_{Sh}} \quad \text{(III.56)}$$

L'équation (III.55) moins l'équation (III.56) donne :

$$\begin{aligned} I_{CC} &= I_{S1} \left(\exp\left(\frac{V_{CO}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{R_S I_{CC}}{U_T}\right) \right) + I_{S2} \left(\exp\left(\frac{V_{CO}}{2U_T}\right) - \exp\left(\frac{R_S I_{CC}}{2U_T}\right) \right) \\ &+ I_{S3} \left(\exp\left(\frac{3V_{CO}}{2U_T}\right) - \exp\left(\frac{3R_S I_{CC}}{2U_T}\right) \right) + \frac{V_{CO}}{R_{Sh}} - \frac{R_S I_{CC}}{R_{Sh}} \end{aligned} \quad \text{(III.57)}$$

Si nous dérivons l'équation (III.53) par rapport au courant I. Nous obtenons:

$$\frac{dI}{dI} = 1 = -\left(\frac{dV}{dI} + R_S\right) \left[\frac{I_{S1}}{U_T} \exp\left(\frac{V + R_S I}{U_T}\right) + \frac{I_{S2}}{2U_T} \exp\left(\frac{V + R_S I}{2U_T}\right) + \frac{3I_{S3}}{2U_T} \exp\left(\frac{3(V + R_S I)}{2U_T}\right) + \frac{1}{R_{Sh}} \right]$$

$$\text{(III.58)}$$

En appliquant Les conditions de court-circuit et de circuit ouvert et en utilisant les équations (III.57) et (III.58) :

$$\frac{1}{R_{s0} - R_s} = \left[\frac{I_{s1}}{U_T} \exp\left(\frac{V_{co}}{U_T}\right) + \frac{I_{s2}}{2U_T} \exp\left(\frac{V_{co}}{2U_T}\right) + \frac{3I_{s3}}{2U_T} \exp\left(\frac{3(V_{co})}{2U_T}\right) + \frac{1}{R_{sh}} \right]$$

$$-\frac{1}{R_{sh0} - R_s} = \left[\frac{I_{s1}}{U_T} \exp\left(\frac{R_s I_{cc}}{U_T}\right) + \frac{I_{s2}}{2U_T} \exp\left(\frac{R_s I_{cc}}{2U_T}\right) + \frac{3I_{s3}}{2U_T} \exp\left(\frac{3(R_s I_{cc})}{2U_T}\right) + \frac{1}{R_{sh}} \right]$$

Les deux équations précédentes donnent : un système d'équations non linéaires à deux variables :

$$\left[\begin{array}{l} R_s - R_{s0} + \frac{1}{\frac{1}{R_{sh}} + \frac{1}{U_T} I_{s1} \exp\left(\frac{V_{co}}{U_T}\right) + \frac{1}{2U_T} I_{s2} \exp\left(\frac{V_{co}}{2U_T}\right) + \frac{3}{2U_T} I_{s3} \exp\left(\frac{3V_{co}}{2U_T}\right)} = 0 \\ \\ R_{sh} - \frac{1}{\frac{1}{R_{sh0} - R_s} - \left(\frac{1}{U_T} I_{s1} \exp\left(\frac{I_{cc} R_s}{U_T}\right) + \frac{1}{2U_T} I_{s2} \exp\left(\frac{I_{cc} R_s}{2U_T}\right) + \frac{3}{2U_T} I_{s3} \exp\left(\frac{3 \cdot I_{cc} R_s}{2U_T}\right)} = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III.59)}$$

Ces deux équations sont écrites sous la forme $f(R_s, R_{sh}) = 0$, $g(R_s, R_{sh}) = 0$.

On a aussi un système de deux équations simultanées non linéaire.

On a utilisé la méthode de NEWTON - RAPHSON pour la détermination de R_s de la cellule solaire sous concentration. , les paramètres de V_{co} et I_{cc} représentent R_{s0} et R_{sh0} qui sont les valeurs initiales. Les courants de la saturation sont des donnés, calculés à partir la comparaison entre les deux équations (III.45) et (III.46).

L'organigramme de ce calcul s'effectue comme le suit :

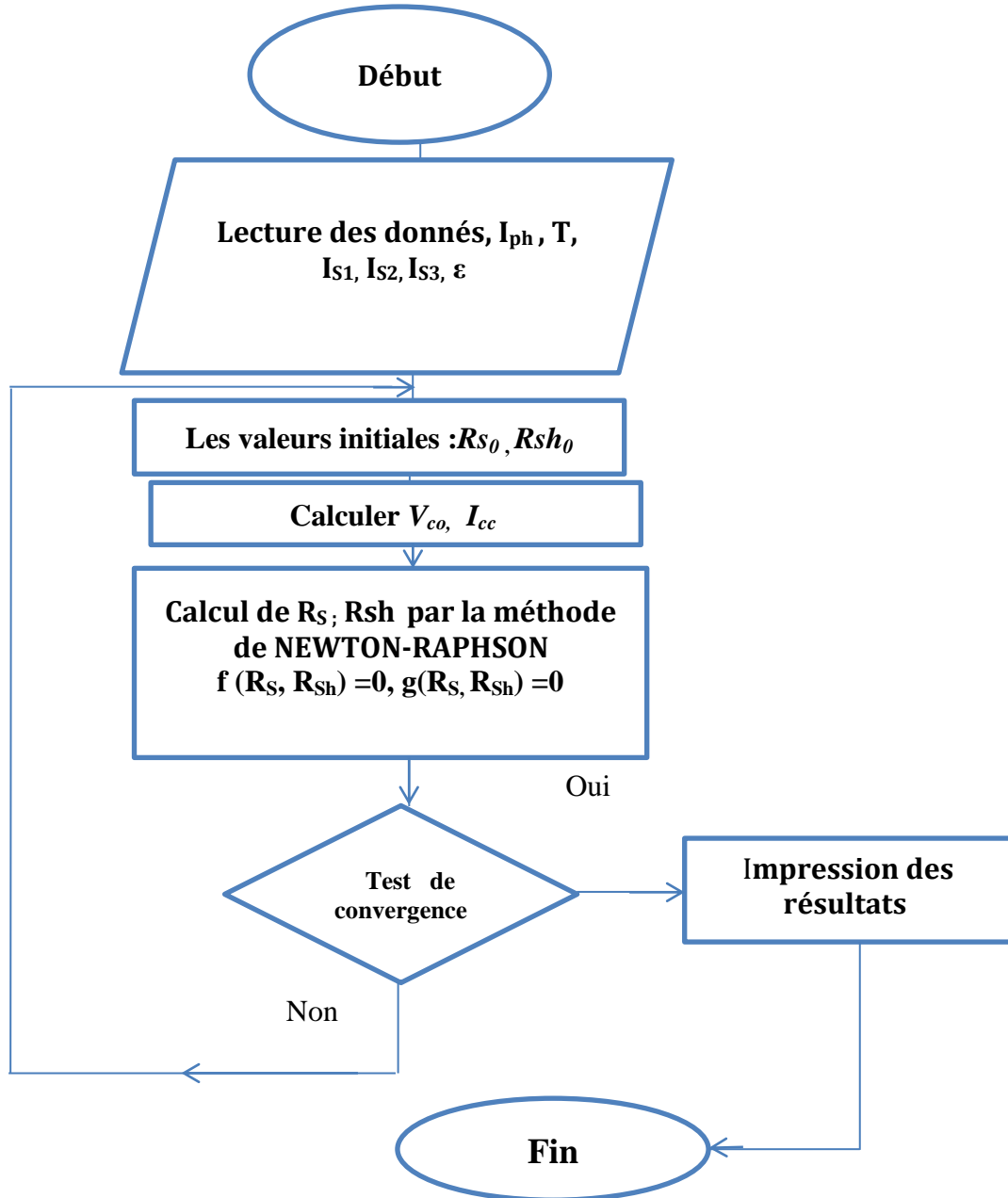


Figure (III.4) : Organigramme pour le calcul de la résistance série.

b).Structure simulée :

Après les équations fondamentales des semi-conducteurs décrivant le comportement des porteurs et les phénomènes de génération-recombinaison dans une cellule solaire sous concentration pour les deux régimes :

L'étude proposée concerne l'optimisation de la résistance série de cellule à hétérojonction au *GaAlAs /GaAs* et leur effet sur le rendement pour différents taux de concentration dans les conditions d'une forte injection où le nombre des porteurs libres n générés par la lumière est beaucoup plus grand que le nombre des porteurs générés à l'équilibre thermodynamique n_0 . L'évolution des principaux facteurs photovoltaïques est considérée aux forts éclaircements. Les pertes par recombinaison à la surface et en volume sont présentées. Les effets dus à l'élévation de la conduction non uniforme et pour les dopages élevés sont développés.

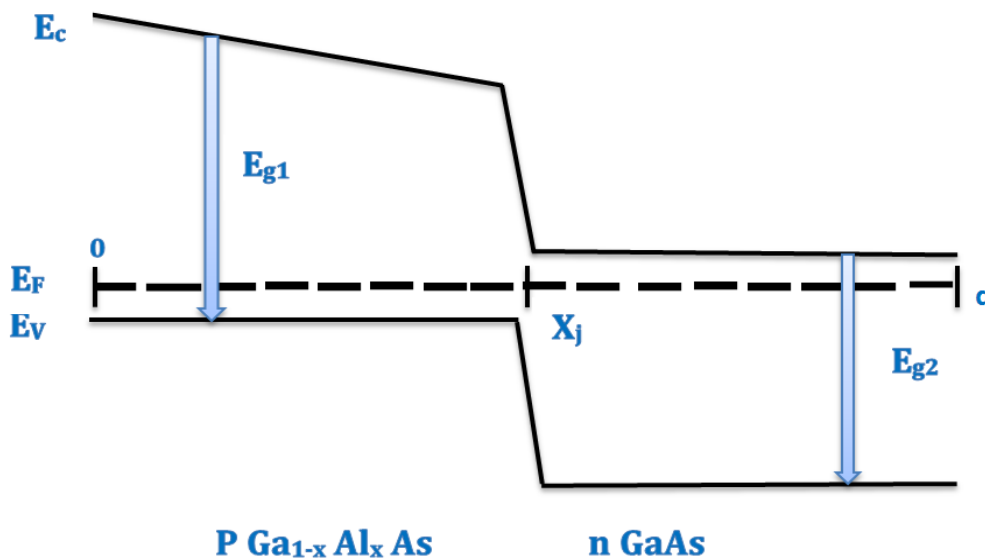


Figure (III.5) : le schéma de bandes de cellule *PGaAlAs /NGaAs*.

Nous proposons une structure $P^+ (GaAlAs) / N (GaAs)$, l'émetteur est $P^+ (GaAlAs)$ et la base $N (GaAs)$, la cellule a une surface de 1cm^2 . La composition *AlGaAs* a une largeur de bande interdite approximativement de $1,84$ eV et la largeur de la bande interdite du GaAs ($E_g = 1,425$ eV). La cellule est supposée fonctionner à température ambiante ($T = 300$ K) quel que soit le flux incident.

En négligeant les pertes par réflexion. Sur la face arrière de la cellule, en $x = d$, le contact est supposé ohmique. Le courant de recombinaison dans une telle cellule est discuté, les électrons minoritaires de la couche P sont dirigés vers la région N par une vitesse de recombinaison de l'ordre de 5.10^5 cm/s, ainsi que l'influence de ce courant sur la caractéristique $I(V)$ qui est exprimée par l'équation (III.45).

Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus en adoptant le spectre solaire hors atmosphère AM₀):

La cellule supérieure	E_{g1} 1.84 ev	X_j 1.3 μm	N_A $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	μ_n $2500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	L_n 3 μm	τ_n 11.7 ns
La cellule inférieure	E_{g2} 1.425 ev	d 16.3 μm	N_D 10^{17} cm^{-3}	μ_p $150 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	L_p 2 μm	τ_p 10.3 ns

Afin de déterminer la résistance série pour les deux régimes (R_{sI} en forte injection est d'environ 0.99Ω , R_{s2} en faible injection est d'environ de $9 \text{ m}\Omega$), elle est due à la résistivité des différentes couches de la cellule :émetteur, base, et contact métalliques (à haut niveau d'injection la résistance série totale de la cellule est dominée par la résistance de contact entre le métal et le semi-conducteur); ce paramètre doit être idéalement plus faible possible pour limiter leur influence sur le courant, ceci peut être réalisé en optimisant le contact et en diminuant la résistivité de matériaux utilisés, cependant le régime de forte injection (dopage élevé) entraîne d'augmenter la recombinaison des porteurs.

Un effet d'injection élevée est corrélé avec l'augmentation du courant de recombinaison et une augmentation de couplage émetteur- base c'est à dire le dopage élevé de l'émetteur de notre cellule augmente la barrière de potentiel de la jonction PN, donc la tension de circuit-ouvert V_{co} a des valeurs plus grandes que trouver en régime de faible injection et la recombinaison dans l'émetteur est négligeable en comparaison à la recombinaison totale de la cellule et le courant I_{cc} varié très peu en fonction de dopage.

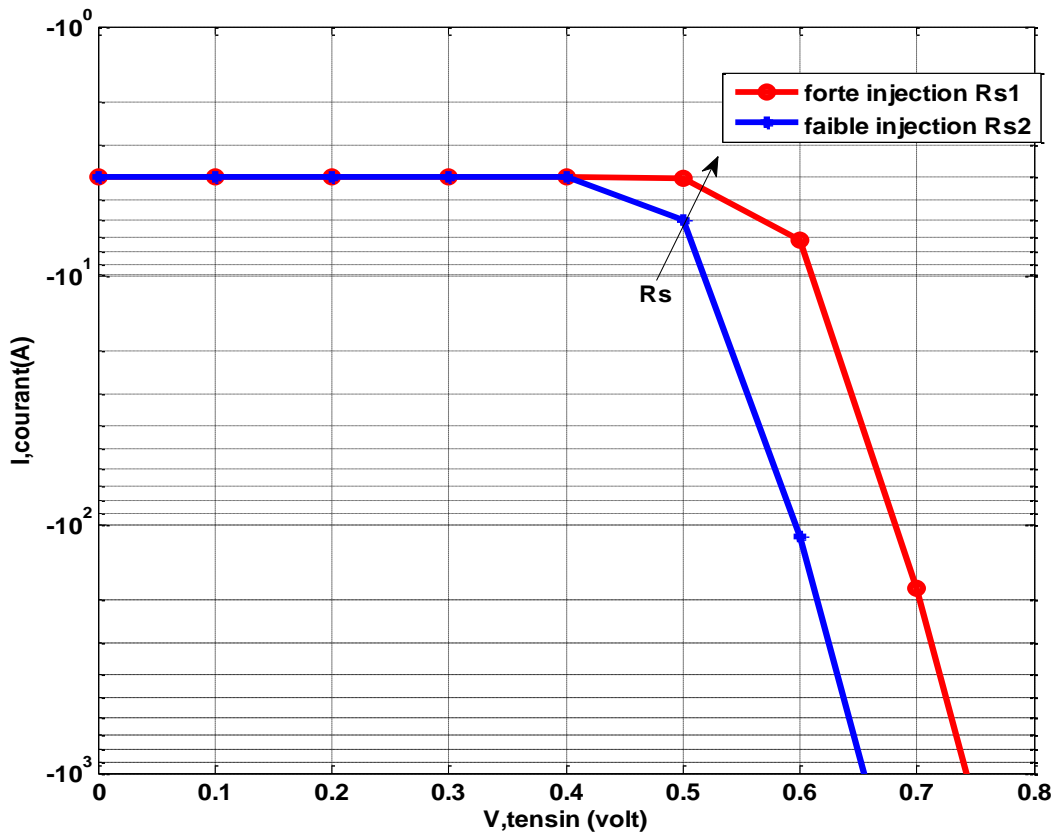


Figure (III.6) : la caractéristique $I(V)$ en forte injection et l'effet de la résistance série.

À fort niveau d'injection, l'influence de recombinaison dans la base devient plus importante (recombinaison Auger) et on a vu que les effets de diffusion sont diminués donc le courant de recombinaison est prédominant. La recombinaison Auger est la plus importante source de pertes par recombinaison pour les cellules sous concentration dans les conditions de forte injection car ce type de recombinaison est nécessaire au niveau de dopage élevé.

c).L'influence de la résistance série sur le rendement de la cellule sous concentration

Les effets dus à la résistance série sont analysés aux forts niveaux de courant. **La figure (III.7)** montre l'influence de concentration solaire sur le rendement énergétique de la cellule solaire pour une résistance trouvée en forte injection d'environ de 0.99Ω . La dégradation du rendement présente après le point de rendement maximum pour une concentration de 200 soleils ou les pertes dues à la résistance série augmentent.

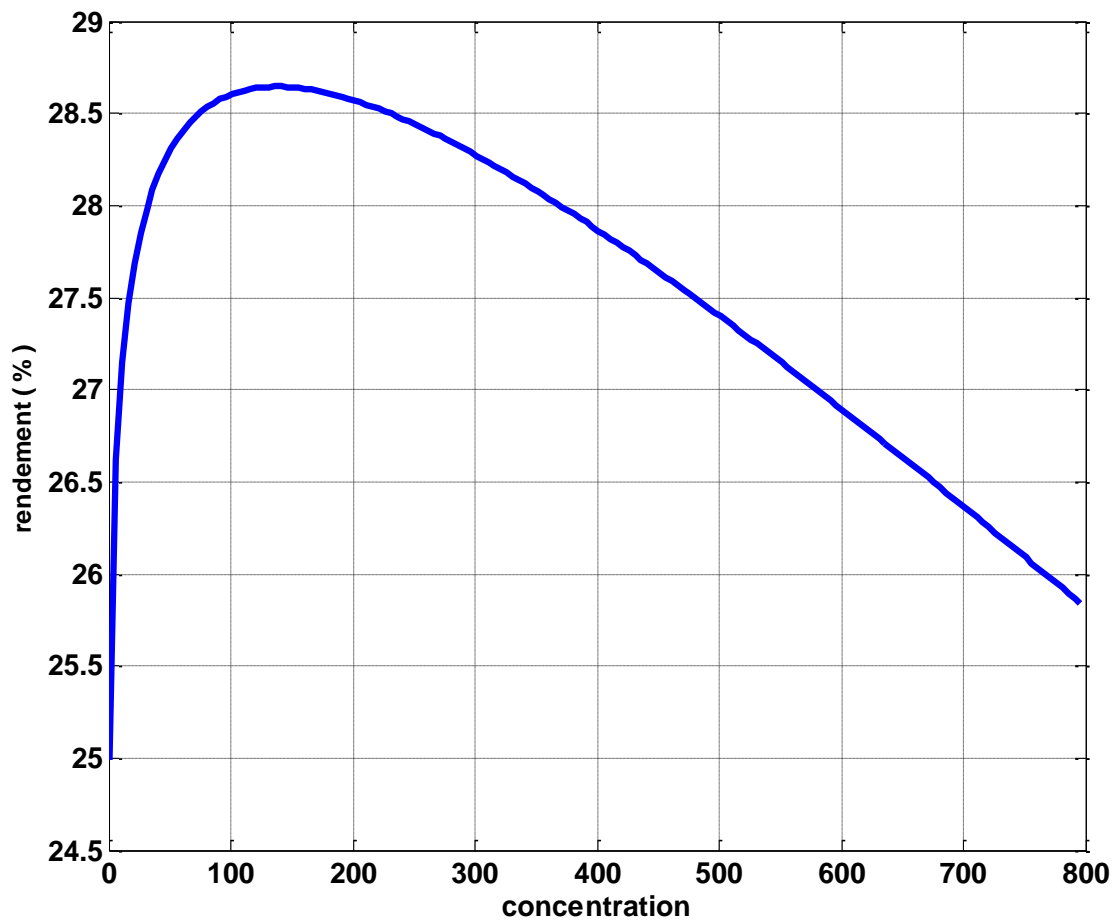


Figure (III.7) : Variation du rendement de conversion avec la concentration solaire.

III.6 Influence de la température dans une cellule solaire tri-jonction sous la lumière concentrée

On considère que la température des cellules solaires augmente sous concentration solaire, Ces cellules, si elles sont isolées, sont potentiellement chauffées à 2000 K à concentration de 800 soleils [50]. Leur rendement de conversion diminue quand leur température a augmenté [51,52]. Bien que les méthodes de refroidissement passif avec un dissipateur de chaleur ou un diffuseur de chaleur aient été favorisées le coût et la fiabilité, elles ne peuvent pas supprimer complètement cette effet de température. Dans cette étude, nous avons évalué les caractéristiques de température dans le cas d'une cellule solaire tri-jonction InGaP / InGaAs / Ge.

La lumière du simulateur solaire (Source de lumière: lampe Xe) a été ajustée à 1 soleil (AM 1.5G, 100 mW/cm²), et focalisée par une lentille de Fresnel. Le taux de concentration a été déterminé en divisant le courant de court-circuit (**I_{cc}**) sous une lumière concentrée par **I_{cc}** sous illumination de 1 soleil. La concentration varie de 1 à 200 soleils.

La cellule fixée à une phase thermostatique avec une soudure de forte conductibilité thermique. Les caractéristiques de la cellule solaire ont été étudiées dans la gamme de température 30°C à 120 °C.

Le tableau (III.3) présente les caractéristiques de la cellule solaire à 25 °C pour divers taux de concentration (1 soleil, 17 soleils et 200 soleils). Les figures (III.8) à (III.11) montrent la dépendance de la température avec les caractéristiques (tension de circuit ouvert: **V_{co}**, courant de court-circuit: **I_{cc}**, le facteur de forme: **FF** et l'efficacité de conversion: η) de la cellule solaire tri-jonction *InGaP / InGaAs / Ge*.

	<i>V_{co}</i> (V)	<i>I_{cc}</i> (mA)	<i>FF</i>	η (%)
1 soleil	2.53	6.74	0.890	37.0
17 soleils	2.82	113	0.883	34.4
200 soleils	3.05	1362	0.849	29.5

Tableau (III.3) : Caractéristiques de cellule à 25 °C pour divers taux de concentration [53].

Le tableau (III.4) présente les coefficients de température de ces caractéristiques (**dx / dt**: *x* signifie **V_{co}**, **I_{cc}**, **FF** et η) et les coefficients de température normalisés par le même paramètre à 25 °C (**(dx / dt) / x (25 °C) *100**).

	1 soleil	17soleils	200 soleils
$\frac{dV_{co}}{dT} (V/^{\circ}C)$	-0.0062	-0.0054	-0.0046
$\frac{1}{V_{co}(25^{\circ}C)} \frac{dV_{co}}{dT} * 100(\%/^{\circ}C)$	-0.245	-0.191	- 0.151
$\frac{dI_{cc}}{dT} (mA/^{\circ}C)$	0.005	0.139	1.637
$\frac{1}{I_{cc}(25^{\circ}C)} \frac{dI_{cc}}{dT} * 100 (\%/^{\circ}C)$	$7.42*10^{-2}$	$12.28*10^{-2}$	$12.02*10^{-2}$
$\frac{dFF}{dT} (/^{\circ}C)$	-0.0006	-0.0005	-0.0004
$\frac{1}{FF(25^{\circ}C)} \frac{dFF}{dT} * 100(\%/^{\circ}C)$	$-7.07*10^{-2}$	$-5.62*10^{-2}$	$-4.53*10^{-2}$
$\frac{d\eta}{dT} (\%/^{\circ}C)$	-0.073	-0.0486	-0.0363
$\frac{1}{\eta(25^{\circ}C)} \frac{d\eta}{dT} * 100 (\%/^{\circ}C)$	-0.248	-0.141	-0.098

Tableau (III.4): Les coefficients de température pour une cellule tri-jonction InGaP / InGaAs / Ge. [53]

a).L'influence de la température sur la tension de circuit ouvert V_{co} :

La figure (III.8) indique l'influence de la température sur la tension de circuit ouvert V_{co} . Pour les différents taux de concentration, V_{co} diminue avec l'augmentation de la température. Le coefficient de température d'une cellule est principalement dépendant de la réduction de la tension lorsque la température augmente, mais le coefficient de température de tension n'est pas une constante, car il diminue avec l'accroissement de la tension de la cellule.

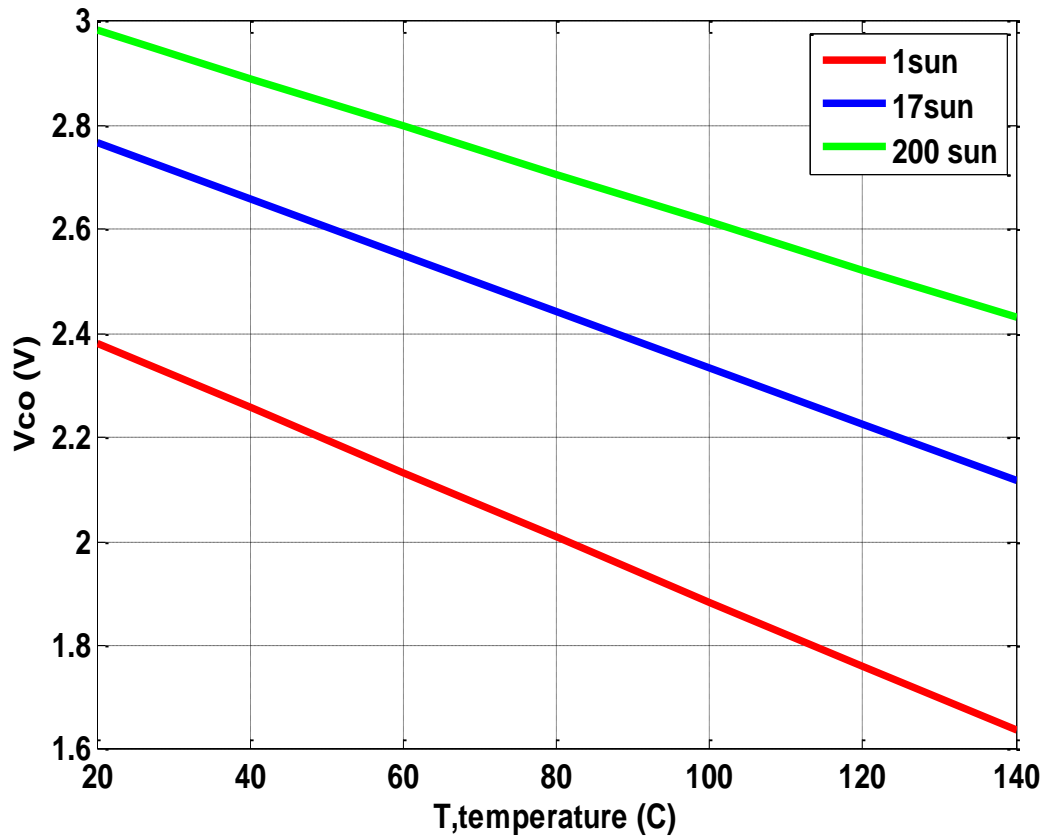


Figure (III.8) : Influence de la température sur la tension de circuit ouvert V_{co} d'une cellule solaire tri-jonction InGaP / InGaAs / Ge.

Le coefficient de température de la tension de circuit-ouvert est presque proportionnel à la différence de la tension d'une cellule et l'énergie de la bande interdite de matériau.

En commençant par les caractéristiques standards tension- courant d'une diode.

$$V_{co} = \frac{KT}{q} \cdot \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_S} + 1 \right) \quad (\text{III. 60})$$

En rappelant que le courant de saturation I_S est proportionnel à n_i^2

$$n_i^2 = T^3 \cdot e^{-\frac{E_g}{KT}} \quad (\text{III. 61})$$

La différenciation de l'équation (III.60) par rapport T [54]

$$\frac{dV_{co}}{dT} = - \left[\left(\frac{E_g}{q} - V_{co} \right) + \frac{3KT}{q} \right] \cdot \frac{1}{T} \quad \text{(III. 62)}$$

La partie importante de l'équation (III.62) est $((E_g / q) - V_{co})$. Pour les hautes tensions, qui sont parvenues à des niveaux de concentration élevés, l'énergie de la bande interdite E_g reste presque constante avec des augmentations de tension de circuit-ouvert V_{co} . Ainsi, le coefficient de température de tension V_{co} diminue avec une concentration croissante, à 1 soleil le coefficient de température est d'environ de -6,2 mV / ° C pour une cellule solaire à haut rendement, à 200 soleils le coefficient est d'environ de -4.6 mV / ° C.

[b\).L'influence de la température sur le courant de court-circuit :](#)

La figure (III.9) montre l'influence de la température sur le courant de court-circuit I_{cc} . L'augmentation de la longueur de diffusion et le transfert d'énergie et l'absorption optique et lorsque la température augmente, produit une faible augmentation de I_{cc} . Donc une augmentation de courant de court-circuit avec une température croissante présente la variation de coefficient d'absorption.

Le courant de court-circuit de la cellule solaire dépend principalement de la limite d'absorption optique, et la largeur de bande interdite E_g de matériau semi-conducteur, l'énergie du gap E_g diminue avec l'augmentation de la température. En effet à haute température, les liens interatomique sont affaiblis, et quand on a des liens plus faibles n'a nécessairement besoin que d'une énergie faible pour casser ces liaisons et obtenir un électron dans la bande de conduction.

De ce fait en augmenter la température, la largeur de la bande interdite diminue, les porteurs de charge ont plus de facilité d'acquérir une énergie thermique supérieure à l'énergie du gap leur permettant de franchir la bande interdite et passer de la bande de valence à la bande de conduction. Il est intéressant de noter que le courant de court-circuit augmente légèrement en raison de la réduction de gap E_g à cause de l'accroissement de température de la cellule solaire.

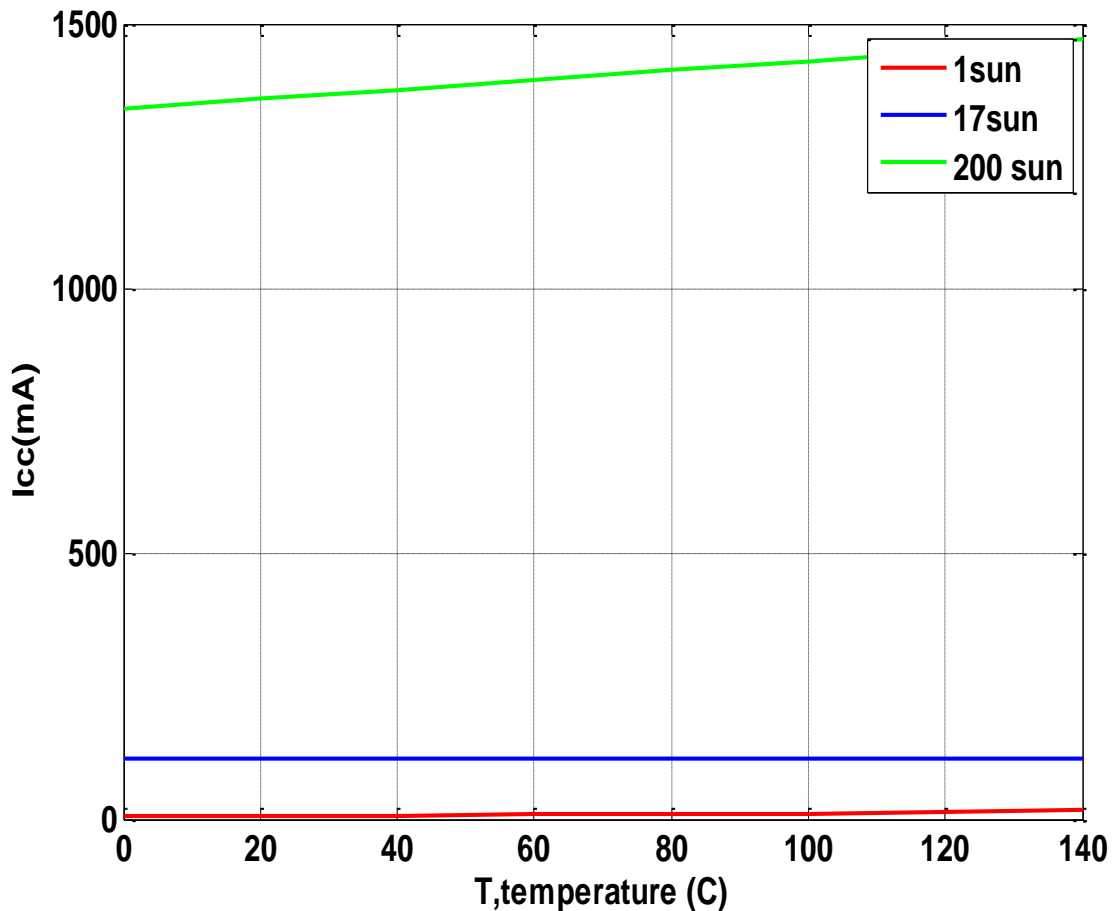


Figure (III.9) : Influence de la température sur le courant de court-circuit I_{cc} d'une cellule solaire tri-jonction InGaP / InGaAs / Ge.

c).L'influence de la température sur le facteur de forme :

La figure (III.10) présente l'influence de la température sur le facteur de forme FF qu'il a diminué si la température est croissante, et il augmente puisque le taux de concentration croissant. Le facteur de forme à 200 soleils est petit qu'à 17 soleils à cause de l'influence de la résistance série (l'effet de la recombinaison Auger dans les forts niveaux d'injection). Donc la dépendance en température de FF est principalement due à la dépendance de la tension de circuit ouvert V_{co} à la température.

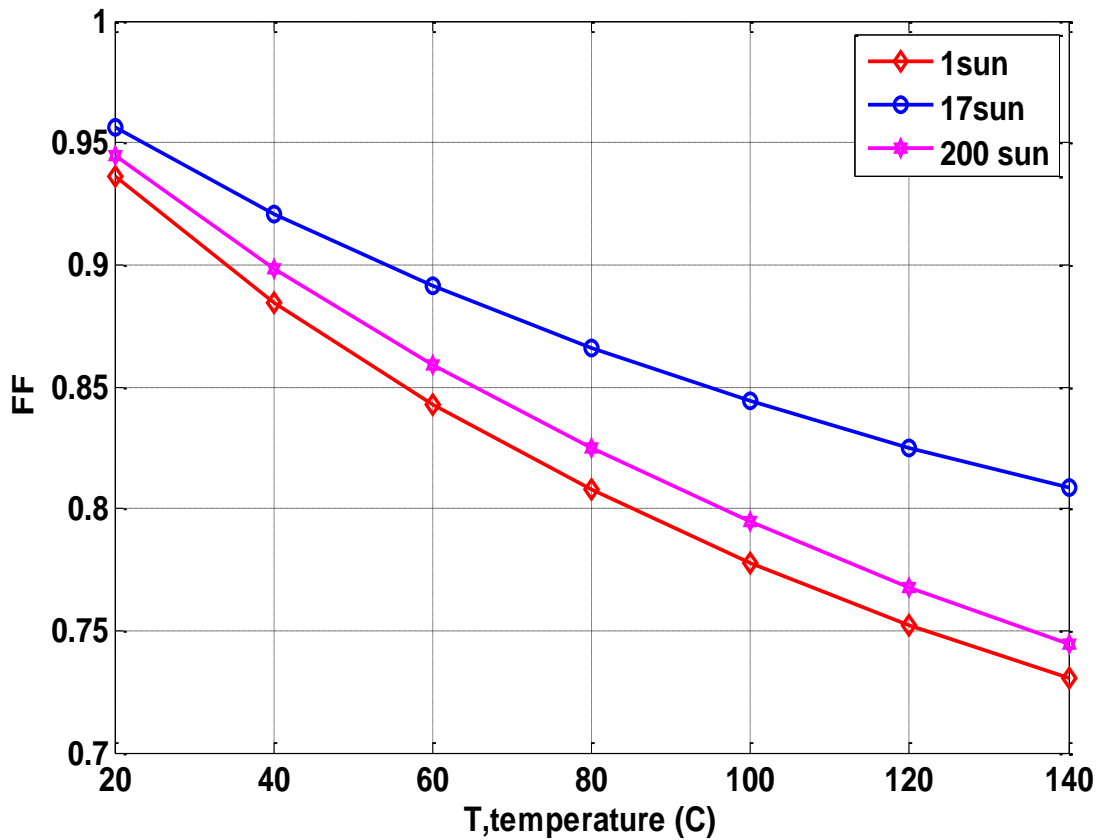


Figure (III.10) : Influence de la température sur le facteur de forme d'une cellule solaire tri-jonction InGaP / InGaAs / Ge.

d).L'influence de la température sur le rendement :

L'effet de la température sur le rendement est relié avec la dépendance de la tension en température (*figure (III.11)*). Pour tous les taux de concentration, le rendement diminue si la température a augmenté.

Le coefficient de la température normalisé pour le rendement dans les cellules solaires tri-jonctions *InGaP / InGaAs / Ge* ($(d\eta / dt) / \eta (25 \text{ °C}) * 100$) est de 0,248% / °C à 1 soleil, comme indiquer dans le tableau (III.4).D'autre part, le coefficient de température pour le rendement d'une cellule solaire au silicium cristallin est de 0,4% /°C ou 0,5% / °C sous opération de 1 soleil, Ce qu'il indique que les cellules solaires tri-jonctions *InGaP / InGaAs / Ge* ont un avantage plus par rapport les cellules solaires en silicium cristallin sous condition de haute température.

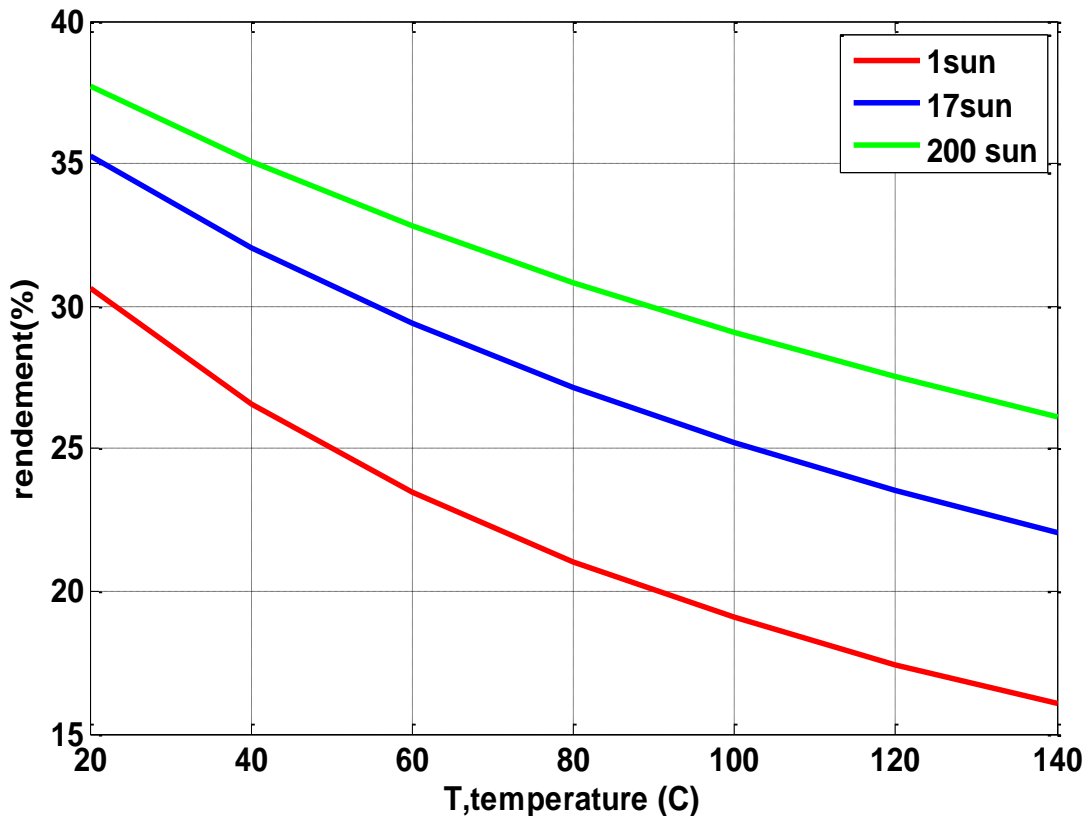


Figure (III.11) : Influence de la température sur le rendement d'une cellule solaire tri-jonction *InGaP / InGaAs / Ge*.

En outre, la croissance de la température fait une réduction du rendement de la cellule, cet effet a diminué si le taux de concentration augmente. Ces résultats indiquent que ces cellules triple-jonctions sous concentration ont des effets bénéfiques sur les opérations à haute température.

III.7 Conclusion

Afin de calcul la résistance série en forte injection où le courant de recombinaison prédomine, et l'optimisation de facteur de température, les limitations potentielles à l'utilisation de cellules solaires multi-jonctions sous forte concentration sont principalement l'accroissement des pertes résistives dues aux forts courants et bien-sûr l'échauffement si le système de refroidissement est insuffisamment efficace.

Donc ces résultats peuvent être utilisés pour la conception des systèmes sous concentration et dans la recherche de la durée de vie et la fiabilité dans les cellules solaires multi-jonctions (tandem).

Conclusion Générale *et Perspectives*

Conclusion générale et perspectives

Un aspect intéressant de cellule solaire multi-jonction, c'est qu'il y a encore beaucoup de possibilités à explorer. Une efficacité record actuelle de 40,7%, obtenue avec une cellule tri-jonction, correspond à moins de la moitié de l'efficacité théorique maximale limite de 86,8%. Par le contraste, l'efficacité des cellules solaires mono-jonctions peut atteindre leurs limites potentielles.

Ce travail porte quelques raisons, qu'ils peuvent être justifiés cette différence de rendement réel et théorique. Nous avons, dans une première étape, le calcul de la caractéristique I(V) en régime de forte injection montre que le mécanisme de recombinaison est dominé par La recombinaison de la région fortement dopée de la cellule, car la base est en haut niveau d'injection. Lors de l'injection plus élevée l'influence de la recombinaison Auger dans la base devient plus importante.

On va trouver un modèle a trois jonctions qu'il présente une cellule solaire multi-jonction puis on va déterminer la résistance série par la méthode de Newton-Raphson qu'elle a des valeurs grandes que le régime (0.99Ω pour notre dispositif) de faible injection où le courant des porteurs minoritaires peut être diminué. Dans autre part la tension de circuit-ouvert possède des grandes valeurs à fort niveau d'injection.

Dans la deuxième étape, les comportements des caractéristiques d'une cellule solaire multi-jonction à haute température ont été évalués. Pour ces cellules solaires, le rendement a diminué lorsque la température augmente, et il augmente en raison de la croissance de taux de concentration.

A la fin de ce travail on va conclure que les limitations potentielles à l'utilisation de très fortes concentrations sont principalement l'accroissement des pertes résistives dues aux forts courants (la résistance série) et bien-sûr l'échauffement si le système de refroidissement est insuffisamment efficace (la grandeur de la température). Pour améliorer le rendement de conversion, Les recherches actuelles portent également sur l'optimisation du projet des cellules et des dispositifs de refroidissement pour les fortes concentrations, et l'augmentation du nombre de jonctions, et jouent sur les résistivités des matériauxEtc.

Mais dans ce travail Plusieurs paramètres (physiques, technologiques, ...) restants plus importants pour améliorer le rendement qu'ils ne sont pas touchés comme :

- Les jonctions tunnel fortement dopées dans les cellules multi-jonctions.
- Minimisation de recombinaison comme la création d'un champ électrique arrière (BSF : Back Surface Field) consiste à créer une barrière de potentiel (par exemple : jonction p^+p) sur la face arrière de la cellule pour assurer une passivation, la barrière de potentiel induite par la différence de niveau de dopage entre la base et le BSF tend à confiner les porteurs minoritaires dans la base. Ceux-ci donc tenu à l'écart de la face arrière qui est caractérisée par une vitesse de recombinaison élevée.
- Les dimensions de la cellule solaire multi-jonction (l'épaisseur de la cellule, les sous-jonctions des cellules.....etc.
- . La résistance série totale est constituée par la résistance d'émetteur et de base de semi-conducteur, la résistance de contact entre le métal et le semi-conducteur et la résistance de la grille métallique et la résistance de bus barre, la résistance des lignes métalliques ; donc ces composants géométriques et technologiques ont des effets sur le rendement de conversion.

Tous ces facteurs changent aussi les performances d'une cellule solaire multi-jonctions sous concentration bien sûr dans le régime de forte injection, qu'ils donnent des rendements Compétitifs et nous espérons les voir dans les prochains travaux.

Rèfèrences

Bibliographiques

References bibliographiques

- [1] American Society for Testing and Materials (ASTM) Terrestrial Reference Spectra for Photovoltaic Performance Evaluation, ASTM G173-03 Tables: Extraterrestrial Spectrum, Terrestrial Global 37 deg South Facing Tilt & Direct Normal + Circumsolar.
- [2] **Riordan, C.; Hulstron, R.**; « What is an air mass 1.5 spectrum? [Solar cell performance calculations] »; Photovoltaic Specialists Conference, 1990, Conference Record of the Twenty First IEEE; 21-25 May 1990 Page(s):1085 - 1088 vol.2, Digital Object Identifier 10.1109/PVSC.1990.111784.
- [3] **Edmond Becquerrel** ; « Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires » ; C.R. Acad. Sci., 9 :561-567, 1839.
- [4] **Emery, K.; Burdick, J.; Caiyem, Y.; Dunlavy, D.; Field, H.; Kroposki, B.; Moriarty, T.; Ottoson, L.; Rummel, S.; Strand, T.; Wanlass, M.W.**; Temperature dependence of photovoltaic cells, modules and systems Photovoltaic Specialists Conference, 1996, Conference Record of the Twenty Fifth IEEE, 13-17 May 1996 Page(s):1275 - 1278
- [5] **WILLIAM SHOCKLEY AND HANS J. QUEISSER** ; « DETAILED BALANCE LIMIT OF EFFICIENCY OF P-N JUNCTION SOLAR CELLS » ; J. APPL. PHYS. 32, 510 (1961); DOI:10.1063/1.1736034.
- [6] **Zaouk, D.; Zaatari, Y.; Khoury, A.; Llinares, C.; Charles, J.-P.; Bechara, J.; Ajaka, M.**; « Electrical and optical characteristics of NAPS solar cells of Si (PiN) structure », Environment and Solar, 2000 Mediterranean Conference for 16-17 Nov. 2000 Page(s):93 – 95
- [7] **King, R. R.; Law, D. C.; Edmondson, K. M.; Fetzer, C. M.; Kinsey, G. S.; Yoon, H.; Sherif, R. A.; Karam, N. H.**, « 40% efficient metamorphic GaInP/GaInAs/Ge multi-junction solar cells », Spectrolab, Inc., 12500 Gladstone Ave., Sylmar, California 91342 Applied Physics Letters, Volume 90, Issue 18, id. 183516 (3 pages) (2007)

- [8] **King, R.R.; Fetzer, C.M.; Law, D.C.; Edmondson, K.M.; Hojun Yoon; Kinsey, G.S.; Krut, D.D.; Ermer, J.H.; Hebert, P.; Cavicchi, B.T.; Karam, N.H.;** « Advanced III-V Multi-junction Cells for Space » ; Photovoltaic Energy Conversion, Conference Record of the 2006 IEEE 4th World Conference on, Volume 2, May 2006 Page(s):1757 - 1762
- [9] **Barnett, A.; Honsberg, C.; Kirkpatrick, D.; Kurtz, S.; Moore, D.; Salzman, D.; Schwartz, R.; Gray, J.; Bowden, S.; Goossen, K.; Haney, M.; Aiken, D.; Wanlass, M.; Emery, K.;** « 50% Efficient Solar Cell Architectures and Designs » ;Photovoltaic Energy Conversion, Conference Record of the 2006 IEEE 4th World Conference on Volume 2, May 2006 Page(s):2560 – 2564
- [10] Entreprises **Concentrix Solar** et **SolFocus** projet de 3MW CPV en Espagne. Déjà 500kW installé sur les sites de Puertollano et Almoguera, disponible sur : www.concentrixsolar. De & www.solarfocus.com
- [11] Entreprise **Spectrolab** spécialiste des concentrateurs solaires photovoltaïques terrestres – voir la rubrique très enrichissante « Frequently Asked Questions » [12] **Platz, R.; Vaucher,**
- [12] **N.P.; Fischer, D.; Meier, J.; Shah, A.;** « Improved micromorph tandem cell performance through enhanced top cell currents », Photovoltaic Specialists Conference, 1997. Conference Record of the Twenty-Sixth IEEE, 29 Sept.-3 Oct. 1997, Page(s):691 – 694, Digital Object Identifier 10.1109/PVSC.1997.654183.
- [13] **Goya, S.; Nakano, Y.; Yamashita, N.; Morita, S.; Yonekura, Y.;** « Development of amorphous silicon/microcrystalline silicon tandem solar cells », Photovoltaic Energy Conversion, 2003. Proceedings of 3rd World Conference on, Volume 2, 12-16 May 2003 Page(s):1570 - 1573 Vol.2, Digital Object Identifier 10.1109/WCPEC.2003.1306227
- [14] **B. Burnett,** The basic physics and design of III-V multi-junction solar cells, 2002.
- [15] **M. Yamaguchi,** Present status of R&D super-high-efficiency III-V compound solar cells in Japan, Proc. 17th Photovoltaic European Conference, 2001.

- [16] **M. Wolf**, Limitations and possibilities for improvement of photovoltaic solar energy converters, Proc. Inst. Radio Engineers, vol. 48, 1960.
- [17] **F. Dimroth**, 3-6 junction photovoltaic cells for space and terrestrial applications, Photovoltaic Specialists Conference, 2005.
- [18] **NREL Solar Cell Sets Efficiency Record of 40, 8 %**, Renewable Energy World, 14 août 2008,.
- [19] **Abdelilah SLAOUI** ; Nanostructures pour cellules photovoltaïques inorganiques, l'équipe « Matériaux et concepts pour le photovoltaïque » a` InESS-CNRS-UdS Strasbourg
- [20] **R. Castagné et al.**, Circuits Intégrés en arséniure de Gallium., Physique, technologie et règles de conception. Masson ET CINET ENST Paris (1989).
- [21] **S. O. Kasap**, Optoelectronics and photonics: principles and practices, New York: Prentice Hall, 2001.
- [22] **K. Zweibel**, Basic photovoltaic principles and methods, New York: Van Nostrand Reinhold, 1984.
- [23] **J. M. Román**, State-of-the-art of III-V solar cell fabrication technologies, device designs and applications, Advanced Photovoltaic Cell Design, 2004.
- [24] **F. Dimroth et al.**, Next generation GaInP/GaInAs/Ge multi-junction space solar cells, Proc. 17th Photo-voltaic European Conference, 2001.
- [26] **B. Burnett**, The basic physics and design of III-V multijunction solar cells, 2002.
- [27] **A.Dolet** Observatoires du micro ET nanotechnologies, Synthèses de2009
- [28] **A.Laugier, Jean. Alain Rogier**, (les photopiles solaires des matériaux aux dispositifs application), techniques et documentation, paris 1981.
- [29] **BRAHMA Belgacem** (étude de la concentration solaire sur différents matériaux photovoltaïques), mémoire de magister, université de Constantine, année 2004.
- [30] **Frank Dimroth, Peter, Lanyi** (new lattice matched.GaIn /GaInAs tandem solar cell

concept for high efficiency.

[31] **STAUART, Bowden, B.E.**(A high efficiency photovoltaic roof tile) ,a thesis Submitted to the university of new South Wales in fulfilment of the requirement of the degree of doctor philosophy ,center for photovoltaic devices and systems ,university of new South wales Sidney ,NSW .Australia ,April 1996.

[32] **S.Khemthong and P.A.LLEs** (high efficiency silicon concentrator solar cell), Applied solar energy corporation ,city of industry, SA91746 (USA).1981.

[33] **J.Zhao, A.Wang, A.W.D.Blakers et M.A GEEN**, (les piles solaires de couverture de rendement élevé de concentrateurs prismatiques de silicium), 20^{ème} conférence photovoltaïque de spécialistes en IEE ,p529.1988 .

[34]: **Castagne, R., Duchemin, J.P., Gloannec, M., Rumelhard, Ch.**, Circuits Intégrés en Arseniure de Gallium, Collection technique et scientifique des télécommunications, Masson, 1989.

[35]: **J.L. Pankove**, Optical Processes in Semiconductors, Dover publications Inc, 1971.

[36]: **R.K. Willardson, A.C. Beer**; Semiconductors and Semimetals, Academic Press.

[37]: **C. Kittel**, Introduction à la Physique de L'état Solide, Dunod, 1972.

[38]: **J.R. Chelikowsky, M.L. Cohen**, Phys. Rev B 14,p.556, 1976.

[39]: **J. Singh**, Semiconductor Devices: Basic Principles, John-Wiley, 2001.

[40] **Philippe LETURCQ**, Physique des semi-conducteurs de puissance, l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS (LAAS), page2 à page16.

[41] **Yassine SAYAD**, Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charge minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière matière, l'institut national des sciences appliquées de Lyon ,2009 .

[42] **S. Sterk**, "Simulation und Technologie von hocheffizienten Einsonnen- und

Konzentratorsolarzellen aus monokristallinem Silicium", Doktorarbeit, Albert- Ludwigs Universität, Freiburg (1995)

[43] **R. M. Swanson and R. A. Sinton**, "Advances in Solar Energy", K. W. Boer ed. (Plenum Publishing Corporation, 1991)

[44] **M. A. Green**, "Solar cells: operating principles, technology and system applications" (UNSW, Kensington, 1986)

[45] **M. A. Green**, "Silicon solar cells: Advanced principles and practice" (Bridge printery, Sydney, NSW, 1995)

[46] **A. L. Fahrenbruch and R. H. Bube**, "Fundamentals of solar cells" (Academic Press, New York, 1983).

[49] **A. Chovet et P. Masson** physique des semi-conducteurs – Département micro-électronique et télécommunications –Ecole polytechnique, Marseille ,2004/2005 .

[47] **D. E. Kane and R. M. Swanson**, "Effect of electron-hole scattering on the current flow in semiconductors", J. Appl. Phys., 5294-304(1992).

[50] **Alain FERRIÈRE**. Centrales solaires thermodynamiques Laboratoire Procédés Matériaux Énergie Solaire (PROMES), page 3.

[51] **S.M. Sze**, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience Publication, New York, 1981, p. 833.

[52] **A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube**, Fundamentals of Solar Cells, Academic Press Inc., New York, 1983, pp. 238–239.

[53] **K. Nishioka et al.** Solar Energy Materials & Solar Cells 90 (2006) 57–67 59

[54] **S. Yoon and V. Garboushian**, "Reduced temperature dependence of high concentration photovoltaic solar cell open-circuit voltage at high concentration levels", *Proceedings of the first World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, (1994) 1500-1504

