

République Algérienne Démocratique et Populaire

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE COLONEL HADJ LAKHDAR
BATNA (ALGERIE)



MEMOIRE

Présenté à la Faculté des Sciences
Département de Physique
Pour l'obtention du Diplôme de

MAGISTER EN PHYSIQUE

OPTION : PHYSIQUE DES MATERIAUX METALLIQUES
ET SEMI-CONDUCTEURS

Par:

Benaïcha Mouna

THEME

***Etude des matériaux semi-conducteurs III-V
Application à la conversion photovoltaïque***

Soutenue le : 31 /10/2007

Devant le jury :

Président:	Mr.M.Chahdi	Prof	Université de Batna
Rapporteur:	Mr.A.Ounissi	M.C	Université de Batna
Examineurs :	Mr.N.Sengouga	Prof	Université de Biskra
	Mr. A. Belgacem Bouzida	Prof.	Université de Batna
	Mr. Dj.Belbacha	Prof	Université de Batna
	Mr.A.Benhaya	M.C	Université de Batna

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au département de physique, faculté des sciences, université de Batna.

Il m'est agréable d'exprimer ma profonde reconnaissance à monsieur Abdelhamid Ounissi, maître de conférence à l'université de Batna pour ses encouragements, de son expérience dans l'orientation et la direction de ce travail.

Monsieur le professeur Mohammed Chahdi, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire, je lui exprime mon respect et mes sincères remerciements.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à monsieur N. Sengouga, professeur au département de physique, faculté des sciences de l'université de Biskra, d'avoir accepté d'être examinateur.

J'exprime de même mes remerciements les plus sincères aux honorables membres de jury: Monsieur le professeur Djemai Belbacha, monsieur le professeur Belgacem Bouzida Aissa, et monsieur Abdelhamid Benhaya, maître de conférence à l'université de Batna d'avoir accepté d'être examinateurs.



Sommaire

Sommaire

Introduction Générale	I
-----------------------------	---

Chapitre I

Les matériaux semi-conducteurs III-V

I-1	Introduction.....	2
I-2	Définition des semi-conducteurs III-V.	2
I-3	les composés binaires, ternaires et quaternaires des s/c III-V.	3
I-3-1	Les composés binaires.....	3
I-3-2	Les composés ternaires et quaternaires.....	4
I-4	Structure cristalline.	4
I-5	Réseau réciproque. La zone de Brillouin.	5
I-6	Méthodes de calcul de la structure de bandes d'énergie des composés semi-conducteurs.....	7
I-6-1	Les approximations de base. L'hamiltonien total du cristal.....	7
I-6-2	L'approximation adiabatique.....	8
I-6-3	L'approximation de Hartree-Fock.....	9
I-6-4	Les méthodes de calcul de la structure de bande.	10
I-6-4-1	La méthode de liaisons fortes.....	10
I-6-4-2	La méthode cellulaire.....	10
I-6-4-3	La méthode des ondes planes augmentée (A.P.W)	11
I-6-4-4	La méthode des ondes planes orthogonalisés (O.P.W).....	11
I-6-4-5	La méthode des pseudo-potentiels.	12
I-7	Structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs III – V.	13
I-7-1	Structure de bande de GaAs.	13
I-7-2	Structure de bande de InP.....	14
I-8	Bandes interdites des composés III-V.....	17
I-8-1	Bandes interdites des principaux composés III-V.....	17
I-8-2	Discontinuité de bandes aux hétérojonctions "offset" ΔE_C	17
I-8-3	Nature de la bande de conduction du matériau $\text{Ga}_{(1-y)}\text{Al}_y\text{As}$	19
I-9	Théorie de l'approximation de masse effective dans les hétérostructures.....	21
I-10	Le modèle d'Anderson d'une hétérojonction	24
I-11	Conclusion.....	27

Chapitre II

La conversion photovoltaïque

II-1	Introduction.....	29
II-2	Spectre solaire et l'air masse	30
II-2-1	L'air masse	31
II-2-2	Spectre solaire	32
II-3	Description de la structure d'une cellule solaire	34
II-4	Absorption et réflexion de la lumière	35
II-5	Principe de fonctionnement d'une cellule solaire.....	37
II-6	Mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs	38
II-6-1	La recombinaison	38
II-6-1-1-	La recombinaison bande à bande.....	39
II-6-1-2-	La recombinaison par pièges	39
II-6-1-3-	La recombinaison Auger.....	39
II-6-2	La génération	40
II-7	Différents matériaux solaires	41
II-8	Nouvelles structures photovoltaïques	42
II-8-1	Cellule photovoltaïque conventionnelle	42
II-8-2	Cellule à BSF	43
II-8-3	Cellule noire (Non reflecting cell)	44
II-8-4	Structure PERL	44
II-8-5	Photopiles en films minces	46
II-8-7	Cellule solaire de type Schottky.....	47
II-8-8	Cellule solaire de type structure MIS.....	48
II-8-9	Tandem solaire	49
II-9	Conclusion.....	50

Chapitre III

Caractéristiques électriques de la cellule solaire

III-1	Introduction.....	52
III-2	Courant d'éclairement pour une lumière monochromatique dans une homojonction	53

III-2-1	Courant dans la région quasi-neutre N.....	54
III-2-2	Courant dans la région quasi-neutre P.....	55
III-2-3	Courant dans la région de charge d'espace	57
III-2-4	Photo-courant total.....	57
III-3	Hétérojonctions.....	57
III-3-1	Photo-courant	59
III-4	Réponse spectrale.....	61
III-5	Courant d'obscurité.....	66
III-5-1	Courant d'injection	67
III-5-2	Courant de recombinaison dans la zone de déplétion	69
III-5-3	Courant tunnel.....	70
III-5-4	Courant total d'obscurité.....	71
III-6	Circuit équivalent.....	71
III-7	Le Rendement.....	75
III-8	Conclusion.....	76

Chapitre IV

Le PC1D et la représentation des structures étudiées

IV-1	Introduction.....	78
IV-2	Le simulateur PC1D.....	78
IV-3	L'environnement de PC1D.....	80
IV-4	Identification du matériau GaAs.....	81
IV-5	Le fonctionnement du PC1D.....	82
IV-6	Présentation des cellules étudiées.....	83
IV-6-1	Présentation de la cellule à homojonction.....	83
IV-6-2	Présentation de la cellule à hétérojonction.....	84
IV-7	Conclusion.....	86

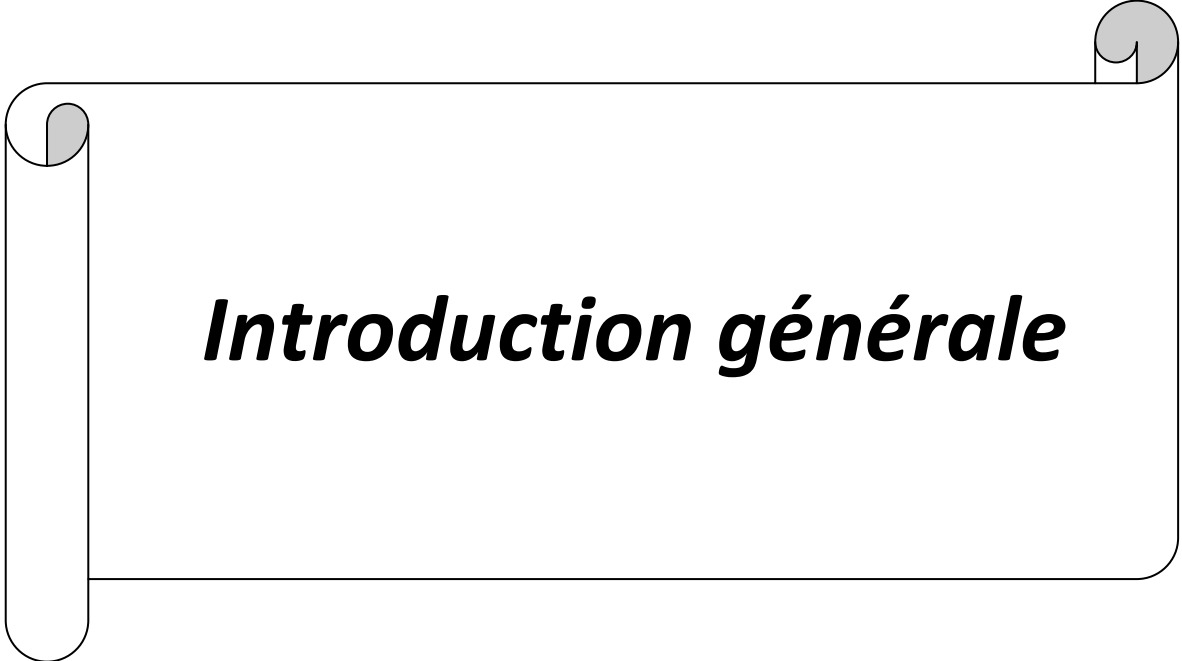
Chapitre V

Résultats et interprétations

V-1	Introduction.....	88
V-2	Optimisation des cellules.....	88
V-2-1	La cellule à homojonction	88
V-2-1-1	Présentation de la cellule.....	88
V-2-1-2	Procédure.....	89

V-2-1-2-1	Influence des paramètres de la base sur le	
	performances de la cellule.....	89
V-2-1-2-2	Influence des paramètres de l'émetteur sur les	
	performances de la cellule	92
V-2-2	Cellule solaire à base de GaAs à hétérojonction	94
V-2-2-1	Présentation de la cellule	94
V-2-2-2	Influence des paramètres de la couche fenêtre sur les	
	performances de la cellule	95
V-2-2-2-1	Effet de l'épaisseur de la couche fenêtre	95
V-2-2-2-2	L'effet du dopage de la couche fenêtre	97
V-3	Comparaison entre la cellule solaire à homojonction et celle à	
	hétérojonction.....	98
V-4	L'effet de la couche antireflet sur les performances de la cellule.....	101
V-5	Effet de la couche BSF.....	103
V-6	Effet de la texturisation.....	104
V-7	Conclusion	104

Conclusion Générale	106
----------------------------------	-----



Introduction générale

Introduction générale

Dans l'ensemble des matériaux, les semi-conducteurs constituent une classe bien définie, avec des propriétés physiques particulières qui sont sources d'intérêt au plan de la connaissance fondamentale et à celui des applications. Ces deux facteurs indissociables font l'importance de ces matériaux, malgré le nombre limité d'éléments et de composés semi-conducteurs.

Principalement remarquables par leurs propriétés électroniques, les semi-conducteurs interviennent dans presque tous les équipements électriques et optiques. La plus grande partie des composants (transistors, diodes, et ce qu'on appelle puce en générale) sont réalisés en silicium qui joue un rôle prépondérant, sa technologie et sa connaissance théorique ont atteint des niveaux inégalés.

En électronique rapide et en optoélectronique, les propriétés du silicium sont insuffisantes (mobilités des porteurs relativement petites et transitions électroniques indirectes au seuil d'absorption optique). Dans de telles applications, les composés semi-conducteurs III-V sont préférables. On citera pour exemple quelques composés binaires et ternaires, GaAs, InP, GaAlAs, InGaAs, ... Les propriétés de ces matériaux sont très intéressantes pour les performances de ces dispositifs.

Durant les dernières années, les cellules solaires à base de ces matériaux III-V ont été largement utilisées, plus particulièrement aux applications spatiales, et ce à cause de leur rendement élevé et leur faible dégradation face aux irradiations dans l'espace. Cependant, un problème important s'opposait au développement des piles solaires au GaAs, à savoir celui de la vitesse de recombinaison en surface. C'est la raison pour laquelle le rendement réalisé pour les premières cellules solaires était seulement de l'ordre de 10%. Ce problème a été résolu partiellement grâce à la croissance d'une couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ sur la surface du GaAs. Les matériaux ayant des paramètres cristallins voisins, peu de défauts et de centres de recombinaison peuvent exister à l'interface entre les deux semi-conducteurs. C'est ainsi que le rendement des cellules au GaAs a dépassé la première fois 20% vers la fin des années 70, quand Woodall et

Hovel ont fabriqué des cellules aux hétérostructures avec un rendement de 22%. De nos jours, ces cellules solaires, ont atteints des rendements de l'ordre de 20-25%.

Dans cet ordre d'idées, nous nous sommes proposés de traiter des cellules photovoltaïques à base de GaAs à homojonction et à hétérojonction. Ce mémoire comprend cinq chapitres

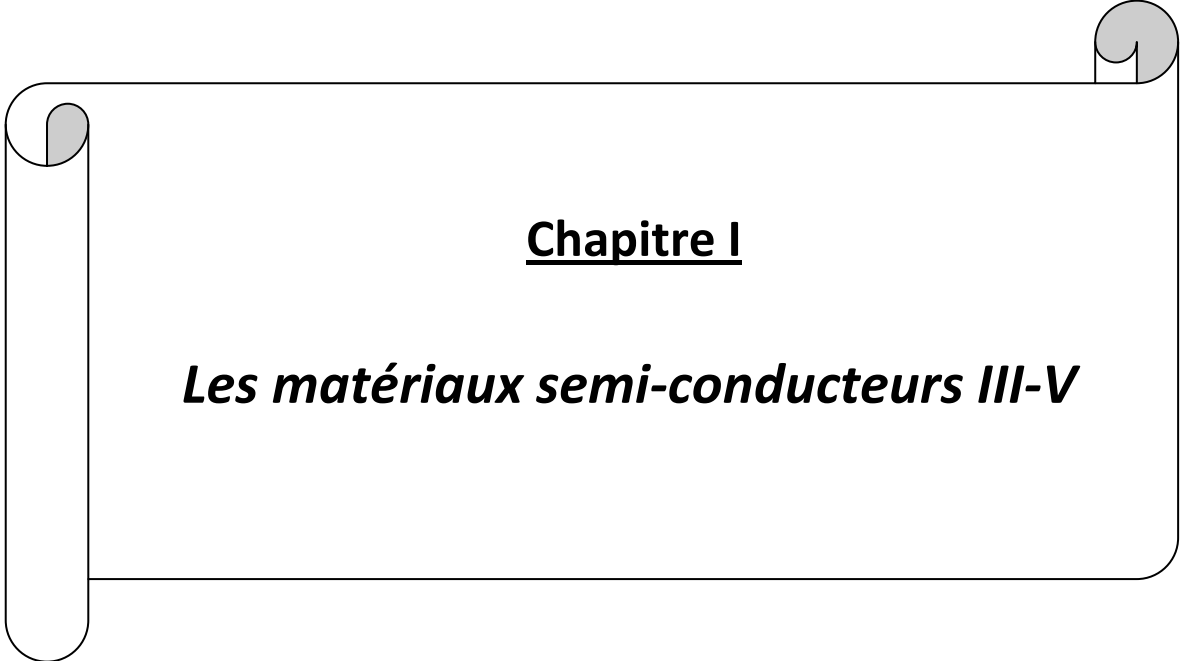
Dans le premier chapitre, nous présenterons une étude sur les matériaux semi-conducteurs III-V, ainsi que des généralités sur les hétérojonctions.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons le schéma de base de la cellule solaire conventionnelle ainsi que les différents phénomènes qui interviennent lors de son absorption du spectre solaire.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons les équations de base qui régissent les mécanismes de transports des porteurs dans le dispositif.

La description de la simulation numérique et la représentation des matériaux seront étudiés au quatrième chapitre.

Enfin nous présentons au dernier chapitre les résultats obtenus dans cette étude et leurs interprétations.



Chapitre I

Les matériaux semi-conducteurs III-V

Chapitre I

Les matériaux semi-conducteurs III-V

I-1 Introduction.

I-2 Définition des semi-conducteurs III-V.

I-3 les composés binaires, ternaires et quaternaires des s/c III-V.

I-3-1 Les composés binaires.

I-3-2 Les composés ternaires et quaternaires.

I-4 Structure cristalline.

I-5 Réseau réciproque. La zone de Brillouin.

I-6 Méthodes de calcul de la structure de bandes d'énergie des composés semi-conducteurs.

I-6-1 Les approximations de base. L'hamiltonien total du cristal

I-6-2 L'approximation adiabatique

I-6-3 L'approximation de Hartree-Fock

I-6-4 Les méthodes de calcul de la structure de bande.

I-6-4-1 La méthode de liaisons fortes.

I-6-4-2 La méthode cellulaire.

I-6-4-3 La méthode des ondes planes augmentée (A.P.W)

I-6-4-4 La méthode des ondes planes orthogonalisées (O.P.W).

I-6-4-5 La méthode des pseudo-potentiels.

I-7 Structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs III – V.

I-7-1 Structure de bande de GaAs.

I-7-2 Structure de bande de InP

I-8 Bandes interdites des composés III-V

I-8-1 Bandes interdites des principaux composés III-V

I-8-2 Discontinuité de bandes aux hétérojonctions "offset" ΔE_C .

I-8-3 Nature de la bande de conduction du matériau $\text{Ga}_{(1-y)}\text{Al}_y\text{As}$

I-9 Théorie de l'approximation de masse effective dans les hétérostructures

I-10 Le modèle d'Anderson d'une hétérojonction

I-11 Conclusion

I-1 Introduction:

Après les spectaculaires résultats enregistrés dans la technologie Silicium dans le domaine de la microélectronique, la recherche de composants électroniques présentant des propriétés de transport supérieures à celles du Silicium, conduit la plupart des grands laboratoires de recherches à s'intéresser à des nouveaux matériaux et en particulier les composés semi-conducteurs III-V.

C'est alors qu'une nouvelle classe de matériaux fait son apparition, basés sur la création d'un potentiel dans un cristal par:

- La modulation de dopage.
- La variation de composition d'un alliage.
- La combinaison des deux méthodes précédentes.

I-2 Définition des semi-conducteurs III-V :

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la III colonne et d'un élément de la V colonne de la classification périodique de Mendeliev. Le tableau I-1 regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

III	IV	V
⁵ _{10,81} B	⁶ _{12,01} C	⁷ _{14,01} N
¹³ _{26,98} Al	¹⁴ _{28,09} Si	¹⁵ _{30,97} P
³¹ _{69,74} Ga	³² _{72,59} Ge	³³ _{74,92} As
⁴⁹ _{114,82} In	⁵⁰ _{118,69} Sn	⁵¹ _{121,75} Sb

Tableau I-1. Extrait de la classification périodique des éléments.

I-3 Les composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V:

I-3-1 Les composés binaires :

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 de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont laquelle la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée . Les composés contenant du bore, de l'aluminium ou de l'azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [1], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [2]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à base de Gallium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau (I-2) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	E _g (ev)	m^*/m_0	μ (cm ² /VS)	a (Å°)
BN	7,5			3,6150
AlP	2,45			5,4510
AlAs	2,16			5,6605
AlSb	1,58	0,12	200	6,1355
BP	2,0			4,5380
GaN	3,36	0,19	380	a=3,189 (b=5,185)
GaP	2,26	0,82	110	5,4512
GaAs	1,42	0,067	8500	5,6533
GaSp	0,72	0,042	5000	6,0959
InP	1,35	0,077	4600	5,8686
InAs	0,36	0,023	33000	6,0584
InSp	0,17	0,0145	80000	6,4794

Tableau I-2 Paramètres des principaux composés binaires III-V à 300 K [3,4]

I-3-2 Les composés ternaires et quaternaires :

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante :

Ternaires : S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit,

$A_x A_{(1-x)} B$ Exemple: $Ga_x In_{(1-x)} P$, lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court GaInP.

Quaternaires 1+3 : S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit :

$A_x A_y A_{(1-x-y)} B$. Exemple $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} As$.

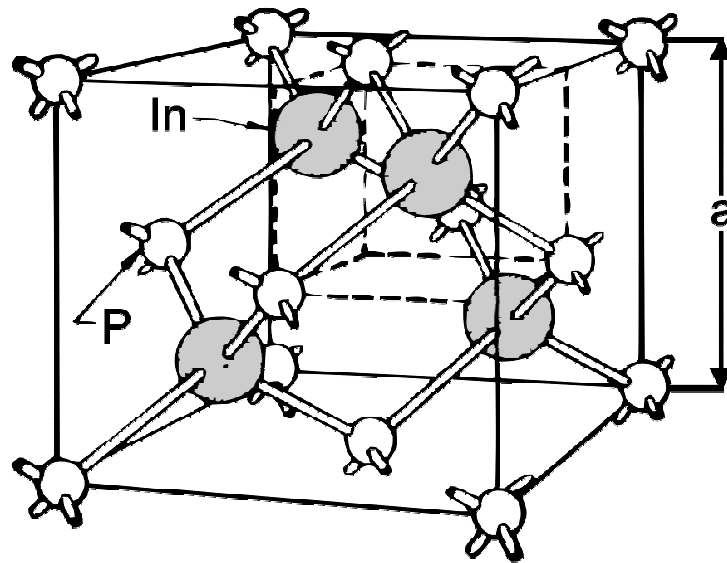
Quaternaires 2+2 : S'il y a substitution de 2 atomes sur chacun des deux sous

réseaux, soit $A_x A_{(1-x)} B_y B_{(1-y)}$. Exemple $Ga_x In_{(1-x)} P_y As_{(1-y)}$.

La plupart des solutions solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution progressive et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution.

I-4 Structure cristalline :

La plupart des matériaux III-V se cristallisent dans la structure sphalérite dite "Zinc Blende" présentée sur la figure (I-1). Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant, est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V [2,4,5,6,7]. 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.



Zinc Blende (GaAs, InP, etc.)

Figure I-1 Réseau cristallin dans la structure Zinc-blende.

De ce fait dans les matériaux III-V, les liaisons ne sont pas simplement covalentes comme dans le Silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V sur ceux du groupe III. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement covalent des liaisons (semi-conducteur polaires). Cette composante ionique de la liaison est importante, elle se manifeste par la présence de moments dipolaires électriques qui interagissent avec le rayonnement électromagnétique de grande longueur d'onde, au même titre qu'il y a interaction entre les cristaux ioniques et la lumière infrarouge [8].

I-5 Réseau réciproque. La zone de Brillouin :

Les fonctions d'ondes électroniques et les énergies correspondantes sont fonction du vecteur d'onde de l'électron. Ainsi la structure de bandes d'énergie du semi-conducteur doit être représentée dans l'espace réciproque et dans les différentes directions des vecteurs d'onde $\vec{K}$.

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 à la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube. Figure I-2.

Elle présente un centre d'un symétrique à l'origine (noté Γ) et des axes de symétrie:

Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4(Δ)

Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6(Λ)

Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2(Σ)

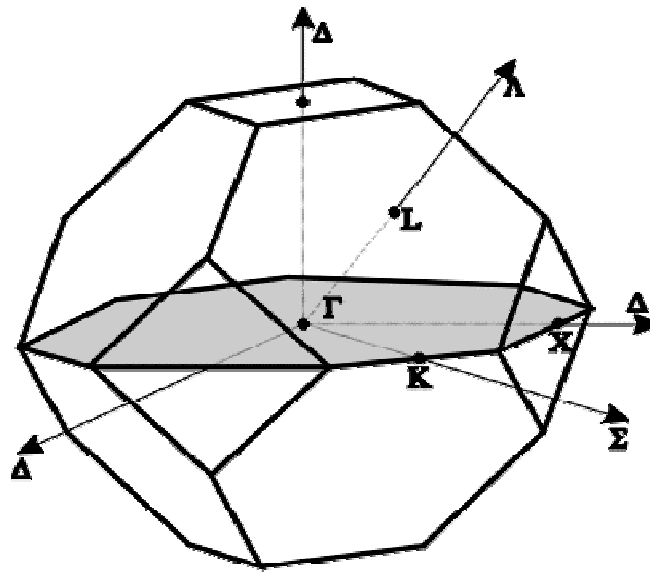


Figure I-2 Première zone de Brillouin d'un cristal Zinc blende [4, 5, 6,7].

Les points de rencontre de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin jouent un rôle essentiel dans la théorie des bandes. On les note généralement de la manière suivante:

Points X de coordonnées $(2\pi/a, 0, 0)$ sur les axes $\langle 100 \rangle$.

Points L de coordonnées $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ sur les axes $\langle 111 \rangle$.

Points K de coordonnées $(0, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$ sur les axes $\langle 011 \rangle$.

La forme et le volume de la zone de Brillouin ne dépendent que de la géométrie du réseau de Bravais, sans égard à la composition chimique ou au nombre d'atomes dans la cellule unitaires. La zone de Brillouin est une cellule unitaire primitive de réseau réciproque d'importance fondamentale pour l'étude des propriétés électroniques des cristaux, en particulier dans les semi-conducteurs [7,8].

I-6 Méthodes de calcul de la structure de bandes d'énergie des composés semi-conducteurs :

I-6-1 Les approximations de base. L'hamiltonien total du cristal:

Un cristal est constitué d'un très grand nombre de particules en interaction les électrons et les noyaux atomiques, de sorte que le calcul des états d'énergie du système passe nécessairement par un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. L'hamiltonien total d'un cristal s'écrit :

$$H = T_e + T_n + V_{ee} + V_{en} + V_{nn}$$

Où T_e et T_n représentent les énergies cinétique des électrons et des noyaux et V_{ee} , V_{en} et V_{nn} les énergies d'interaction électron-électron, électron-noyau et noyau-noyau respectivement.

La première approximation consiste à limiter les interactions entre particules au terme le plus important que constitue l'interaction coulombienne. L'hamiltonien du système s'écrit alors [3].

$$H = -\sum_i \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \sum_j \frac{\hbar^2}{2M_j} \nabla_j^2 + \sum_{i < j} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} - \sum_{i,j} \frac{Z_i - e^2}{|R_i - r_i|} + \sum_{i < j} \frac{Z_i Z_j e^2}{|R_i - R_j|} \quad (\text{I-1})$$

Où les indices i, j et I, J se rapportent respectivement aux électrons et aux noyaux, et Z représente la charge nucléaire.

Les états d'énergie et les fonctions d'onde du système sont donnés par les solutions de l'équation de Schrödinger :

$$H \Psi(R, r) = E \Psi(R, r) \quad (\text{I-2})$$

Où R représente les coordonnées des noyaux et r celle des électrons.

Mais avec les connaissances mathématiques actuelles, la solution générale exacte de l'équation (I-1) est impossible, même les solutions numériques sont des solutions approchées et non exactes.

Dans la plupart des cas on introduit d'autres approximations.

1-6-2 L'approximation adiabatique :

Les électrons et les noyaux atomiques ont des masses très différentes de sorte que l'on peut utiliser l'approximation de Born-Oppenheimer (dite adiabatique) pour séparer l'équation aux valeurs propres des noyaux et celle des électrons, par conséquent l'hamiltonien distincts, l'un se rapporte aux électrons et l'autre aux noyaux. Le problème de la structure de bandes ne s'intéresse qu'au comportement des électrons dans le cristal qui est décrit par l'hamiltonien de la partie électronique, c'est pourquoi elle ignore les vibrations des noyaux qui sont considérés immobiles. Donc on peut écrire l'hamiltonien des électrons H_e comme :

$$H_e = T_e + V_{ee} + V_{en} \quad (\text{I-3})$$

$$H_e = \sum_i \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{i < j} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} + \sum_{I,J} \frac{-Z_I e^2}{|R_I^\circ - r_j|} \quad (\text{I-4})$$

Dans ce qui suit on pose $H = H_e$

Et l'équation de Schrödinger devient :

$$H \Psi_e(r_i, R_I^\circ) = E \Psi_e(r_i, R_I^\circ) \quad (\text{I-5})$$

Où $\Psi_e(r_i, R_I^\circ)$ dépendent des coordonnées des électrons r_i et celle des noyaux immobiles qui décrit le mouvement des électrons dans un champ de noyau au repos. Cette nouvelle équation (I-5) représente un problème à N corps, dont la solution rigoureuse ne peut être obtenue avec les outils mathématiques actuels. Pour simplifier la résolution on utilise une seconde approximation celle de Hartree-Fock

1-6-3 L'approximation de Hartree-Fock :

Elle consiste à supposer que chaque électron se déplace indépendamment dans un champ noyau créé par les autres électrons et noyaux. Donc cette approximation ramène le problème à N corps au problème à un seul électron.

L'hamiltonien peut être écrit comme une somme des hamiltonien décrivant un seul électron :

$$H = H_e = \sum_i H_i \quad (\text{I-6})$$

Avec :

$$H_i = \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta_i + V(r) \quad (\text{I-7})$$

Où :

$V(r)$ est le potentiel moyen du cristal possédant la périodicité du réseau, il contient le potentiel périodique due aux ions et les effets dus aux interactions de l'électron avec les autres électrons.

L'équation de Schrodinger devient alors :

$$H \Psi_n(r) = E_n \Psi_n(r) \quad (\text{I-8})$$

Ψ_n et E_n représentent les fonction d'onde et les énergies propres du cristal. Pour obtenir les états électroniques du cristal, il existe différentes méthodes de résolution de l'équation (I-8).

I-6-4 Les méthodes de calcul de la structure de bande :**I-6-4-1 La méthode de liaisons fortes :**

La méthode de liaisons fortes procède de l'idée que les états électroniques dans le cristal sont essentiellement des états atomique plus au moins perturbés par la nature périodique du cristal, dont les niveaux d'énergie électroniques et les fonctions d'onde, ainsi que le potentiel du solide sont de nature atomique avec des corrections exigées par le cristal.

Cette méthode consiste à développer les fonctions d'onde du cristal sous forme de combinaisons linéaires d'orbitales atomiques, en tenant compte du théorème de Bloch auquel doivent satisfaire les fonctions d'onde du cristal.

La fonction d'onde est écrite sous formes d'une somme de Bloch d'orbitales atomiques. Cette méthode donne de bon résultats lorsqu'il s'agit d'orbitales atomiques très localisées autour des noyaux. Donc cette approche est mieux adaptée pour le calcul des états de cœur.

I-6-4-2 La méthode cellulaire :

La méthode cellulaire est la première tentative de calcul de la structure de bandes introduites par Wigner et Seitz. Elle consiste à diviser la maille élémentaire en cellules contenant un seul atome. Le potentiel dans chaque cellule a alors une symétrie sphérique, ce qui permet de calculer simplement les fonctions de base en séparant la partie radiale des harmoniques sphériques.

La difficulté de la méthode réside essentiellement dans la maîtrise des conditions aux limites [3,9].

I-6-4-3 La méthode des ondes planes augmentée (A.P.W) :

Cette méthode a été imaginée pour pallier au problème des conditions aux limites inhérentes à la méthode cellulaire. Le potentiel cristallin est supposé sphérique à l'intérieur de sphère de rayon r_s entourant les atomes, et constant à l'intérieur de ces sphères.

Les fonctions d'onde sont développées en ondes sphériques dans les régions où le potentiel est de type atomique et en ondes planes dans les régions où le potentiel est constant. Les fonctions d'onde sont appelées ondes planes augmentées elles sont continues en $r = r_s$ et ne présentent de se fait aucun problème de conditions aux limites [3,9].

I-6-4-4 La méthode des ondes planes orthogonalisées (O.P.W) :

La méthode O.P.W a été proposée par Hering, qui note que le fait d'approximer les fonctions d'ondes par des fonctions d'ondes planes n'est pas une bonne solution puisqu'elle ne tient pas compte des oscillations rapides du cœur, d'où le nom d'ondes planes orthogonalisées.

La fonction d'onde O.P.W est donnée alors par:

$$\Psi_k(r) = \exp(iKr) + \sum_c \mu_c \phi_k^c(r) \quad (\text{I-9})$$

Où

c: définit le cœur atomique.

$\sum$ est portée sur tous les niveaux du cœur c.

ϕ_k^c généralement est une fonction atomique. La constante μ_c est calculée par la condition d'orthogonalité de $\psi_k(r)$ avec chaque niveau du coeur.

$$\int \phi_k^c \exp(iKr) d^3r = 0 \quad (\text{I-10})$$

$$\mu_c = - \int \phi_k^{c*} \exp(iKr) d^3r \quad (\text{I-11})$$

On choisit la solution de l'équation de Schrodinger comme combinaison linéaire d'ondes planes orthogonalisées.

$$\Psi_k(r) = \sum_k C_k \Psi_k + K(r) \quad (\text{I-12})$$

Les coefficients μ_c sont calculés à partir des conditions de Bloch, et les énergies $E(K)$ sont obtenues en utilisant la méthode variationnelle.

La méthode O.P.W a beaucoup utilisé pour calculer les bandes de valence et de conduction des semi-conducteurs de type IV-IV et III-V. La principale difficulté dans cette méthode réside dans le fait qu'elle nécessite la séparation entre les états du cœur d'une part, et les états de valence et de conduction de l'autre. Ceci propose que les fonctions d'ondes du cœur sont très localisées à l'intérieur de la cellule élémentaire et que leur niveaux d'énergie sont très séparés de ceux de la bande de valence.

I-6-4-5 La méthode des pseudo-potentiels :

La méthode de pseudo-potentiel, comme la méthode O.P.W, utilise les propriétés d'orthogonalité des états de valence et conduction avec les états du cœur. Mais dans le formalisme du pseudo-potentiel l'effet de l'orthogonalité est inclus dans le potentiel sous la forme d'un potentiel équivalent appelé pseudo-potentiel. L'effet d'orthogonalisation aux états de cœur revient à extraire du potentiel cristallin la contribution rapidement variable de la région du cœur. Le pseudo-potentiel V_p est alors lentement variable et ne prête bien à une approche du problème en terme de perturbation [3, 9,10].

I-7 Structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs III - V :

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons en fonction de leurs vecteurs d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque, et pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin. Elles ne décomposent en bandes de conduction la plus haute, la bande de valence la plus basse, et la bande interdite qui les sépare qui détermine principalement les propriétés de transport du semi-conducteur.

I-7-1 Structure de bande de GaAs

Pour le GaAs, le maximum de la bande de valence est en $K=0$ et celle-ci est doublement dégénérée avec deux branches $E=f(K)$ confondues au centre de la zone de Brillouin (Figure I-3).

Les deux bandes décrivent la disposition de porteurs de masses effectives différentes, la masse des trous lourds est de $0.68m_0$, celle des trous légers de $0,12m_0$ où m_0 est la masse de l'électron au repos. Une troisième branche de la bande de valence est abaissée par rapport aux deux premières d'une énergie Δ , égale à 0,33 eV. La bande de conduction présente, au centre de la zone de Brillouin ($K=0$) un minimum non dégénérée, qui est une vallée à symétrie (Γ) appelée vallée centrale. Il existe également d'autres minima à des niveaux d'énergie plus élevée, les 4 vallées à symétrie L dans la direction $\langle 111 \rangle$ et les directions équivalentes.

D'après la courbure des différentes vallées, à la quelle est reliée la masse effective des électrons beaucoup plus légers et donc beaucoup plus mobiles que dans les vallées X et L. Cette propriété est en partie responsable de certaines caractéristiques des phénomènes de transport dans le semi-conducteur GaAs.

L'arséniure de gallium étant un composé à gap direct, les transitions électriques les moins énergétiques entre la bande de valence de la bande de conduction peuvent se faire avec conservation du vecteur d'onde K (sans l'intervention des phonons)

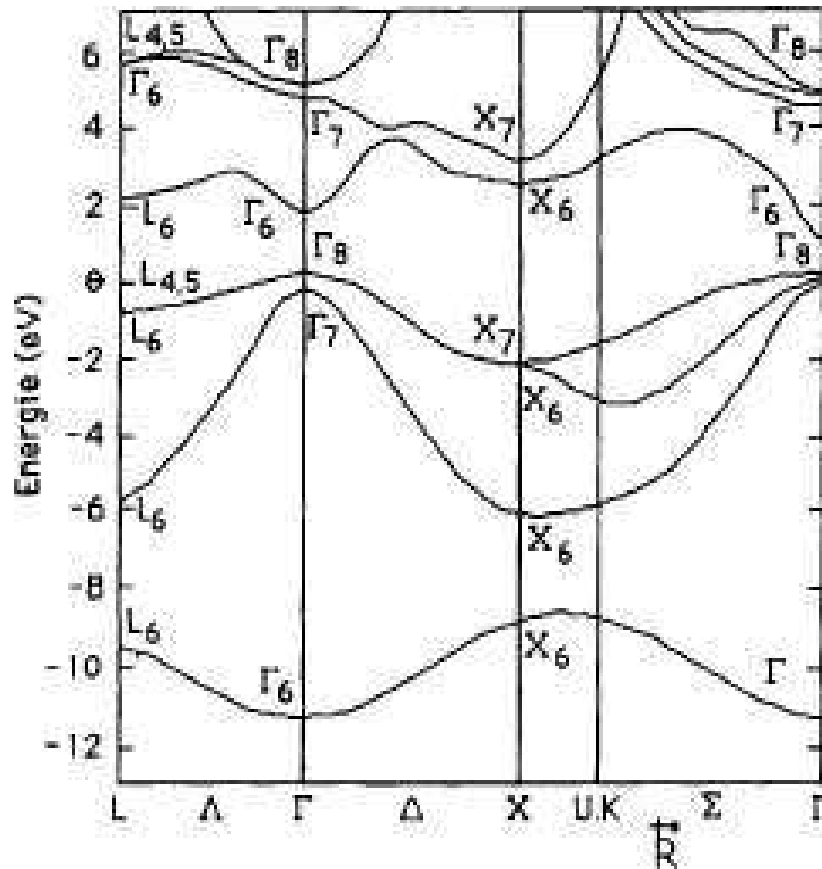


Figure I-3 Structure de bande de GaAs [2, 4, 6, 7,11].

I-7-2 Structure de bande de In P :

Le In P est un composé III-V à transition direct. Cela signifie que l'énergie minimale (Γ_{15}) de la bande de conduction et l'énergie maximale (Γ_{15}) de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin. Ceci a des conséquences importantes du point de vue des propriétés électroniques et optiques.

La bande de conduction présente par ailleurs une courbure généralement très accentuée au voisinage de son minimum (Γ). La masse effective des électrons étant inversement proportionnelle à cette courbure, ceci explique pourquoi dans les semi-conducteur III-V à bande interdite directe comme GaAs, InP, GaInAs,....., la masse

conducteur III-V à bande interdite directe comme GaAs, InP, GaInAs,...., la masse effective des électrons en (Γ) est très faible, et par conséquent, la mobilité électronique élevée.

On note généralement la présence de deux vallées latérales sur la bande de conduction, en bordure de la zone de Brillouin : vallée L dans la direction $\langle 111 \rangle$ et vallée X dans la direction $\langle 100 \rangle$. Réparties dans l'espace, il existe quatre vallées de type L équivalentes et trois de type X. les vallées sont caractérisées par une courbure faible et par conséquent par des électrons ayant une masse effective élevée et une faible mobilité. Le tableau (I-3) donne les valeurs des masses effectives dans les différentes vallées et les écarts en énergie entre le minimum principal et les minima secondaires L et X pour GaAs, InP à la température ambiante et à basse température.

	GaAs		InP	
Température	300K	77K	300K	77K
$\Delta E_g (ev)$	1,43	1,51	1,35	1,41
$\lambda(\mu_m)$	0,87	0,82	0,92	0,88
$\Delta E_{\Gamma L} (ev)$	0,33	0,33	0,54	0,61
$\Delta E_{\Gamma X} (ev)$	0,48	0,46	0,76	0,755
$m_{e\Gamma^*} / m_o$	0,063	0,067	0,078	0,082
m_{eL^*} / m_o	0,22	0,22	0,22	0,22
m_{eX^*} / m_o	0,58	0,58	0,384	0,384

Tableau I-3 Paramètre de la bande de conduction dans GaAs et InP [2,4].

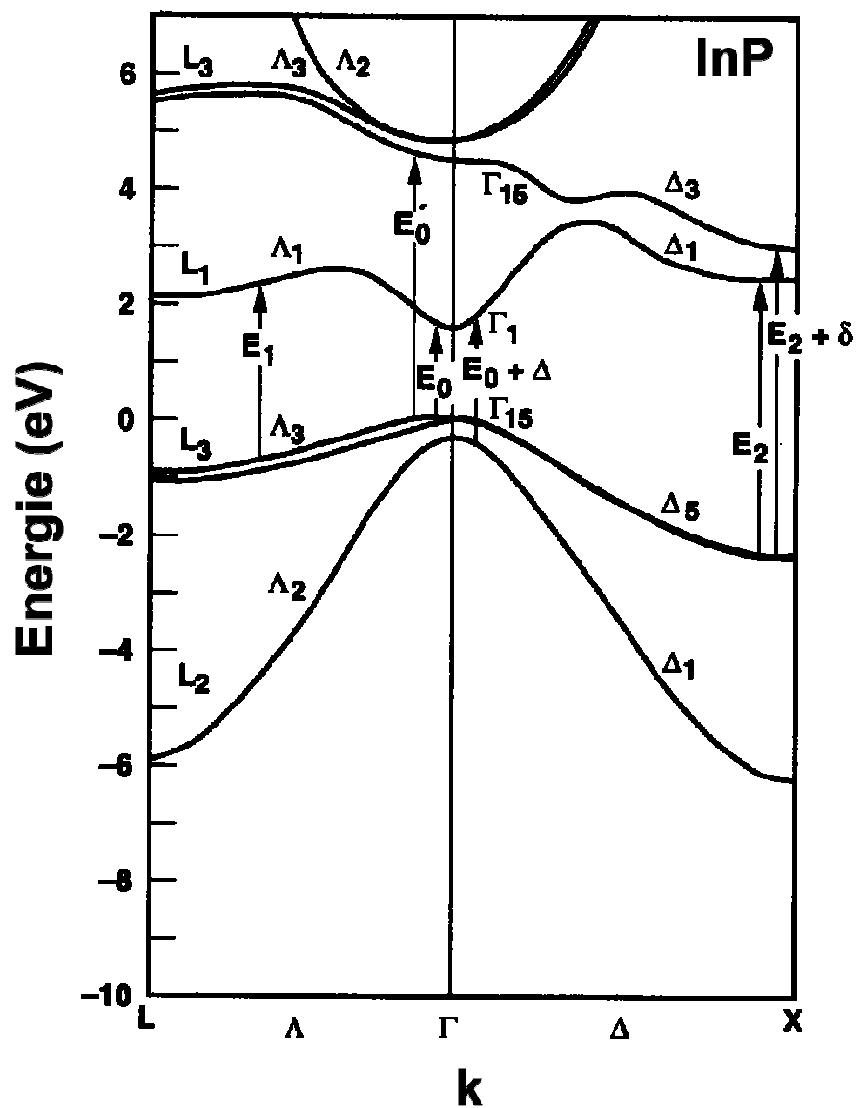


Figure I-4 Structure de bande de In P

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-V dont la structure de bande est directe (InAs, InSb, GaAs, GaSb,...).

1-8 Bandes interdites des composés III-V

1-8-1 Bandes interdites des principaux composés III-V

La figure (I-5) montre les bandes interdites E_g des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins a_0 [12,13]. En continu bandes interdites directes et en tirets bandes interdites indirectes; les discontinuités sont dues au changement de structures.

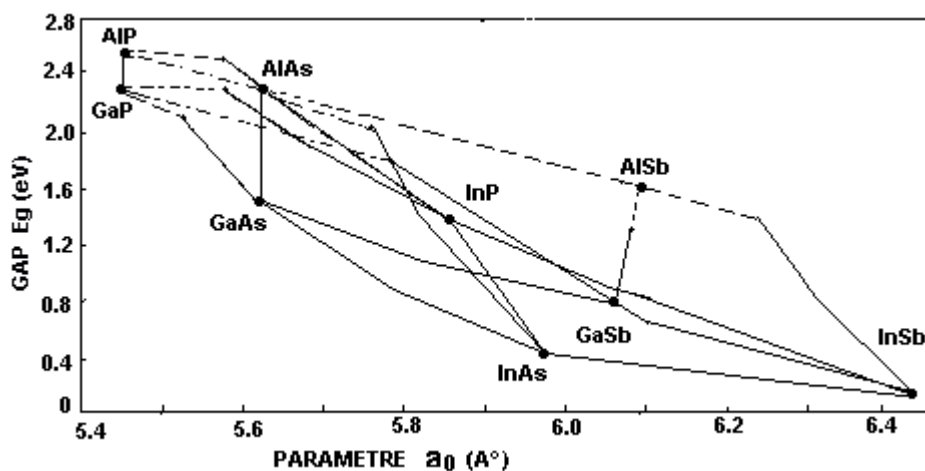


Figure I-5 Bandes interdites des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins [12]

Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite, et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme. Il existe cependant une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux, qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure (I-5) permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxié en couche mince sur des substrats binaires.

1-8-2 Discontinuité de bandes aux hétérojonction "offset" ΔE_C .

Plusieurs types d'hétérojonction sont envisageables (*figure I-6*); le système le plus utilisé actuellement GaAlAs/GaAs est du type I.

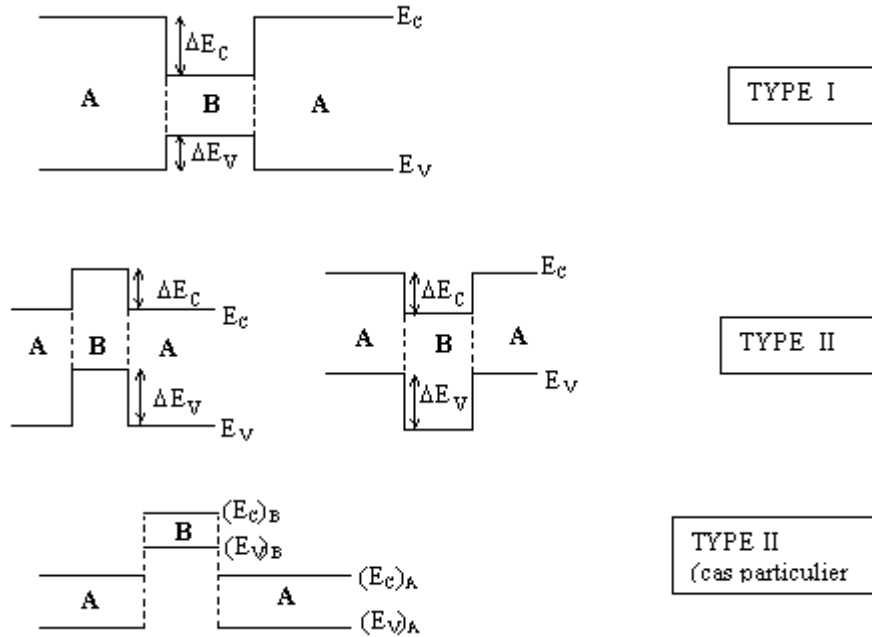


Figure I-6 Divers types d'hétérojonctions définis par la position relative des bandes des semi-conducteurs A et B ; le type I est le plus utilisé [12,13].

Les discontinuités de bandes (ou "offsets" de bandes) aux hétérojonctions (ΔE_c , ΔE_v) sont certainement les paramètres à la fois les plus importants mais aussi les plus difficiles à déterminer. En fait le problème est très complexe, d'autant plus que la dépendance éventuelle des "offsets" de bandes en fonction de la technologie de croissance, de l'orientation cristallographique, ou même de la séquence de croissance est peu connue [4,12,13].

Les principales théories permettant de prédire ces discontinuités de bandes sont des théories dites "linéaires" ; elles supposent qu'il existe une énergie absolue, spécifique, associée à chaque bord de bandes de tout semi-conducteur. Les "offsets" de bandes sont alors simplement les différences entre les énergies absolues de chaque bande pour chacun des deux semi-conducteurs. Par exemple pour la bande de conduction :

$$\Delta E_c(A/B) = E_c(B) - E_c(A) . \quad (\text{I-13})$$

En fait cette hypothèse de linéarité est bien évidemment une approximation et on devait écrire :

$$\Delta E_C(A/B) = E_C(B) - E_C(A) + \delta(A/B) . \quad (\text{I-14})$$

où $\delta(A/B)$ est une correction ne pouvant être exprimée linéairement en fonction des propriétés individuelles des semi-conducteurs A et B , mais est une caractéristique propre à la combinaison A/B.

Compte tenu de l'hypothèse de linéarité, la propriété de transitivité des discontinuités de bandes aux hétérojonctions se déduit immédiatement, et l'on a :

$$\Delta E_C(A/C) = \Delta E_C(A/B) + \Delta E_C(B/C) . \quad (\text{I-15})$$

Cette règle, couramment admise, est cependant difficile à vérifier expérimentalement ; elle à été très bien vérifiée sur certaines hétérostructures . Mais la détermination expérimentale des discontinuités de bandes aux hétérostructures est toujours un problème d'actualité et ce même pour des systèmes bien connus comme le cas de l'hétérostructure GaAlAs/GaAs.

1-8-3 Nature de la bande de conduction du matériau $\text{Ga}_{(1-y)}\text{Al}_y\text{As}$

Pour que deux matériaux puissent former une *bonne* hétérojonction, il est d'abord nécessaire que les paramètres de maille soient aussi voisins que possible. A cet effet, le matériau $\text{Ga}_{(1-y)}\text{Al}_y\text{As}$ est très intéressant car, lorsque y varie de 0 à 1, c'est à dire lorsque l'on passe de GaAs à AlAs, la structure de bande passe d'un gap direct de valeur 1.43 eV à un gap indirect de valeur 2.16 eV, alors que la constante de maille passe de 5.653 Å° à 5.661 Å°, soit une variation < 0.2%. Ainsi il est possible de faire croître toutes les compositions sur GaAs avec un accord de maille convenable [15].

La constante de maille et les bandes d'énergies en fonction de la composition (y) de l'aluminium sont données par [1,15] :

Constante de maille (en Å°)	$a = 5.6533 + 0.0078y$	(I-16)
-----------------------------	------------------------	--------

Bande interdite (en eV)	$E_g = 1.424 + 1.155y + 0.37y^2$	(I-17)
-------------------------	----------------------------------	--------

$$\text{Affinité électronique (en eV)} \quad \chi = \begin{cases} 4.07 - 1.1y & 0 \leq y < 0.44 \\ 3.64 - 0.14y & 0.44 < y \leq 1 \end{cases} \quad (\text{I-18})$$

$$\text{Discontinuité de } E_c \text{ (en eV)} \quad \Delta E_c = \begin{cases} 0.67y + 0.27y^2 & 0 \leq y < 0.44 \\ 0.475 - 0.31y & 0.44 < y \leq 1 \end{cases} \quad (\text{I-19})$$

$$\text{Discontinuité de } E_v \text{ (en eV)} \quad \Delta E_v = \begin{cases} 0.413y + 0.166y^2 & 0 \leq y < 0.44 \\ 0.413y + 0.166y^2 & 0.44 < y \leq 1 \end{cases} \quad (\text{I-20})$$

Les deux figures (I-7 et I-8) illustrent la nature, et la variation du minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence en fonction de la composition de l'aluminium (y) du composé ternaire $\text{Ga}_{(1-y)}\text{Al}_y\text{As}$, et son effet sur les vallées Γ , L et X.

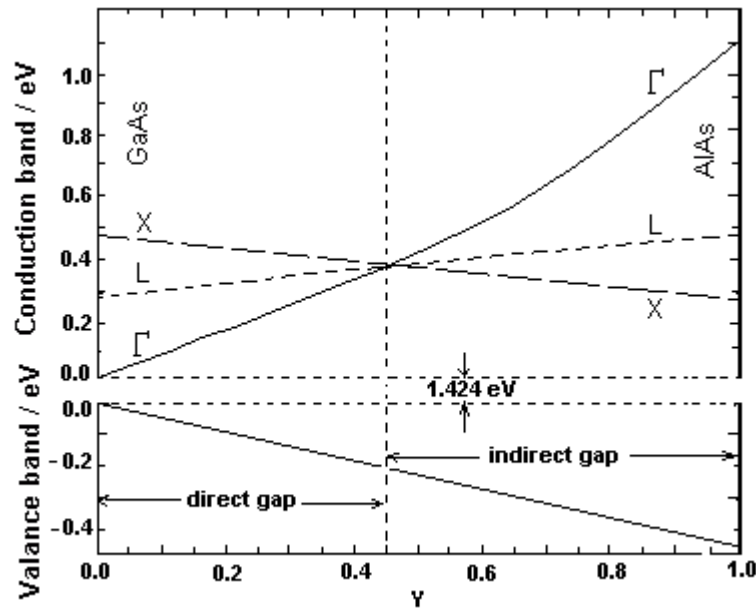


Figure I-7 Variation du minimum de la bande de conduction, et le maximum de la bande de valence du composé $\text{Al}_y\text{Ga}_{(1-y)}\text{As}$ en fonction de (y) [12].

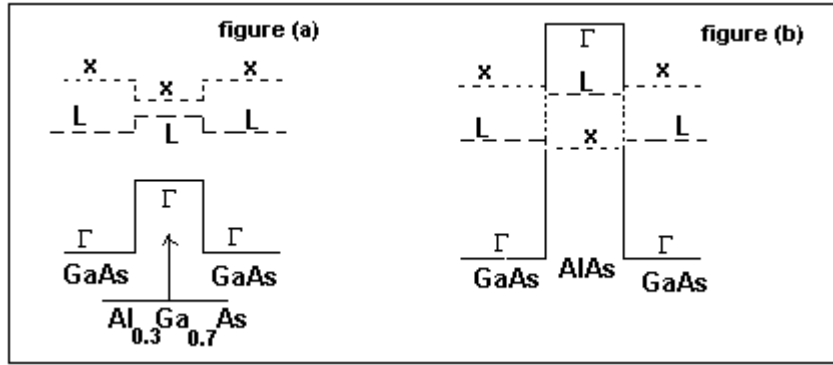


Figure I-8 barrière et puits dans l'hétérojonction GaAs/Al_yGa_(1-y)As [12] :

- a) Cas où $y = 0.3$ et la vallée Γ est la barrière la plus basse.
 b) Cas où $y = 1$ et la vallée X est la barrière la plus basse.

1-9 Théorie de l'approximation de masse effective dans les hétérostructures

La masse d'un électron libre m_0 est définie par l'accélération γ prise sous l'effet d'une force F appliquée : $F = m_0\gamma$, $m_0 = 9.1 \times 10^{-30}$ Kg.

La masse de l'électron évoluant dans un cristal de dimensions finies, elle est soumise à des résultantes des forces intérieures (F_i) et extérieures (F).

$F_i + F = m_0\gamma \Rightarrow F = (m_0 - F_i/\gamma) \gamma = m_e\gamma$, on introduit une particule fictive, de masse m_e (qui dépend de terme F_i/γ), seule intervient la résultante des forces extérieure F , dont l'état est identique à celui de la particule réelle (accélération, énergie ,...).

D'autre part elle est définie par :

$$m_e = \hbar^2 / (d^2E/dk^2) \quad (\text{I-21})$$

(si l'origine des énergies est pris au bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur), m_e dépend de la valeur du dénominateur d^2E/dk^2 , elle est constante si $E(k)$ est parabolique.

La masse effective d'une particule négative (m_e) ou positive (m_h) dépend de la nature du semi-conducteur considéré :

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct (GaAs par exemple) la masse effective est isotrope. Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect (Si ou Ge par exemple) la masse effective est $m_e = (r m_l^{1/2} m_t)^{2/3}$, et $m_h = (m_{Lv}^{3/2} + m_{Lv}^{3/2})^{2/3}$ pour particule

positive, r est le nombre de vallées des bandes du matériau ($r=6$ pour le Si et $r=4$ pour le Ge) .

m_l : masse longitudinale (masse effective dans la direction (100) pour le Si ou (111) pour le Ge).

m_t : masse transversale (masse effective dans toute les directions perpendiculaires à la précédente.

m_{LV} : particule lourde.

m_{IV} : particule légère.

Dans le cas d'un cristal tri-dimensionnel , la masse effective d'un électron devient un tenseur dont les neuf composantes sont du type :

$$(m_e)_{xx} = \hbar^2/(\partial^2 E/\partial k_x^2); \quad (m_e)_{xy} = \hbar^2/(\partial^2 E/\partial k_x \partial k_y); \quad \dots \quad (\text{I-22})$$

Le potentiel cristallin (potentiel périodique associé aux ions du cristal), joue évidemment un rôle important. L'approximation de la masse effective consiste à effectuer à l'électron une masse effective m_e différente de m_0 et dont la fonction d'onde est une onde de Bloch, et il se déplace dans un réseau périodique supposé vide des ions, c'est à dire le potentiel cristallin est représenté par le fait que l'électron à une masse effective différente de la masse de l'électron libre [3, 12,16].

Quant à l'application de la théorie de masse effective à l'hétérostructure un peu plus d'attention est demandé à cause de la différence des matériaux de l'hétérostructure (différence de constantes diélectriques).

Dans cette théorie la fonction d'onde peut être considérée comme le produit d'une onde de Bloch $\phi_n(z)$ par une fonction enveloppe $\chi(z)$ [3,12,16].

La figure (I-9) montre la fonction enveloppe $\chi(z)$ qui module la fonction d'onde de Bloch pour donner la fonction d'onde $\psi(z)$. L'énergie de l'électron est la somme de son énergie dans la bande de conduction et de l'énergie de son mouvement associé à la présence de la charge d'espace , la fonction enveloppe et l'énergie additionnelle sont respectivement fonction propre et valeur propre de l'énergie , de l'équation de la masse effective suivante :

$$(\hbar^2/2m_e)d^2\chi_j(z)/dz^2 + [E_j - V(z)]\chi_j(z) = 0 \quad (\text{I-23})$$

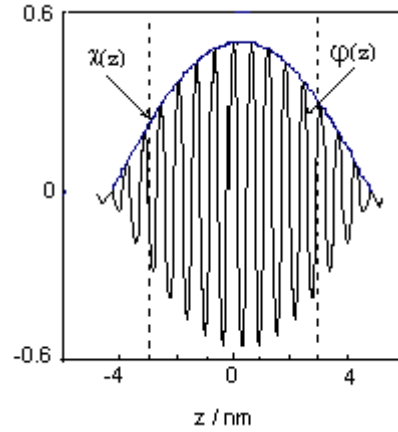


Figure I-9 La fonction d'onde d'un état le plus bas d'un puits de potentiel de 6 nm dans une hétérostructure, y compris la fonction de Bloch [12].

La première condition pour que l'approximation de la masse effective soit valable est que les fonctions de Bloch dans les deux matériaux de l'hétérostructure doivent être semblables, une condition évidente est qu'elles doivent appartenir au même point dans relation énergie vecteur d'onde $E(k)$.

La discontinuité des bandes de conduction (ΔE_c) impose un transfert d'électrons, du semi-conducteur à grand gap vers le semi-conducteur de petit gap, la vitesse de ces électrons doit être la même sur les deux côtés pour conserver le courant, et par conséquent la seconde condition concerne l'interface de l'hétérostructure et les égalités suivantes doivent être vérifiées :

$$\chi(0_A) = \chi(0_B) ; \quad (1/m_A) [d\chi(z)/dz]_{z=0_A} = (1/m_B) [d\chi(z)/dz]_{z=0_B} \quad (\text{I-24})$$

m_A et m_B respectivement masse effective du matériau A et B. Si on néglige la différence des masses effectives de l'électron dans les deux matériaux on peut écrire $m_A \approx m_B$, et l'expression (I-24) se simplifie. La validité de la théorie de l'approximation de masse effective est à discuter dans le cas où les électrons sont confinés dans une épaisseur de l'ordre de quelques couches atomiques.

I-10 *Modèle d'Anderson d'une hétérojonction*[17]

Ce modèle simple proposé par Anderson (1962) [17], est basé sur l'étude d'une hétérojonction à partir du diagramme des bandes d'énergies dans la structure, il suppose l'hétérojonction idéale, à savoir abrupte et dépourvue de charges d'interface, dues par exemple à un désaccord des mailles cristallines, c'est-à-dire le courant est entièrement dû à l'injection de porteurs au dessus des barrières existantes dans les bande de conduction, et de valence après jonction des semi-conducteurs considérés.

Soient S.C1 et S.C2, deux semi-conducteurs, le premier de type (n), et le second de type (p), caractérisés par les affinités électroniques χ_1 et χ_2 , les gaps (E_{G1}) et (E_{G2}), et les travaux d'extraction ϕ_1 et ϕ_2 ; en l'absence de tout contact, les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs, sont représentés sur la (figure I-10). Les deux semi-conducteurs étant indépendants, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre, de sorte que les distributions sont caractérisées par deux niveaux de Fermi différents E_{F1} et E_{F2} .

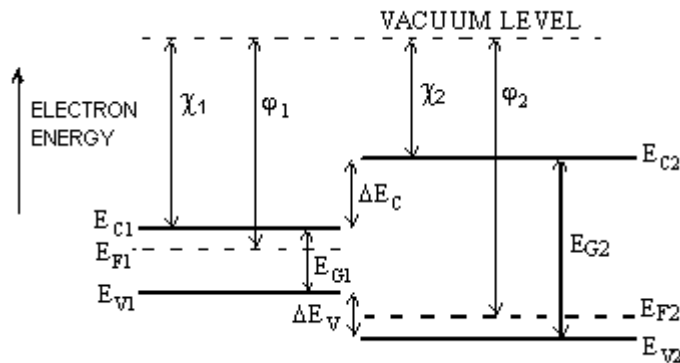


Figure I-10 *diagramme énergie-bande de deux Semi-conducteurs isolés [17].*

Lorsque les deux semi-conducteurs, sont mis en contact, il y a transfert des électrons du semi-conducteur à plus fort niveau de Fermi, vers le semi-conducteur à plus faible niveau de Fermi, de manière à réaliser l'alignement des niveaux de Fermi, cet échange se fait au voisinage de la jonction et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel qui arrête la diffusion des porteurs de charges et définit l'état d'équilibre.

L'alignement des niveaux de Fermi crée des discontinuités de bande de conduction ΔE_c et bande de valence ΔE_v , données par :

$$\Delta E_c = \Delta \chi \quad (\text{I-25})$$

$$\Delta E_v = \Delta E_G - \Delta \chi \quad (\text{I-26})$$

$\Delta \chi$ et ΔE_G représentent respectivement les différences d'affinité électronique, et de bande interdite entre les deux semi-conducteurs (figure I-11).

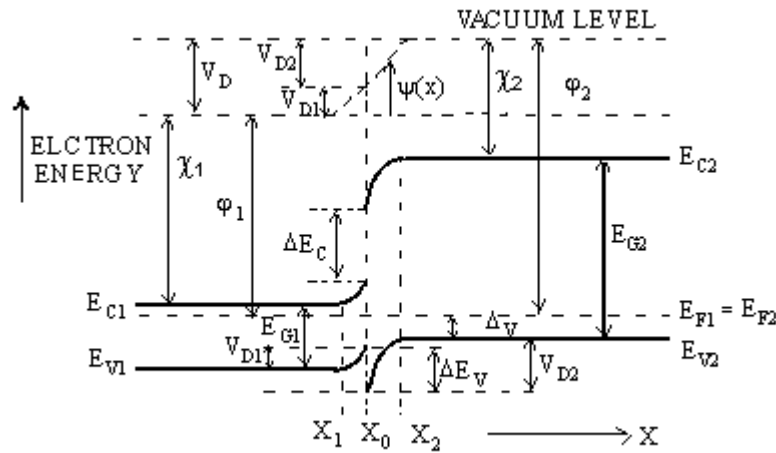


Figure I-11 diagramme énergie-bande d'une hétérojonction à l'équilibre [17].

Quand on soumet cette hétérojonction à un voltage extérieur (V_a) la résolution de l'équation de Poisson donne les largeurs de transition dans les deux semi-conducteurs :

- dans la région du S.C 1 du type (n)

$$X_0 - X_1 = \frac{(2 \cdot N_{a2} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2)^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot N_{d1} \cdot (\epsilon_1 \cdot N_{d1} + \epsilon_2 \cdot N_{a2}))^{1/2}} \quad (\text{I-27})$$

- dans la région du S.C 2 du type (p)

$$X_2 - X_0 = \frac{(2 \cdot N_{d1} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2)^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot N_{a2} \cdot (\epsilon_1 \cdot N_{d1} + \epsilon_2 \cdot N_{a2}))^{1/2}} \quad (\text{I-28})$$

la largeur totale de la région de transition est alors de :

$$W = X_2 - X_1 = \frac{(2 \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (Na_2 + Nd_1))^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot Nd_1 \cdot Na_2 \cdot (\epsilon_1 \cdot Nd_1 + \epsilon_2 \cdot Na_2))^{1/2}} \quad (I-29)$$

Les tensions supportées par chacune des substances semi-conductrices formant l'hétérojonction lors de l'application d'une tension extérieure (V_a) sont données par :

$$V_n = V_d1 - V_1 \quad (I-30)$$

$$V_p = V_d2 - V_2 \quad (I-31)$$

Avec: V_n tension totale du S.C du type (n)

V_p tension totale du S.C du type (p)

V_1 portion de V_a supportée par le S.C 1 (type n)

V_2 portion de V_a supportée par le S.C 2 (type p).

On montre que

$$V_1 + V_2 = V_a, \quad V_1 = K_1 \cdot V_a \quad \text{et} \quad V_2 = K_2 \cdot V_a \quad (I-32)$$

$$\text{Avec} \quad K_1 = 1 - K_2 \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{\epsilon_1 \cdot Nd_1}{\epsilon_1 \cdot Nd_1 + \epsilon_2 \cdot Na_2}$$

La tension relative supportée par chacun des S.C est donnée par:

$$\frac{V_n}{V_p} = \frac{Na_2 \cdot \epsilon_2}{Nd_1 \cdot \epsilon_1} \quad (I-33)$$

Si la barrière des trous (ΔE_v) est inférieure à celle des électrons (ΔE_c), et si on suppose qu'il n'y a pas de collisions des trous dans la région ($X_0 - X_1$), et en considérant le flux des courants à l'équilibre on obtient la relation suivante :

$$A_1 \cdot \exp(-(\Delta E_v - q \cdot V_d1) / KT) = A_2 \cdot \exp(-q \cdot V_d2 / KT) \quad (I-34)$$

Avec A_1 et A_2 des constantes dépendantes des niveaux d'impuretés et des masses effectives des porteurs.

Pour $V_2 \gg KT$ et puisque la barrière des trous (ΔE_v) est inférieure à celle des électrons (ΔE_c), alors les porteurs qui dominent sont les trous et on montre dans ces conditions que la relation entre le courant et la tension est de la forme:

$$I = A \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_d}{KT}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V_2}{KT}\right) - \exp\left(-q \cdot \frac{V_1}{KT}\right)\right) \quad (\text{I-35})$$

Avec $A = C_t \cdot S \cdot q \cdot N_{a2} \cdot \left(\frac{\Delta P}{T_p}\right)^{1/2}$

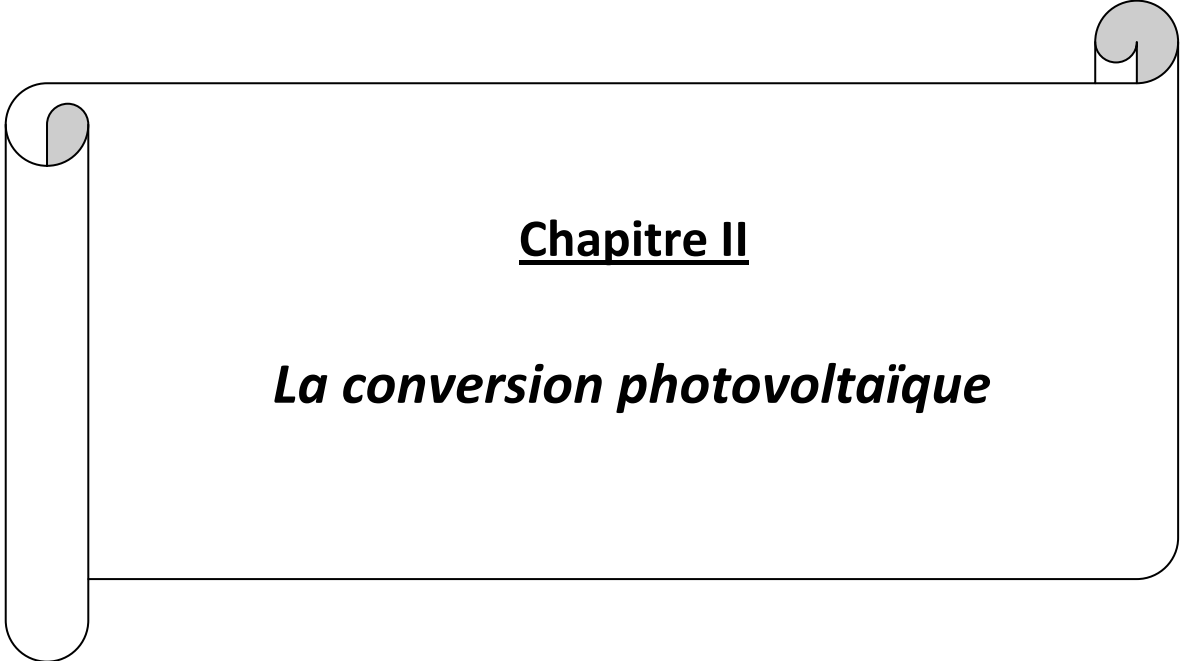
C_t : Coefficient de transmission

S : Surface d'injection

Cette relation est valable si le courant est constitué uniquement par les porteurs injectés d'un S.C vers l'autre.

La capacité de jonction par unité de surface associée à la région de transition est donnée par la formule suivante:

$$C = \left[\frac{q \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot N_{d1} \cdot N_{a2}}{2 \cdot (\epsilon_1 \cdot N_{d1} + \epsilon_2 \cdot N_{a2}) \cdot (V_d - V_a)} \right]^{1/2} \cdot \quad (\text{I-36})$$



Chapitre II

La conversion photovoltaïque

Chapitre II

La conversion photovoltaïque

II-1 Introduction

II-2 Spectre solaire et l'air masse

II-2-1 L'air masse

II-2-2 Spectre solaire

II-3 Description de la structure d'une cellule solaire

II-4 Absorption et réflexion de la lumière

II-5 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire

II-6 Mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs

II-6-1 La recombinaison

II-6-1-1 La recombinaison bande à bande

II-6-1-2 La recombinaison par pièges

II-6-1-3 La recombinaison Auger

II-6-2 La génération

II-7 Différents matériaux solaires

II-8 Nouvelles structures photovoltaïques

II-8-1 Cellule photovoltaïque conventionnelle

II-8-2 Cellule à BSF

II-8-3 Cellule noire (Non reflecting cell)

II-8-4 Structure PERL

II-8-5 Photopiles en films minces

II-8-7 Cellule solaire de type Schottky

II-8-8 Cellule solaire de type structure MIS

II-8-9 Tandem solaire

II-9 Conclusion

II-1 Introduction

Le mot « photovoltaïque » vient du grec « photos » qui signifie lumière et de « Volta » du nom du physicien italien qui en 1800 découvrit la pile électrique.

L'énergie solaire photovoltaïque convertit directement le rayonnement lumineux (solaire ou autre) en électricité. Elle utilise pour ce faire des modules photovoltaïques composés de cellules solaires ou de photopiles qui réalisent cette transformation d'énergie. La conversion photovoltaïque a été réalisée pour la première fois dans le laboratoire Bell en 1954 sur une simple jonction P-N au Silicium. Par suite, plusieurs semi-conducteurs ont été utilisés pour cet objectif.

L'application terrestre et spatiale de ces matériaux en photovoltaïque dépend fortement de leurs propriétés optoélectroniques et thermiques. Ces deux applications sont très importantes, notamment, l'application spatiale pour alimenter les satellites en électricité utilisés dans plusieurs domaines (télécommunication, militaires, météorologie,...). L'application terrestre ayant ainsi un impact important sur l'éclairage des routes désertiques, les signalisations dans les ports. L'alimentation des habitations et des radars isolés.

Les cellules photovoltaïques ou photopiles sont des dispositifs de conversion d'énergie de la lumière. Trois processus élémentaires interviennent dans l'effet photovoltaïque :

- L'absorption de la lumière dans le matériau.
- Le transfert d'énergie des photons aux charges électriques.
- La collecte des charges.

Il est donc clair qu'un matériau doit avoir des propriétés optiques et électriques spécifiques pour permettre la conversion photovoltaïque. Jusqu'à l'année 1976, époque où les premières jonctions ont vu le jour, le principal matériau à utilisation photovoltaïque était le Silicium monocristallin. Les Jonctions réalisées grâce à ce matériau permettent en effet de transformer les photons en un courant électrique avec

des rendements de conversion η qui sont à l'heure actuelle, de l'ordre de 15% au niveau industriel, mais qui ont atteint 20% dans le laboratoire. Comme le Silicium monocristallin, des composés tels que le GaAs ont abouti à des rendements assez importants (plus qu'un quart de la puissance incidente est convertie par des cellules à base de GaAs), ainsi que des rendements de plus de 30% ont été obtenus grâce à des cellules multi-jonctions (tandems solaires) [18].

II-2 Spectre solaire et l'air masse

Le soleil est une étoile de forme pseudo-sphérique dont le diamètre atteint 1391000Km. Il est situé à une distance moyenne de 149598000Km de la terre. Composé de matière gazeuse, essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium, il est le siège de réactions de fusion nucléaire permanentes et sa température de cœur atteint 10^7K [19].

L'énergie radiative provient du soleil est à cause des réactions de fusion nucléaire au cœur de cette étoile. A chaque seconde une énorme quantité de masse (6.10^{11}Kg) de l'hydrogène (H_2) est convertie en Hélium (He), avec une perte de masse nette environ de 4.10^3Kg , ce qui est équivalent à 4.10^{20}J d'après la relation d'Einstein ($E = mc^2$). Cette énergie est émise principalement en tant que rayonnement électromagnétique dans une large gamme s'étalent de l'ultraviolet à l'infrarouge et même dans les ondes radio [19,20].

L'énergie lumineuse dite « extraterrestre » c'est à dire hors atmosphère a été évaluée avec précision par la NASA et vaut 1367w/m^2 . Il s'agit de l'irradiance reçue, ou rayonnement solaire instantané à un instant donné au dessus de l'atmosphère terrestre, en incidence normale (c'est à dire sur un plan perpendiculaire à la direction du soleil). On appelle cette valeur « constante » solaire mais elle ne l'est pas tout à fait à cause des légères variations de la distance terre-soleil.

Cette énergie qui descend en ligne droite vers notre planète ne peut pas nous parvenir sur la terre en intégralité car elle va subir des transformations en traversant l'atmosphère par absorption et par diffusion.

En effet l'atmosphère contient on le sait, une majorité d'azote et d'oxygène (respectivement 78% et 21%), mais aussi de l'argon. Du CO₂, de la vapeur d'eau, et la fameuse couche d'ozone de la stratosphère. Dont le rôle de filtrage des UV les plus durs est si important. Les poussières et les nuages ont aussi leur importance dans la diffusion du rayonnement solaire. Le degré auquel l'atmosphère affecté la lumière du soleil reçu sur la surface de la terre est traduit par plusieurs « air mass », et l'angle entre le rayonnement provenant du soleil et le zénith définit l'air masse [19,20].

II-2-1 L'air masse [21]

L'intensité lumineuse issue du soleil normalement incidente sur la surface de la Terre est appelée la constante solaire. Cette constante est approximativement d'une valeur de 1,4 kW/m² au-dessus de la couche atmosphérique et est réduite sur Terre à 1 kW/m² par réflexion et absorption des particules présentes dans la couche atmosphérique. Cette perte est appelée la « masse d'air » (AM). La désignation AM0 correspond à une masse d'air nulle pour la lumière arrivant au-dessus de notre atmosphère à incidence normale. Le titre AM1 correspond lui à une même lumière arrivant à la surface terrestre. L'appellation AM1.5 désigne la masse d'air rencontrée pour la lumière arrivant à 48.2° sur la surface de la Terre, soit une lumière plus faible du fait que l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée est plus grande (figure II-1)

De manière générale, l'indice m associée à la masse d'air (AM m) est calculé comme suit : $m \approx 1 / \sin(A)$. A étant l'angle entre l'incidence des rayons lumineux et l'horizontale à la terre.

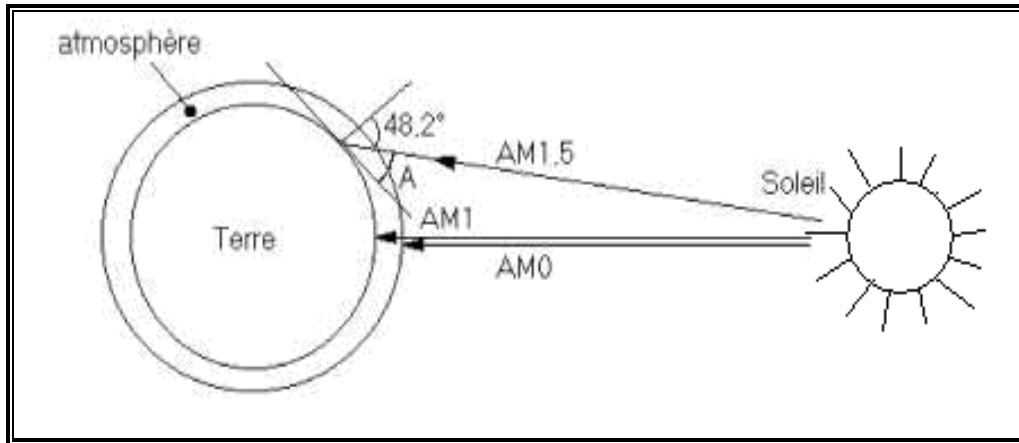


Figure II-1 Définition de l'air masse.

II-2-2 Spectre solaire

Le spectre du soleil c'est sa décomposition en longueurs d'onde. La lumière solaire est en effet composée de toutes sortes de rayonnements de couleurs différentes, caractérisées par leur gamme de longueur d'onde. Les photons, grains de lumière qui composent ce rayonnement électromagnétique, sont porteurs d'une énergie qui est reliée à leur longueur d'onde par la relation :

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

Où h est la constante de Plank , ν : la fréquence , c : la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde.

C'est cette relation mise à jour par Louis de Broglie en 1924 qui a confirmé la nature à la fois corpusculaire et ondulatoire de la lumière : présence de corpuscules- les photons – et propagation d'ondes avec une fréquence de vibration et une longueur d'onde.

Une courbe standard de la répartition spectrale du rayonnement solaire extraterrestre, compilée selon les données recueillies par les satellites est désignée sous le nom de AMO. Sa distribution en énergie est répartie comme suit :

Ultraviolet UV	$0,20 < \lambda < 0,38 \mu\text{m}$	6,4%
Visible	$0,38 < \lambda < 0,78 \mu\text{m}$	48%
Infra- Rouge IR	$0,78 < \lambda < 10 \mu\text{m}$	45,6%

La (figure II-2) montre quatre courbes liées à la radiation spectrale solaire qui est la puissance par unité de superficie par unité de longueur d'onde. La courbe supérieure qui représente le spectre solaire en dehors de l'atmosphère de la terre, est l'état de la masse d'air zéro (AMO) ; sa puissance vaut 1367 w/m^2 , cette condition peut être simulée par un corps noir à 5800k , montrée par la courbe en pointillée. Le spectre AMO est utilisé pour les applications (satellites et véhicules spatiaux). Le spectre AM1 représente la lumière du soleil sur la surface de la terre quand le soleil est au zénith, la puissance d'incidence est environ 925 w/m^2 . Le spectre AM2 est obtenu pour un angle de 60° et à une puissance d'environ 691 w/m^2 . L'air masse AM 1,5 est défini par l'angle 48.2° , au dessus de l'horizon et une intensité de 844 w/m^2 , cet air masse est approprié par des applications terrestres.

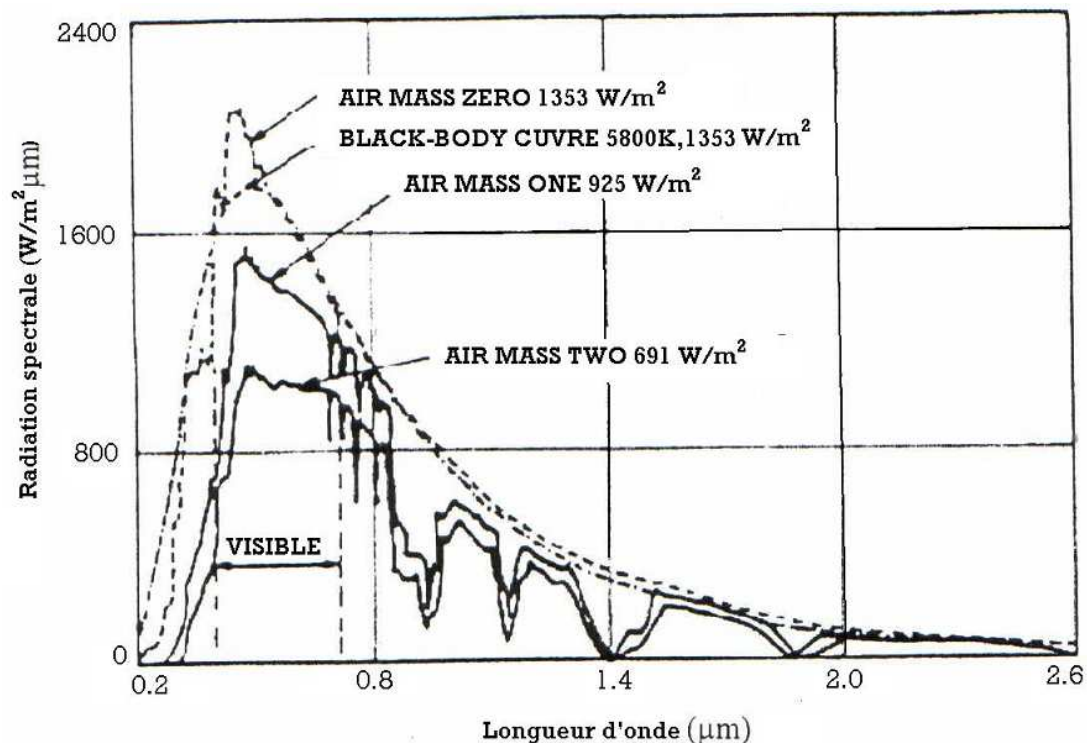


Figure II-2 Radiation spectrale pour différents air masses [20].

II-3 Description de la structure d'une cellule solaire

La première structure de la cellule solaire était très simple. Elle était incapable d'offrir des performances élevées et de délivrer une puissance satisfaisante aux charges. Elle avait aussi beaucoup d'inconvénients et des pertes importantes soit par réflexion, soit par les contacts ohmiques et par la recombinaison. Cette structure a subies plusieurs modifications. La structure actuelle tient à optimiser les performances de la structure classique. Elle est constituée de plusieurs couches, l'élément de base de ces structures est la jonction P-N, elle joue le rôle principal dans le dispositif solaire, et elle est le siège de la génération des porteurs et de leurs séparations. Pour que la pile solaire soit utile, et pour que l'électricité qu'elle produise passe convenablement dans la charge, la grille doit avoir une forme spéciale afin que la surface active de la cellule ne soit pas occultée.

Quand la lumière du soleil traverse le verre et l'adhésif, elle rencontre une couche antireflet (ARC). Cette couche est également transparente, elle réduit la quantité de lumière du soleil réflétée par la cellule. Sans ARC, la pile solaire agit comme un miroir et reflète jusqu'à 30% de la lumière frappant la cellule. L'ARC réduit au minimum cette réflexion, en ramenant les pertes de réflexion à moins de 5% de sorte que la lumière du soleil va atteindre la surface de la cellule et diminuer les pertes optiques. La couche extérieure de la cellule est en verre pour protéger la structure contre l'environnement. Il est attaché au reste de la cellule avec un adhésif transparent. Les deux régions principales de la jonction sont appelées respectivement émetteur et base.

La structure simple d'une cellule solaire est représentée dans la figure II-3.

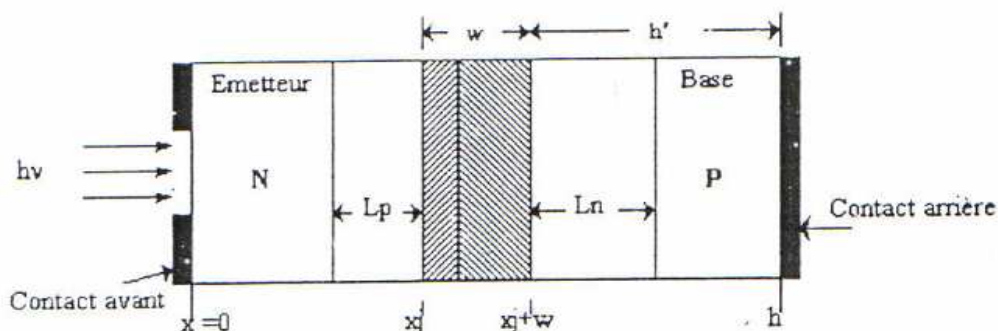


Figure II-3 Structure d'une cellule solaire (N/P) [20]

II-4 Absorption et réflexion de la lumière

L'absorption de la lumière par le matériau solaire étant sans doute le mécanisme principal du phénomène de la génération, la majorité des semi-conducteurs de base des cellules solaire absorbe convenablement le spectre visible. En effet, on utilise toujours les semi-conducteurs ayant un coefficient d'absorption élevé.

Lorsque un flux solaire (Φ) atteint la surface avant de la cellule, en supposant que la partie transmise et non absorbée est ($T\Phi$), si on affecte la quantité ($R\Phi$) à la partie réfléchi aux niveau de la surface, alors la partie qui reste $(1-T-R) \Phi$ est complètement absorbée dans le volume du matériau.

Le taux de l'absorption des photons par un matériau semi-conducteur est lié directement aux énergies des photons incidents.

L'absorption n'a lieu que si l'énergie des ces photons est égale ou est supérieure à l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur E_g . Les photons qui satisfont pas cette condition ($E_{ph} < E_g$) ne seront pas absorbés et ne contribuent pas à la conversion photovoltaïque. Que se passe-t-il s'il y a une énergie supérieure à E_g ? Le photon 2 du diagramme II-4-b génère une paire électron- trou à un niveau supérieur, mais l'excédent est perdu par un processus de désexcitation spontanée qui produit de la chaleur et ramène son énergie à E_g . Donc quelle que soit son énergie, pourvu qu'elle soit supérieure à E_g , chaque photon absorbé ne crée qu'une seule paire électron – trou [19].

Le phénomène de la réflexion est l'un des problèmes qui impose la meilleure conversion d'énergie. Ces pertes affectent principalement le courant de court circuit de la pile solaire. Généralement, la lumière se perd en deux formes, soit par réflexion, soit par transmission.

Dans une structure photovoltaïque, les trois niveaux suivants de la réflexion sont responsables des pertes optiques.

1) Réflexion par les contacts ohmiques.

2) Réflexion par la surface avant du semi-conducteur.

3) Réflexion par la couche arrière (BSR).

La figure (II-5) illustre ces trois niveaux de réflexion.

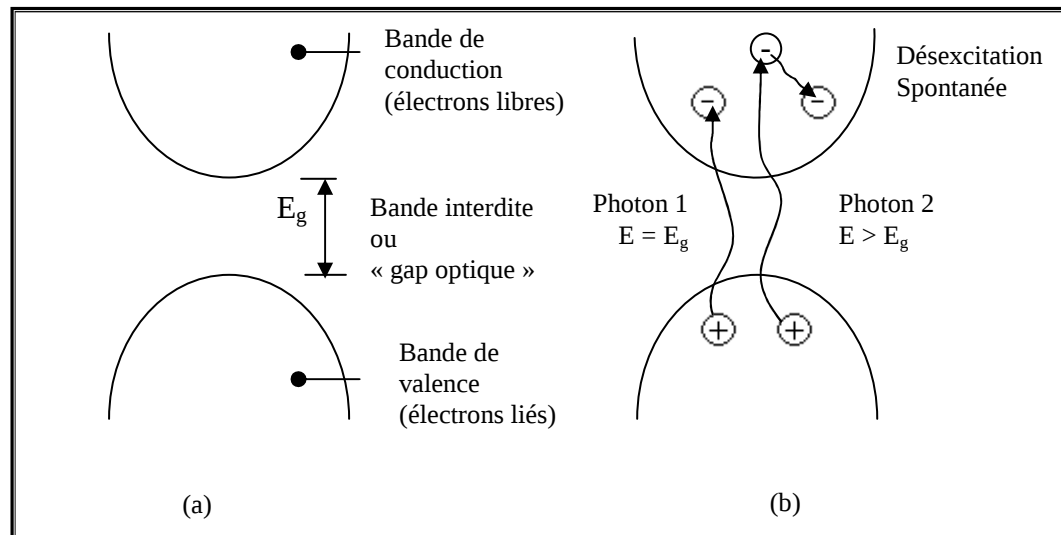


Figure II-4 Diagramme d'énergie d'un semi-conducteur
a)- Dans l'obscurité. b)- Sous illumination.

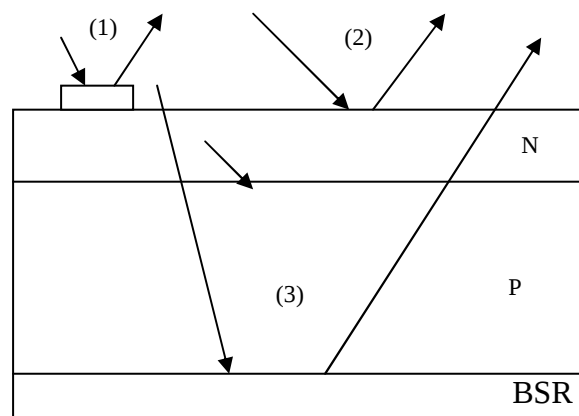


Figure II-5 Les trois niveaux de la réflexion.

II-5 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire

Une cellule solaire se compose d'un certain nombre de couches, généralement deux couches principales, l'une est constitué d'un semi-conducteur de type N et l'autre de type P et inversement. C'est à la jonction ou interface métallurgique de ces deux couches que la cellule produit de l'électricité, celle ci est un élément très important dans l'optoélectronique [22]. Ces semi-conducteurs sont des matériaux électroniques spéciaux, sensibles à la lumière, ayant deux propriétés principales pour produire l'électricité :

- Quand la lumière est absorbée, des électrons seront libérés dans le semi-conducteur et contribuent au courant.
- Lorsque les deux semi-conducteurs constituent une jonction, un champ électrique s'établit.

Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire est illustré sur la figure (II-6). Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1,2 et 3. Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les zones électriquement neutres P et N, les photo-porteurs minoritaires diffusent. Ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photo-courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons trous créés par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type n et le trou vers la région de type P. Les porteurs donnent naissance à un photo-courant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant J_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode [3].

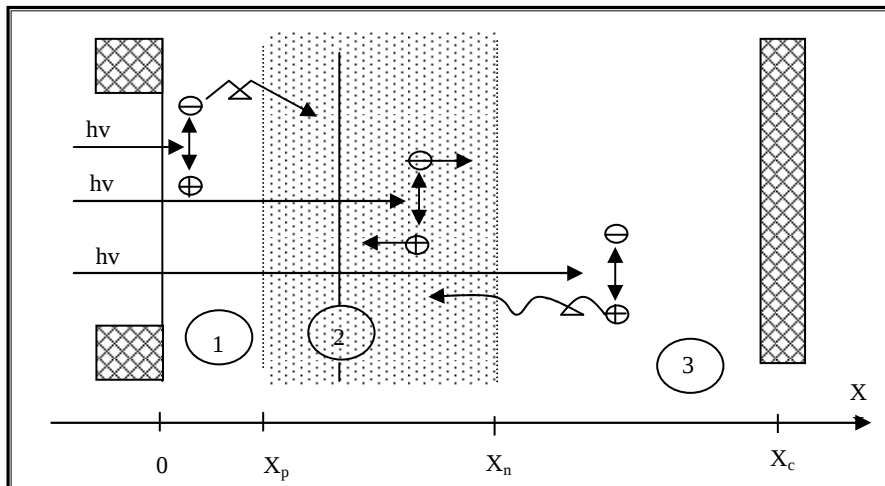


Figure II-6 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire [3].

II-6 Mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs

II-6-1 La recombinaison :

La recombinaison des électrons et des trous est un processus par lequel les deux porteurs s'annihilent, les électrons arrivent et retournent à la bande de valence sous deux formes, soit en une seule étape où par des étapes multiples. Ces sauts se font éventuellement vers des états vides qui sont associés aux trous. Les deux porteurs disparaissent par la suite au cours de ce processus. La différence d'énergie entre l'état initial et final de l'électron est libérée en plusieurs formes.

Ceci mène à une classification possible des mécanismes de recombinaison. Dans le cas de la recombinaison non radiative elle transmet à un ou plusieurs phonons, et dans la recombinaison Auger elle est dégagée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron [23,24].

La recombinaison fait partie d'un processus pour reconstituer l'équilibre d'un semi-conducteur qui a été perturbé, ou mis hors de l'équilibre. Les perturbations peuvent être sous forme de champ électrique appliqué, de changement de la

température ou d'exposition à la lumière. La recombinaison se produit généralement quand il y a un excès de porteurs dans un semi-conducteur, elle est liée fortement à cet excès.

Les trois mécanismes de recombinaison sont semblables par le fait qu'ils sont tous pour annihiler les porteurs en excès.

II-6-1-1 La recombinaison bande à bande

Se produit quand un électron arrive de la bande conduction dans l'état vide de la bande de valence associée au trou. Cette transition de bande à bande est en général une transition radiative dans les semi-conducteurs à gap direct. En d'autre terme, c'est l'annihilation d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence, ce processus est expliqué par l'attraction de la charge négative de l'électron et de la charge positive du trou qui conduit ces porteurs à l'annulation. L'énergie libérée pendant le processus produit un photon et émet de la lumière [24,25].

II-6-1-2 La recombinaison par pièges

Se produit quand un électron arrive dans un état d'énergie permis, qu'on appelle « piège ». La force responsable de ce mécanisme se situe dans la bande interdite. Elle est provoquée par la présence d'un atome étranger ou un défaut structural, tel que les macles ou les dislocations. Une fois le piège rempli, il ne peut pas accepter un autre électron, puis l'électron occupant cet état d'énergie de piège va encore faire un deuxième saut vers un état vide dans la bande de valence. On peut envisager ce processus comme une transition en deux étapes d'un électron de la bande conduction à la bande de valence ou comme étapes d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence ou comme disparition de l'électron et du trou qui ne rencontre dans ce piège. Ceci s'appelle la recombinaison indirecte. Dans cette recombinaison non radiative, l'énergie dégagée est transmise à un ou plusieurs phonons. Souvent, elle libère l'énergie thermique ou produit des vibrations du réseau [23, 24, 25,26].

II-6-1-3 La recombinaison Auger

Est un processus dans lequel un électron et un trou se recombinaison dans une transition de bande à bande, mais l'énergie résultante est transmise à un électron ou à un trou différent. La participation d'une troisième particule affecte le taux de

recombinaison de sorte que nous devrions traiter la recombinaison Auger différemment de la recombinaison bande à bande.

Généralement la recombinaison provient de la qualité de matériau, des micros défauts, les impuretés métalliques, de la taille de grain et la densité de dislocation.

Souvent, dans les cellules solaires épaisses, on néglige la vitesse de recombinaison en surface, en revanche, cette recombinaison a un effet important pour les cellules actuelles, pour une couche mince ou bien une couche ultra mince, autrement dit, les effets en volume dans les couches minces deviennent moins importants que ceux en surface.

La recombinaison en surface et en interface du semi-conducteur peut avoir un impact significatif sur le comportement des dispositifs. Ceci est dû au fait que les surfaces et les interfaces contiennent un grand nombre de centres de recombinaison en raison de la non périodicité du cristal à ces endroits. Cette interface comprend un grand nombre de pièges liés aux contraintes de fabrication de dispositif [3].

II-6-2 La génération [23,25]

La génération peut être considérée comme le mécanisme inverse de la recombinaison. La génération des porteurs est un processus pour reconstituer l'équilibre d'un semi-conducteur qui a été perturbé. La génération se produit quand il y a un déficit de la concentration en porteur comparée à la concentration d'équilibre.

Des porteurs doivent être créés dans le semi-conducteur pour atteindre cet équilibre.

Lorsqu'on expose l'une des faces de la cellule solaire sous un flux solaire, on constate immédiatement un phénomène intéressant au niveau de cette structure, la radiation lumineuse peut ainsi atteindre le cristal semi-conducteur, et en particulier la jonction. Cette radiation est capable de générer une paire électron-trou.

On peut faire une analogie entre les deux processus génération et recombinaison, autrement dit, les trois mécanismes de la recombinaison peuvent être inversés pour créer des porteurs. Il s'agit de la génération bande à bande, intrinsèque, de la

génération extrinsèque par l'intermédiaire du niveau de dopage ou bien le piégeage, et la génération Auger.

La génération bande à bande peut se produire quand un électron est sorti directement dans la bande de conduction. Ceci peut se produire par l'absorption de la lumière, photo-génération. Des centres d'impuretés peuvent être utilisés pour la génération, l'électron n'aurait pas besoin autant d'énergie pour atteindre la bande de conduction comme le cas de la génération bande à bande. La génération Auger se produit souvent quand un champ électrique est appliqué.

II-7 Différents matériaux solaires

Plusieurs matériaux solaires ont été exploités dans la conversion photovoltaïque à cause de leurs propriétés Optoélectroniques. L'évolution de la technologie des semi-conducteurs a permis de synthétiser de nouveaux matériaux tels que les semi-conducteurs binaires, ternaires et quaternaires. Ces composés ayant des avantages différents [27].

Certes, la première cellule utilisée dans le solaire était à base de silicium. La technologie de ce matériau a évolué rapidement et le silicium peut se trouver sous trois formes : mono cristallin, poly cristallin et amorphe. La fabrication du silicium mono cristallin est très coûteuse [25]. Les meilleures performances de cellules peuvent atteindre un rendement de 15% dans l'industrie et un rendement de 20% en laboratoire.

Les matériaux solaires composés d'un seul élément sont peu nombreux tel que le silicium (Si) et le Germanium (Ge). Les composés binaires sont plus nombreux tels que le GaAs, GaSb, CdTe et JnP. Actuellement, nous trouvons les composés ternaires dans le photovoltaïque, à titre d'exemple, AlGaAs, InGaP. La technologie des matériaux solaires ne s'est pas arrêtée aux composés ternaires, nous trouvons maintenant des composés constitués de quatre éléments, ce sont les composés quaternaires tels que InGaAsP.

Le spectre solaire est très large, les cellules solaires à un seul matériau ne peuvent pas l'exploiter convenablement. Les tandems solaires tels que AlGaAs/Si, GaAs/Ge, CdS/CdTe, InGaP/GaAs et le GaAs/GaSb, permettent une amélioration [28].

Les différents matériaux sont fabriqués par plusieurs méthodes telles que MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor-Phase Deposition), MBE (Molecular Beam Epitaxy), HMBE (Hydrogen-assisted Molecular Beam), la méthode SPRAY, ainsi que les deux méthodes de fabrication du silicium (wafer), Czochralski (CZ) et zone flottante (FZ). La fabrication des matériaux solaires est suivie par un traitement thermique. L'évolution de la technologie du solaire a amélioré la qualité optoélectronique de ces matériaux, notamment du silicium poly-cristallin, sa qualité approche de plus en plus à celle du silicium monocristallin. Notons que la qualité des matériaux solaire est liée fortement aux conditions de fabrication.

II-8 Nouvelles structures photovoltaïques

Les dispositifs photovoltaïques récents tendent à convertir convenablement le maximum de l'énergie lumineuse en électricité et réduire efficacement les pertes électriques et optiques, et optimiser les propriétés des surfaces. Les structures photovoltaïques liées aux exigences technologiques et industrielles, doivent se rapprocher d'une cellule idéale et minimiser les pertes dans les contacts ohmiques, de la réflexion et la recombinaison (amélioration de la qualité cristalline). Dans cette optique, la technologie photovoltaïque a vu plusieurs variantes au niveau des structures solaires ces dernières années grâce aux méthodes d'élaboration et aux techniques de dépôt et du traitement thermique.

II-8-1 Cellule photovoltaïque conventionnelle

La structure photovoltaïque conventionnelle est représentée dans la figure (II-7). L'exposition de cette configuration au rayonnement solaire va débiter un courant à la charge.

Nous constatons dans la figure (II-7) que la cellule solaire se compose de plusieurs couches telles que les deux zones actives (n et P), une jonction intercalant ces deux régions, d'autres couches à remplir successivement sont aussi nécessaires dans la structure photovoltaïque d'une cellule solaire. Cette structure a besoin de plusieurs améliorations afin de la rendre plus efficace et rentable, dans cette optique nous envisageons ultérieurement quelques structures technologiques.

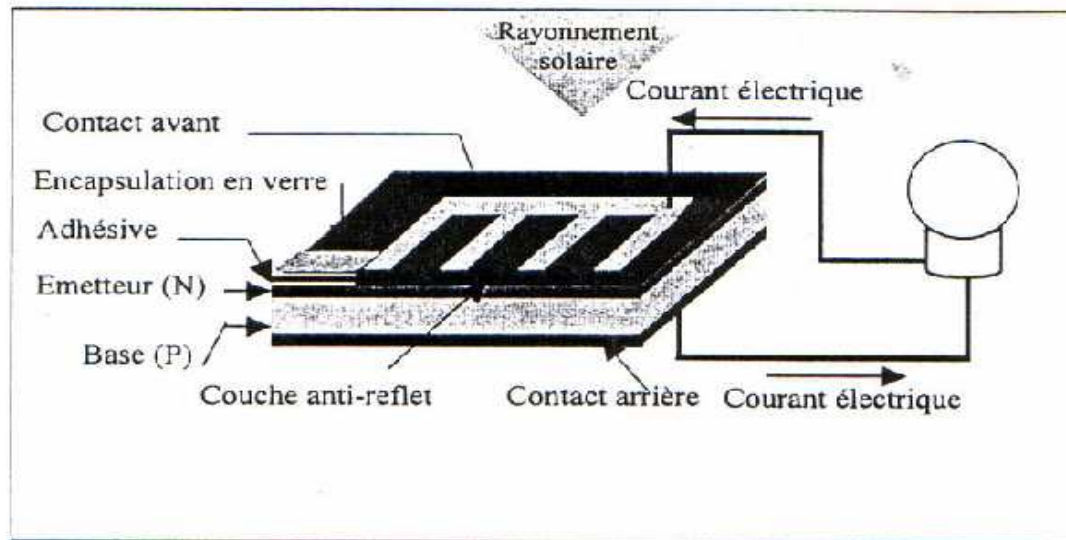


Figure II-7 Structure d'une cellule photovoltaïque conventionnelle [25].

II-8-2 Cellule à BSF [22]

L'interface joue un rôle très important dans la détermination des propriétés optoélectroniques des cellules solaires, parmi ces interfaces le contact face arrière, est un contact ohmique ayant une grande vitesse de recombinaison.

Afin de collecter les paires électron-trou créées par les radiations des grandes longueurs d'onde du spectre solaire, la configuration à champ arrière « BSF » « Back Surface Field ». (Figure II-8) a été proposée. Ce champ améliore les caractéristiques électriques de la cellule solaire, en particulier, la tension en circuit ouvert V_{co} par réduction du courant d'obscurité I_{obs} . En effet, les porteurs devenus minoritaires après leur injection dans la zone arrière diffèrent en s'éloignant de la zone de déplétion, le champ électrique arrière « BSF » les repousse vers la jonction.

Dans une cellule solaire « BSF » au silicium, la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires en excès dans les régions de base sont augmentées.

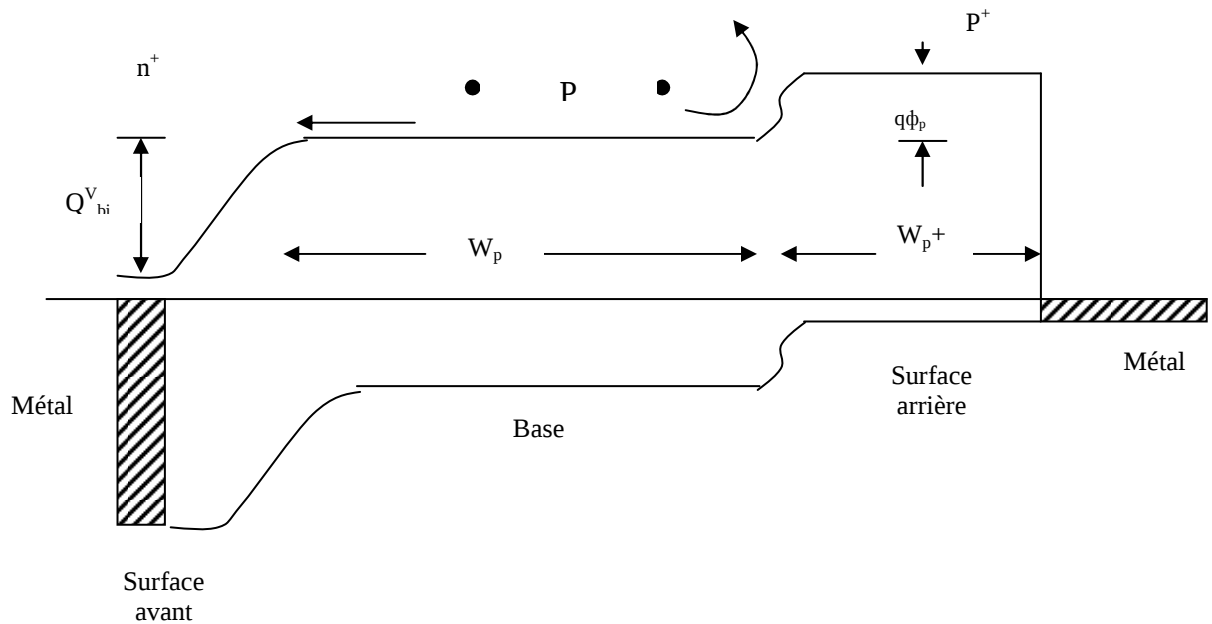


Figure II-8 Diagramme énergétique d'une cellule solaire à couche BSF [22]

II-8-3 Cellule noire (Non reflecting cell) [25]

La cellule noire a une surface très améliorée optiquement, elle absorbe presque toute la lumière (non reflecting), pour cela elle semble noire, la figure (II-9) illustre cette structure.

II-8-4 Structure PERL

La nouvelle structure PERL a pour but de minimiser au maximum les pertes résistives afin d'optimiser les performances électriques des piles solaires. Les pertes résistives dans les cellules ont limité le rendement d'atteindre ces valeurs optimales. Les pertes résistives de la structure PERL ont pu être réduites à 50%, ce qui permet aux photopiles d'atteindre des performances de l'ordre de 24% pour le silicium, la figure (II-10).

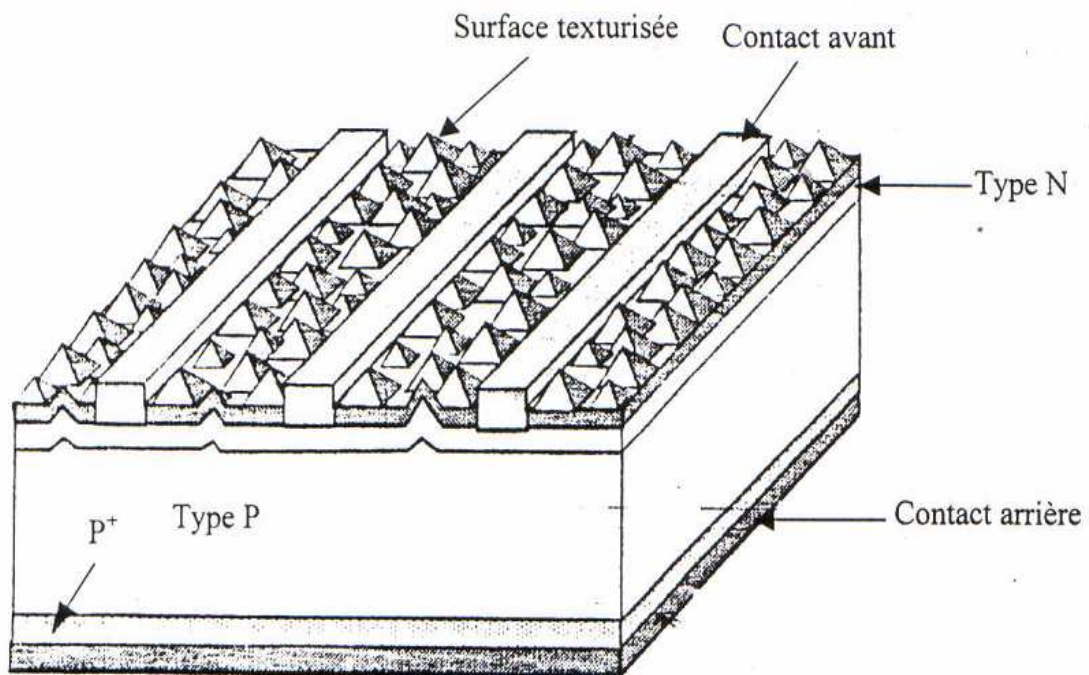


Figure II-9 Cellule noire (nonreflecting cell).

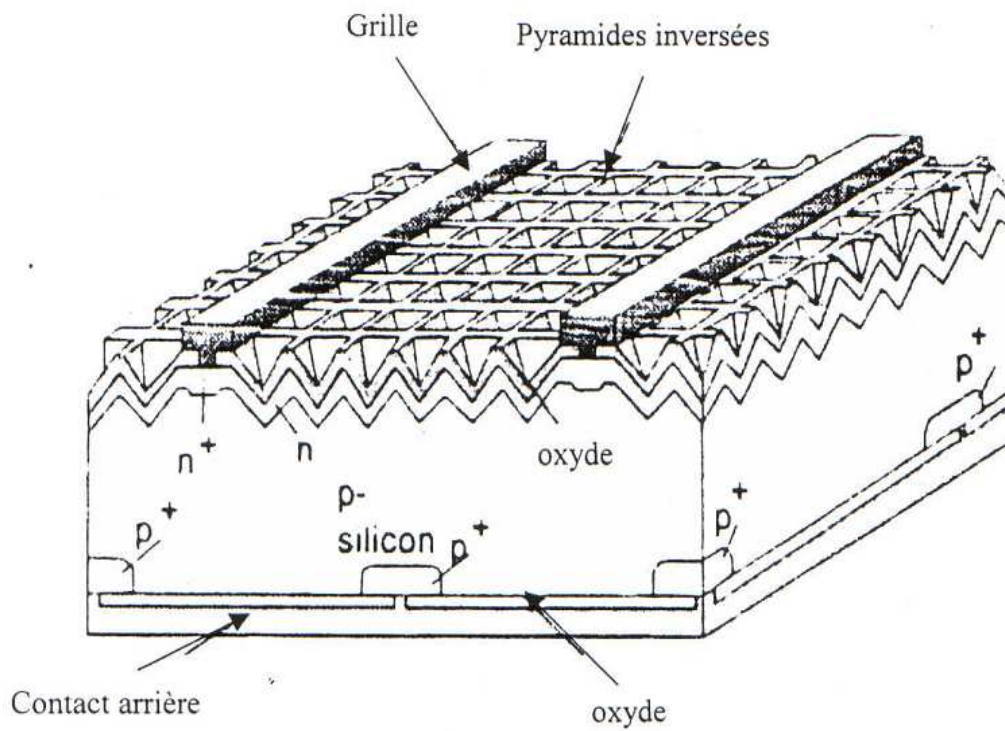


Figure II-10 Structure photovoltaïque PERC.

II-8-5 Photopiles en films minces [20]

La faible consommation de matière, l'élaboration directe du matériau par les techniques de dépôt usuelles sur un matériaux support de faible coût comme le verre, l'acier, céramique, silicium métallurgique ou un polymère sans avoir besoin d'autres étapes de mise en forme coûteuse comme le sciage, font de la technologie en couche mince une solution particulièrement attractive pour les cellules photovoltaïques.

Pour avoir une cellule couche mince, il faut de préférence utiliser des semi-conducteurs ayant une bande électronique interdite directe et de valeur adaptée au spectre solaire de l'ordre de 1.5 [ev]. Si l'épaisseur de la couche semi-conductrice est plus grande que l'inverse du coefficient d'absorption, la plupart de la lumière incidente sera absorbée. Si la longueur de diffusion est plus grande que l'épaisseur du film, la plupart des porteurs photo générés seront rassemblés.

De très nombreux efforts de recherche ont donc été entrepris sur un assez grand nombre de matériaux, depuis une quarantaine d'années, afin d'arriver à des cellules photovoltaïques en couche mince possédant à la fois, un bon rendement de conversion et un faible coût.

Historiquement deux matériaux ont été particulièrement étudiés et ont fait l'objet d'une industrialisation : le silicium amorphe et le tellure de cadmium (CdTe), tous deux déposés sur verre. Le rendement maximum de ce type de cellules pour des tailles significatives, reste malheureusement limité. Ceci tient à la difficulté d'obtenir ce type de matériaux avec une faible densité de défauts et, par là, de bonnes propriétés électroniques.

Le silicium amorphe souffre de plus d'un effet de vieillissement lié à l'instabilité de l'hydrogène dans sa structure due aux effets de surface et aux réactions chimiques avec le milieu extérieur (H_2O , CO_2 ,...).

Pour le (CdTe), la présence du cadmium qui est un métal lourd de toxicité comparable à celle du mercure rend le (CdTe) relativement inapproprié à une application grand public.

Récemment, des avancées remarquables ont été obtenues sur un autre type de matériaux, les chalcopyrites, avec comme référence le diséléniure de cuivre et d'indium (CuInSe_2) ou (CIS). Cette filière est devenue donc rapidement la filière couche mince de référence.

Le champ de recherche sur ces matériaux couches minces reste relativement ouvert. Toute la gamme des matériaux possibles n'a pas été étudiée en détail. De nombreux efforts sont encore nécessaires pour obtenir une mise en œuvre assurant à la fois le coût minimum et le rendement maximum.

II-8-7 Cellule solaire de type Schottky [20]

Le dépôt d'un métal convenablement choisi en couche mince sur le silicium conduit à des cellules de type Schottky. Le diagramme énergétique de ce type de cellules sous illumination est montré sur la figure suivante :

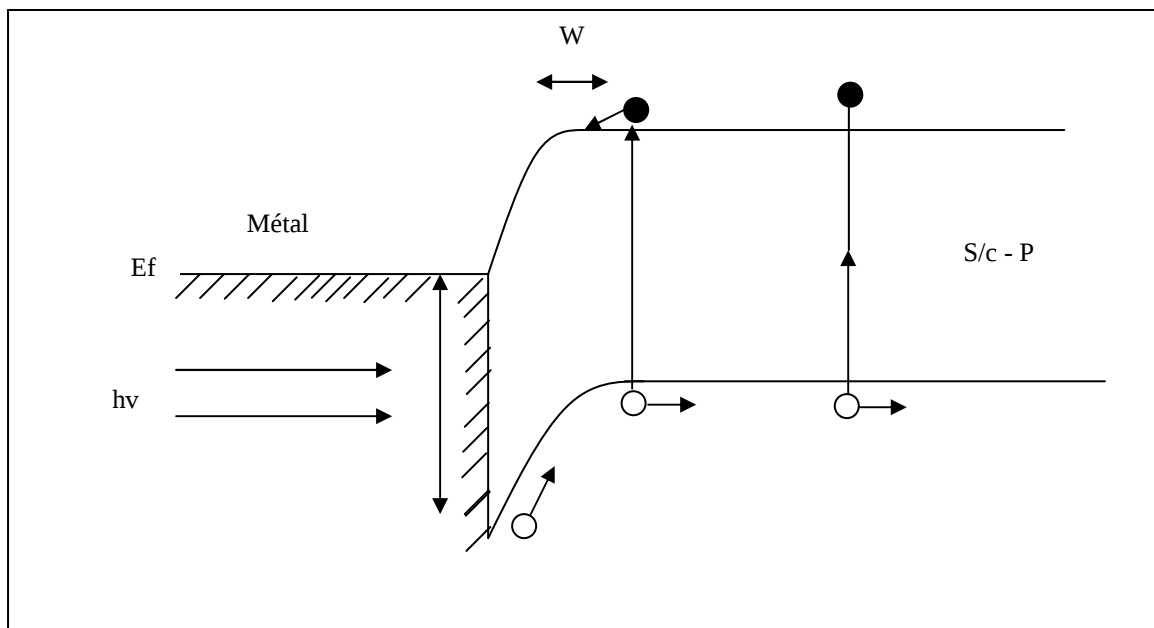


Figure II-11 Cellule solaire de type Schottky.

La couche métallique doit être très mince pour permettre à la lumière de semi-conducteur. Le photo-courant résultant a trois composantes. En effet, la lumière d'énergie « $h\nu > \phi_B$ » peut être absorbée dans le métal et excite des trous au-dessus de la barrière dans le semi-conducteur. Les rayonnements de courtes longueurs d'onde sont absorbés dans la région de déplétion dans le semi-conducteur et ceux de longues longueurs d'onde sont absorbés dans la région neutre, créant des paires électron-trou comme dans la jonction « P-N ».

Les avantages de la jonction Schottky sont :

- 1- Traitement à basses températures (aucune diffusion à haute température n'est exigée).
- 2- Adaptation au silicium poly cristallin et aux piles solaires en couches minces.
- 3- résistance élevée aux radiations due au champ électrique élevé près de la surface.
- 4- Fort courant de charge et bonne réponse spectrale.

II-8-8 Cellule solaire de type structure MIS [20]

Dans ce type de cellule, un film isolant très mince 0,2 [nm] est formé entre le métal et le substrat semi-conducteur. L'isolant est obtenu soit par oxydation superficielle du silicium (thermiquement ou chimiquement par le (NO_3H) , soit par dépôt de (SiO_2) en atmosphère contrôlée. Puisque l'oxyde peut être formé à basses températures et aucun procédé de diffusion n'est impliqué, on s'attend à ce que cette structure fabriquée sur des substrats poly cristallins ou amorphes fournisse une solution rentable pour des applications terrestres.

Un rendement de 18% est obtenu par cette structure dans la condition AM1

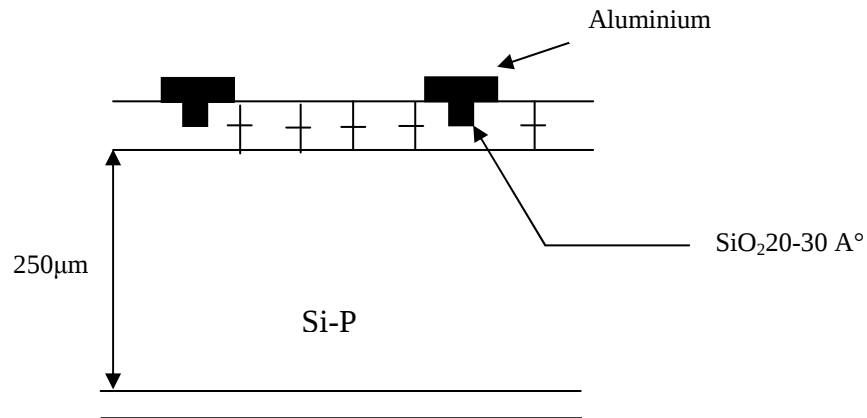


Figure II-11 Cellule solaire de type structure MIS.

II-8-9 Tandem solaire

Les cellules solaires à une seule jonction ne permettent pas d'exploiter convenablement le spectre solaire, le spectre solaire est très large, et comme plusieurs matériaux solaires ayant une faible absorption dans le bleu et dans l'infrarouge ; il faut empiler plusieurs cellules dans l'ordre décroissant du gap. La réponse spectrale dans les tandems s'élargit le long du spectre de l'infrarouge vers le bleu et même le violet. La tension de circuit ouvert V_{co} des tandems solaires atteint des valeurs très optimisées, par exemple le tandem à trois jonctions de InGaP/GaAs/Ge a une tension de 2,1v, il peut exploiter de 300 vers 1900 nm, citons quelques tandems qui offrent des rendements élevés, AlGaAs/GaAs, GaAs/Ge, AlGaAs/Si et InP/InGaAs [27].

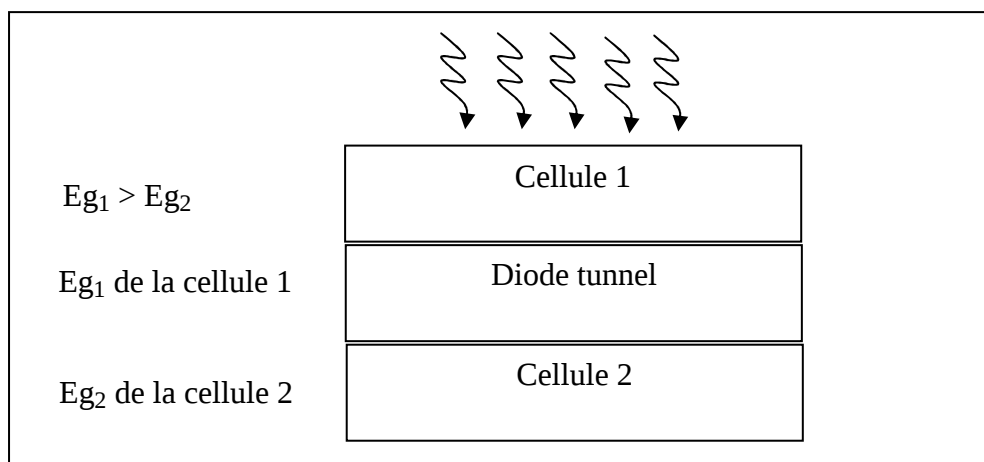


Figure II-12 Tandem solaire à deux jonctions [29].

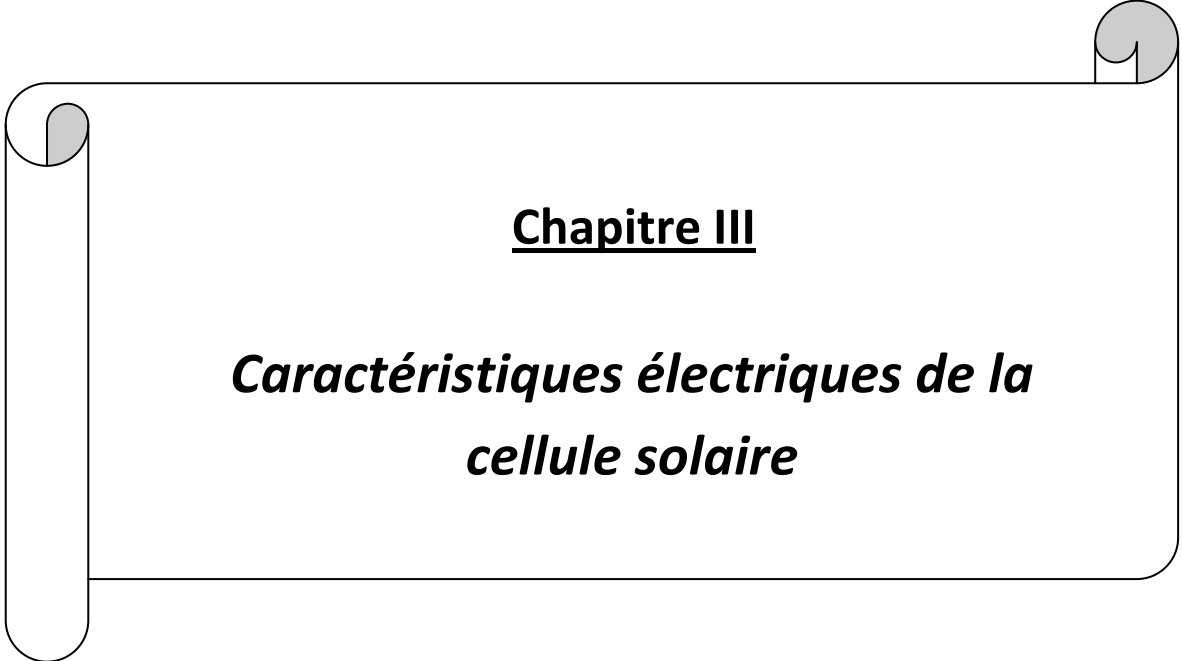
Généralement, les structures tandems sont déposées par MBE, OMVPE et CBE [30].

II-9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelque notion de base relatives au rayonnement solaire, telles que le spectre solaire et les mécanismes de leur interaction avec les matériaux semi-conducteurs comme l'absorption, la génération et la recombinaison des porteurs de charges.

Cette initiation, d'après la littérature, est nécessaire pour bien comprendre le mécanisme de la conversion photovoltaïque.

On a décrit aussi la cellule photovoltaïque, ses différentes structures technologiques, la cellule solaire sous illumination et le phénomène fondamental de la photogénération.

A decorative frame resembling a scroll, with a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top, both with rounded ends and a small circular detail at the top-left and top-right corners.

Chapitre III

Caractéristiques électriques de la cellule solaire

Chapitre III

Caractéristique électrique de la cellule solaire

III-1 Introduction

III-2 Courant d'éclairement pour une lumière monochromatique dans une homojonction

III-2-1 Courant dans la région quasi-neutre N

III-2-2 Courant dans la région quasi-neutre P

III-2-3 Courant dans la région de charge d'espace

III-2-4 Photo-courant total

III-3 Hétérojonctions

III-3-1 Photo-courant

III-4 Réponse spectrale

III-5 Courant d'obscurité

III-5-1 Courant d'injection

III-5-2 Courant de recombinaison dans la zone de déplétion

III-5-3 Courant tunnel

III-5-4 Courant total d'obscurité

III-6 Circuit équivalent

III-7 Le Rendement

III-8 Conclusion

III-1 Introduction :

L'analyse des semi-conducteurs est basée essentiellement sur les équations de continuité, les conditions aux limites et l'équation de Poisson. Nous présenterons les équations de base qui décrivent les différents phénomènes ayant lieu dans une cellule solaire. On analyse aussi les mécanismes de transport de courants dans les différentes régions de la cellule solaire.

Lorsque la cellule solaire exposée au rayonnement solaire, commence à produire de l'énergie, une tension va s'établir à ces bornes dans le sens d'une polarisation directe donnant naissance à un courant d'obscurité dans la jonction. Ce dernier est opposé au courant d'éclairement. La résultante dépend des deux composantes, donc il est important d'avoir un courant d'obscurité le plus faible possible pour obtenir le meilleur rendement.

On a représenté sur la figure III-1 les deux caractéristiques courant-tension d'une cellule solaire : dans l'obscurité en pointillés, et sous illumination en trait plein.

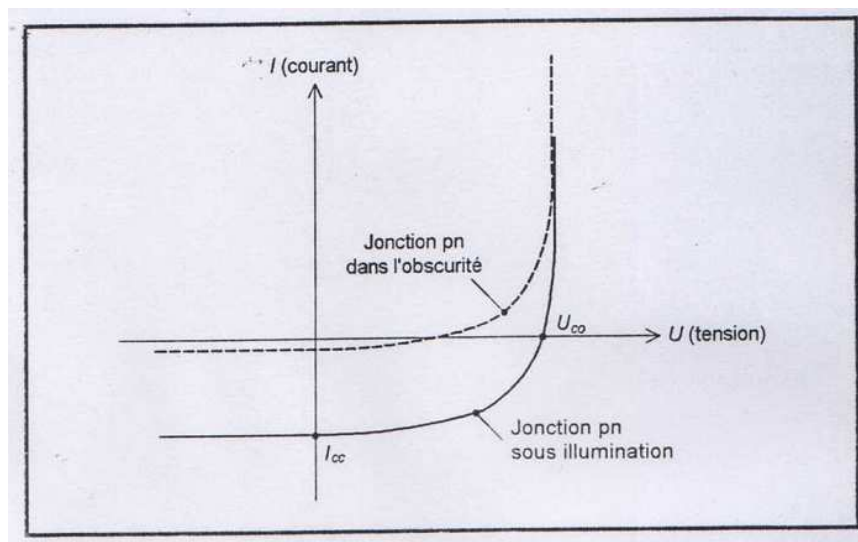


Figure III-1 Caractéristique courant-tension d'une cellule solaire dans l'obscurité et sous illumination

On remarque que la courbe sous illumination est simplement décalée par rapport à la première d'une valeur I_{cc} , qui traduit la génération constante du courant par la

lumière. Cette valeur est appelée courant de court-circuit, puisque c'est le courant que génère la cellule sous lumière à tension nulle. La valeur U_{co} , à l'inverse, est la tension de circuit ouvert. Il représente en fait l'égalité du courant de génération par la lumière et du courant de consommation sans lumière.

III-2 Courant d'éclairement pour une lumière monochromatique dans une homojonction

Lorsqu'une lumière monochromatique de longueur d'onde λ arrive sur la surface d'un matériau semi-conducteur des porteurs seront créés sous l'effet des photons et devenus libres contribuent au photo-courant. Le taux de génération des paires électron-trou $G(x, \lambda)$ à une distance x de la surface est donné par la relation (III-1) :

$$G(x, \lambda) = \alpha(\lambda) F(\lambda) [1 - R(\lambda)] \exp(-\alpha(\lambda) x) \quad (III-1)$$

À partir des équations de continuité, en écrit, pour les trous dans le semi-conducteur de type N :

$$(1/q)(dJ_p/dx) - G_p + (p_n - p_{n0})/\tau_p = 0 \quad (III-2)$$

Dans le cas d'un matériau de type P, les minoritaires sont des électrons, l'équation de continuité s'écrit :

$$(1/q)(dJ_n/dx) + G_n - (n_p - n_{p0})/\tau_n = 0 \quad (III-3)$$

Ou J_p , J_n , G_p , G_n , τ_p , τ_n sont les densités de courants, le taux de génération et durées de vie des trous et des électrons respectivement; p_n , n_p les densités des porteurs minoritaires générées par la lumière, et n_{p0} , p_{n0} densités des porteurs minoritaires à l'équilibre, q la charge de l'électron.

Les équations de transport nous permettent d'obtenir les densités de courants des trous et des électrons, comme suit :

$$J_p = q\mu_p p_n E - qD_p (dp_n/dx) \quad (III-4)$$

$$J_n = q\mu_n n_p E + qD_n (dn_p/dx) \quad (\text{III-5})$$

E : le champ électrique, les mobilités et les coefficients de diffusion des trous et des électrons sont respectivement : μ_p , μ_n , D_p , D_n .

III-2-1 Courant dans la région quasi-neutre N

Lorsque le dopage est uniforme dans les régions neutres, le champ électronique devient nul le long de ces régions (hors la zone de charge d'espace).

Dans le cas d'une cellule N/P, ou l'émetteur est de type N, et la base de type P, la combinaison des équations (III-1)-(III-2) et (III-4) permet de donner l'expression qui traduit les phénomènes de la région d'émetteur :

$$D_p \frac{d^2(p_n - p_{n0})}{dx^2} + \alpha F(1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (\text{III-6})$$

La solution générale de cette équation est :

$$p_n - p_{n0} = A \cosh(x/L_p) + B \sinh(x/L_p) - \frac{\alpha F(1-R)\tau_p}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)} \exp(-\alpha x) \quad (\text{III-7})$$

ou L_p est la longueur de diffusion des trous, $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$. Avec les conditions aux limites, on peut trouver les deux constantes A, B.

- A la surface, une recombinaison se produit avec une vitesse S_p :

$$D_p \frac{d(p_n - p_{n0})}{dx} = S_p (p_n - p_{n0}), \text{ à } (x = 0) \quad (\text{III-8})$$

- A la limite de la jonction, la densité des porteurs en excès est réduite à zéro par le champ électronique dans la zone de déplétion :

$$p_n - p_{n0} = 0, \text{ à } (x = x_j). \quad (\text{III-9})$$

x_j profondeur de jonction.

A partir de ces conditions aux limites, nous obtenons les expressions de A et B, puis nous les remplaçons dans l'équation (III-7) :

$$p_n - p_{n0} = [\alpha F(1 - R)\tau_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)] \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) \sinh\left(\frac{x_j - x}{L_p}\right) + \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\frac{x}{L_p} + \cosh\frac{x}{L_p} \right)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\frac{x_j}{L_p} + \cosh\frac{x_j}{L_p}} - \exp(-\alpha x) \right] \quad (\text{III-10})$$

et la densité du photo-courant des trous à la zone de déplétion est :

$$J_p = -qD_p \left(\frac{dp_n}{dx} \right)_{x_j} = [q F(1 - R)\alpha L_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)] \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) - \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh\frac{x_j}{L_p} + \sinh\frac{x_j}{L_p} \right)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\frac{x_j}{L_p} + \cosh\frac{x_j}{L_p}} - \alpha L_p \exp(-\alpha x_j) \right] \quad (\text{III-11})$$

Ceci, est la contribution de l'émetteur au photo-courant total, ce photo-courant est collecté de la région d'émetteur à une longueur d'onde donnée, Nous supposons que la durée de vie, la mobilité, et le dopage sont uniformes.

III-2-2 Courant dans la région quasi-neutre P

Pour trouver le photo-courant des électrons générés dans la base, les équations (III-1)-(III-3) et (III-5) sont nécessaires avec les conditions aux limites suivantes:

De même que la région de l'émetteur, au bord de la zone de déplétion, la densité des porteurs minoritaires en excès est nulle :

$$n_p - n_{p0} = 0 \quad (x=x_j+w) \quad (\text{III-12})$$

à la surface arrière de la cellule une recombinaison en surface prend place S_n , notons que la vitesse de recombinaison au contact arrière est très élevée.

$$S_n (n_p - n_{p0}) = -D_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} \quad (x=H) \quad (\text{III-13})$$

Où w l'épaisseur de la zone d'appauvrissement, H l'épaisseur totale de la cellule. En exploitant ces conditions aux limites, et avec l'utilisation d'une expression des électrons similaire à celle des trous (III-6), on déduit alors la distribution des électrons dans la région de base :

$$\begin{aligned} n_p - n_{p0} = & [\alpha F(1-R)\tau_n/(\alpha^2 L_n^2 - 1)] \exp[-\alpha(x_j + w)] \\ & \times \left[\cosh\left(\frac{x - x_j - w}{L_n}\right) - \exp[-\alpha(x_j + w)] \right. \\ & \left. - \frac{\left(\frac{S_n L_n}{D_n}\right) \left[\cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{\frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \times \sinh\left(\frac{x - x_j - w}{L_n}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III-14})$$

La densité du photo-courant issue de la base due aux électrons collectés à la limite de la jonction est :

$$\begin{aligned} J_n = & \frac{qF(1-R)\alpha L_n}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \exp[-\alpha(x_j + w)] \\ & \times \left[\alpha L_n - \frac{\left(\frac{S_n L_n}{D_n}\right) \left[\cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{\frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-15})$$

Où $H' = H - (x_j + w)$. Nous rappelons que la durée de vie, la mobilité et le dopage sont uniformes.

III-2-3 Courant dans la région de charge d'espace

La génération dans la zone de charge d'espace représente le siège principal du courant. Le champ électrique dans cette zone est assez élevé, les porteurs créés sont accélérés en dehors de cette zone avant de se recombiner. La densité du courant produite dans cette zone est égale au nombre de photons absorbés :

$$J_{dr} = qF(1 - R) \exp(-\alpha X_j) [1 - \exp(-\alpha w)] \quad (\text{III-16})$$

III-2-4 Photo-courant total

La somme des trois composants calculés ci-dessus permet d'obtenir la densité totale du courant d'éclairement en court-circuit, en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident, donc :

$$J(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda) \quad (\text{III-17})$$

III-3 Hétérojonctions

La mise en contact de deux matériaux semi-conducteurs différents forme une hétérojonction.

La figure (III-2) illustre les bandes énergétiques de cette structure.

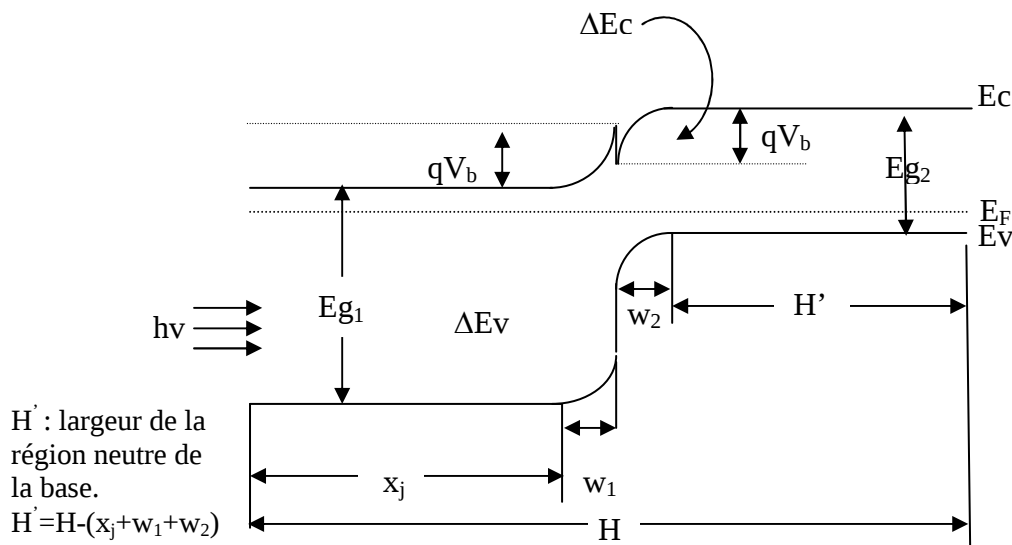


Figure III-2 Diagramme des bandes d'énergie d'une hétérojonction N/P à l'équilibre thermodynamique [20].

Lors de la mise en contact de deux semi-conducteurs, les porteurs vont diffuser d'une région à l'autre de la même façon que pour une homojonction. A l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi est unique le long de toute la cellule, une région de déplétion se forme. Les écarts d'énergie des bords des bandes, dans ces deux semi-conducteurs engendrent des discontinuités ΔE_c pour la bande de conduction et ΔE_v pour la bande de valence.

Les photons ayant une énergie inférieure à E_{g1} , et supérieur à l'énergie E_{g2} , traversent le premier semi-conducteur ayant E_{g1} , et sont absorbés par le second semi-conducteur, dans ce cas le premier semi-conducteur joue le rôle d'une fenêtre. La lumière avec une énergie supérieure à E_{g1} est absorbée par le semi-conducteur du haut.

Les hétérojonctions ont des performances meilleures que des homojonctions :

- Amélioration de la réponse spectrale et l'exploitation du maximum du spectre solaire.
- Amélioration de l'absorption des photons.

- Minimisation de la résistance série.

III-3-1 Photo-courant :

La contribution de la région de base au photo-courant est plus importante que celle des autres régions. Pour une hétérojonction N/P avec la région de base neutre, le courant est exprimé par la relation (III-18) :

$$J_n = \frac{qF(\lambda) \exp[-\alpha_1(x_j + w_1)] \exp(-\alpha_2 w_2) \alpha_2 L_{n2} (1 - R)}{(\alpha_2^2 L_{n2}^2 - 1)} \times \left[\alpha_2 L_{n2} - \frac{\left(\frac{S_n L_{n2}}{D_{n2}} \right) \left(\cosh\left(\frac{H'}{L_{n2}}\right) - \exp(-\alpha H') \right) + \sinh\left(\frac{H'}{L_{n2}}\right) + \alpha_2 L_{n2} \exp(-\alpha H')}{\frac{S_n L_{n2}}{D_{n2}} \sinh\left(\frac{H'}{L_{n2}}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_{n2}}\right)} \right] \quad (\text{III-18})$$

Le courant de la région d'émetteur est :

$$J_p = \frac{qF(\lambda) \alpha_1 L_{p1} (1 - R)}{(\alpha_1^2 L_{p1}^2 - 1)} \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_{p1}}{D_{p1}} + \alpha_1 L_{p1} \right) \exp(-\alpha_1 x_j) \left(\frac{S_p L_{p1}}{D_{p1}} \cosh\frac{x_j}{L_{p1}} + \sinh\frac{x_j}{L_{p1}} \right)}{\frac{S_p L_{p1}}{D_{p1}} \sinh\frac{x_j}{L_{p1}} + \cosh\frac{x_j}{L_{p1}}} - \alpha_1 L_{p1} \exp(-\alpha_1 x_j) \right] \quad (\text{III-19})$$

α_1 et α_2 : coefficients d'absorption des deux matériaux, w_1 et w_2 : largeurs des zones de déplétions, H' : largeur de la région de base, S_n : vitesse de recombinaison de la surface arrière, S_p : vitesse de recombinaison de la surface du matériau 1, $F(\lambda)$: intensité de la lumière monochromatique incidente.

Les photo-courants des régions de charges d'espace sont donnés par :

$$J_{w1}(\lambda) = qF(1 - R)\exp(-\alpha_1 x_j)[1 - \exp(-\alpha_1 w_1)] \quad (\text{III-20})$$

$$J_{w2}(\lambda) = qF(1 - R)\exp[-\alpha_1(x_j + w_1)][1 - \exp(-\alpha_2 w_2)] \quad (\text{III-21})$$

La réflexion aux niveaux des interfaces est négligée dans l'équation (III-21) [1]

Les expressions ci-dessus ont été obtenues avec les hypothèses suivantes :

- Les discontinuités ΔE_c et ΔE_v sont faibles.
- Les minoritaires dans le matériau du bas ne seront pas freinés au cours de leur mouvement à travers la jonction.
- Ecart très faible entre les paramètres de mailles des deux semi-conducteur, de telle sorte que la recombinaison à l'interface devient négligeable.

La longueur d'onde de coupure est donnée par le gap du deuxième matériau E_{g2} . La réponse spectrale aux courtes longueurs d'onde dépend de E_g et de l'épaisseur du semi-conducteur du haut.

Pour une homojonction, la hauteur de barrière (due à la courbure des bandes) est donnée par :

$$V_d = E_g - (E_c - E_f) - (E_f - E_v) \quad (\text{III-22})$$

Le cas d'une hétérojonction est donnée par :

$$V_d = E_{g2} + \Delta E_c - (E_c - E_f) - (E_f - E_v) \quad \text{Pour une cellule N/P} \quad (\text{III-23})$$

$$V_d = E_{g2} + \Delta E_v - (E_c - E_f) - (E_f - E_v) \quad \text{Pour une cellule P/N} \quad (\text{III-24})$$

E_{g2} : "gap" du deuxième matériau, et les discontinuités $\Delta E_c = X_2 - X_1$,

$$\Delta E_v = (E_{g1} - E_{g2}) - \Delta E_c .$$

III-4 Réponse spectrale

La sensibilité des cellules solaires à la lumière traduite par la réponse spectrale, chaque longueur d'onde génère un photo-courant correspond au nombre des photons incidents ayant la même énergie sur la surface. La réponse spectrale est le rapport entre la densité de courant collecté et la densité des photons incidente, pour chaque longueur d'onde du rayonnement lumineux [22, 25,29]. La réponse spectrale dépend beaucoup plus des propriétés optiques des matériaux solaires que de la distribution spectrale de la lumière reçue, son optimisation exige une amélioration au niveau de la surface avant et même arrière. Les deux formes de la réponse spectrale (IQE, EQE) sont fortement liées à la recombinaison en surface et en volume, à la longueur de diffusion des porteurs et à l'épaisseur de la région concernée. Cette dépendance est étudiée par M.D.Archer et al [25]. Ils regroupent ces paramètres en trois rapports :

- Rapport entre l'épaisseur de la région concernée et la longueur de diffusion.
- Rapport entre la vitesse de recombinaison et la longueur de diffusion par le coefficient de diffusion.
- Produit du coefficient d'absorption par la longueur de diffusion.

Supposons que le flux des photons incidents est $F(\lambda)$, une portion de ce flux se réfléchit, $R(\lambda)$ coefficient de réflexion pour la longueur d'onde λ et la partie $F(\lambda)[1-R(\lambda)]$ pénètre dans le matériau (figure III-3) [25,29]

La réponse spectrale interne est définie comme le nombre de paires électron-trou collectés sous les conditions de court-circuit relatif au nombre de photons pénétrant dans le matériau

$$SR(\lambda) = \frac{J(\lambda)}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} = \frac{J_p(\lambda)}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} + \frac{J_n(\lambda)}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} + \frac{J_{dr}(\lambda)}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} \quad (\text{III-25})$$

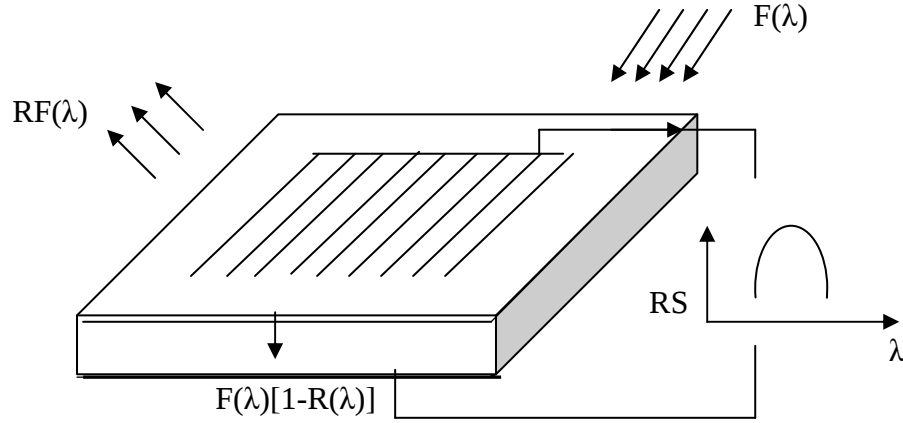


Figure III-3 Réponse spectrale [25,29]

Cependant, la réponse spectrale externe n'est autre que la réponse interne, mais prend en compte la réflexion de la lumière au niveau de la surface avant, c'est-à-dire, le rapport entre le nombre de paires électron-trou collectées par la jonction par unité de temps et de surface et le nombre de photons incidents par unité de temps et de surface [25].

$$SR(\lambda)_{ext} = SR(\lambda)[1-R(\lambda)] = \frac{J(\lambda)}{qF(\lambda)} \quad (\text{III-26})$$

$$SR(\lambda)_{ext} = (1-R-T)SR(\lambda)_{int} \quad (\text{III-27})$$

Où T représente la transmission des photons à travers le matériau solaire.

On introduit aussi la notion de sensibilité spectrale SS (en $A.W^{-1}$), définie comme suit [4] :

$$SS_{int}(\lambda) = \frac{J(\lambda)}{F(\lambda)[1-R(\lambda)].h\nu} \quad (\text{III-28})$$

$$SS_{ext}(\lambda) = \frac{J(\lambda)}{F(\lambda).h\nu} \quad (III-29)$$

La figure III-3 illustre la réponse spectrale d'une cellule Si N/P de résistivité 1 Ohm-cm avec les différentes contributions des régions de la cellule : base, émetteur, et la région de déplétion. La plupart des porteurs générés dans la base issus de longueurs d'onde longues à cause des mauvaises propriétés optiques du silicium. La contribution de la région de déplétion est considérable dans l'intervalle [2.0-2.9] eV pour une cellule de 1 Ohm-cm, mais n'atteint jamais la contribution de l'émetteur même si la résistivité de la base est plus élevée et la jonction plus étroite. Cette contribution diminue pour des résistivités plus faibles et des jonctions plus larges. Dans un matériau solaire à gap indirect, par exemple, le silicium, la contribution majeure au courant total provient de la base.

Les trois régions d'une cellule à base de silicium (gap indirect) contribuent au photo-courant comme suit [25] :

- La base contribue par 85% photo-courant total ($500\text{nm} < \lambda$).
- L'émetteur génère plus de 15% du courant total ($\lambda < 400\text{nm}$).
- La contribution de ZCE est négligeable ($400 < \lambda < 500\text{nm}$).

La probabilité de collecte des porteurs est soumise aux effets de la recombinaison, soit en volume, ou bien en surface, la figure III-4 représente cet effet.

Dans le cas idéal, la réponse spectrale d'un semi-conducteur à gap E_g est une fonction échelon qui est égale à zéro pour $h\nu < E_g$ et à l'unité pour $h\nu \geq E_g$.

Comme la réponse spectrale représente le nombre de porteurs récupérés par photons incident, la densité du photo-courant par unité de bande passante est donnée par [25] :

$$J_{ph} = qF(\lambda).SR(\lambda)_{ext} \quad (III-30)$$

La densité totale sur tout le spectre solaire est obtenue par l'intégration de (III-29)

$$J_{ph} = q \int_0^{\infty} F(\lambda).SR(\lambda)_{ext}.d\lambda \quad (III-30.a)$$

La borne ∞ de l'intégrale se traduit par la longueur d'onde de coupure (E_g), donc :

$$J_{ph} = q \int_0^{\lambda_m} F(\lambda).SR(\lambda)_{ext}.d\lambda \quad (III-30.b)$$

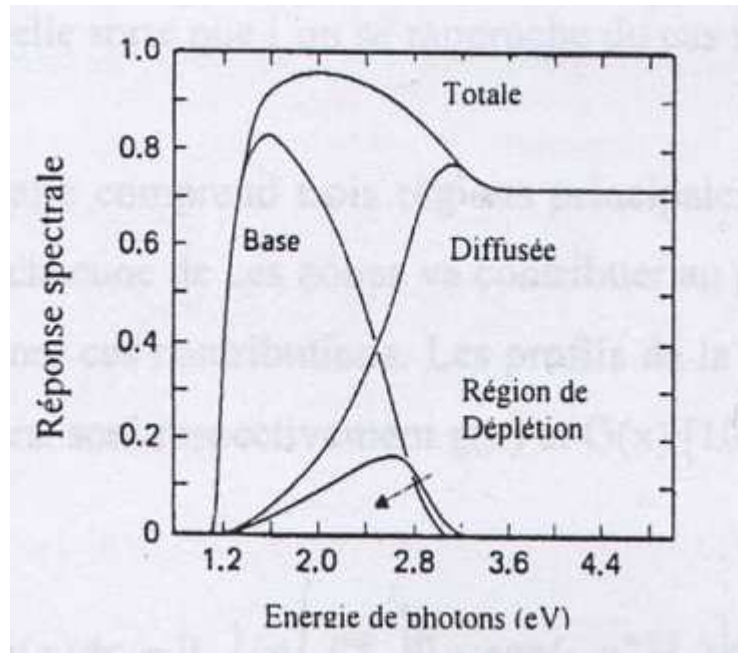


Figure III-4 Réponse spectrale interne d'une cellule Si N/P [20]

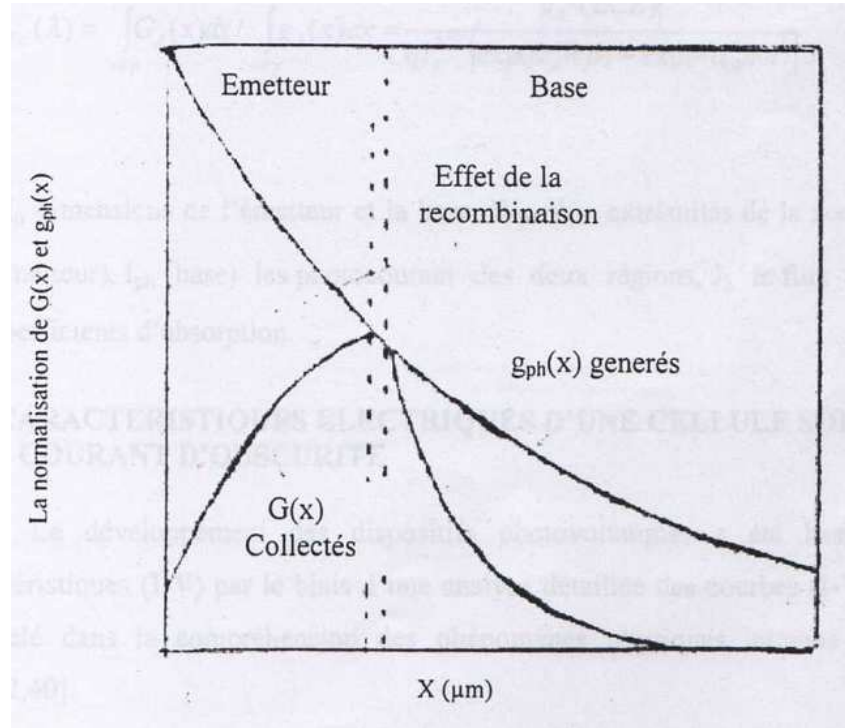


Figure III-5 Probabilité de collecte des photo-porteurs [20, 22, 25]

Pour obtenir un photo-courant maximal. Il faut optimiser la réponse spectrale $RS(\lambda)_{\text{ext}}$ dans la gamme $0 < \lambda < \lambda_m$ de telle sorte que l'on se rapproche du cas idéal [22,25].

Une cellule solaire comprend trois régions principales, l'émetteur, la base et la zone de charge d'espace ZCE, chacune de ces zones va contribuer au photo-courant total. Les expressions suivantes vont déterminer ces contributions. Les profils de la photo-génération et de la collection des porteurs minoritaires, sont respectivement $g(x)$ et $G(x)$.

$$IQE = \int_{-H_n}^{H_n} G(x) dx / \int_{-H_p}^{H_n} g(x) dx = |i_{ph}| / q \left\{ j_A^{top} \int_0^{\lambda_g} [1 - \exp(-\alpha_A^n H_n)] d\lambda \right\}. \quad (\text{III-31})$$

$$IQE_{top}(\lambda) = \int_{-H_p}^{-W_p} G_A(x) dx / \int_{-H_p}^{-W_p} g_A(x) dx = \frac{|i_A^{ph}(top)|}{q j_A^{top} [1 - \exp(-\alpha_A^p Q_p)]} \quad (\text{III-32})$$

$$IQE_{base}(\lambda) = \int_{W_n}^{H_n} G_A(x) dx / \int_{W_n}^{H_n} g_A(x) dx = \frac{|i_A^{ph}(base)|}{qj_A^{base} [1 - \exp(-\alpha_A^p Q_n)]} \quad (III-33)$$

$$IQE_{ZCE}(\lambda) = \int_{-W_p}^{W_n} G_A(x) dx / \int_{-W_p}^{W_n} g_A(x) dx = \frac{|i_A^{ph}(ZCE)|}{qj_A^{ZCE} [\exp(\alpha_A^p W_p) - \exp(-\alpha_A^n W_n)]} \quad (III-34)$$

H_p, H_n dimensions de l'émetteur et la base, W_p, W_n extrémités de la zone de charge d'espace, I_{ph} (émetteur), I_{ph} (base) les photo-courant des deux régions, J_λ le flux des photons, $\alpha_{n\lambda}, \alpha_{p\lambda}$ les coefficients d'absorption.

III-5 Courant d'obscurité

Le développement des dispositifs photovoltaïques a été basé au départ sur les caractéristiques (I-V) par le biais d'une analyse détaillée des courbes (I-V), celles ci jouent un rôle clé dans la compréhension des phénomènes physiques internes des cellules solaires.

Les caractéristiques courant-tension (I-V) des cellules solaires soit sous éclairement, 'soit en obscurité représente un moyen très important pour déterminer les performances des cellules solaires. Elles déterminent la quantité d'énergie électrique à la quantité d'énergie qui sera perdue en chaleur. La cellule solaire sous illumination se comporte comme une diode polarisée en direct, un courant d'obscurité va s'établir dans le sens inverse du photo-courant. Le courant fourni à la charge sera donc la différence entre le photo-courant et le courant d'obscurité. La minimisation de ce courant est souhaitable pour l'amélioration des performances des cellules.

Le courant d'obscurité est déterminé par la combinaison des effets des mécanismes de transport du courant (injection/diffusion), qui peuvent être présents, et des résistances série et shunt (R_s et R_{sh} respectivement) [25].

Les différents mécanismes de transport des porteurs s'assimilent à ceux caractérisant le courant d'éclairement. Les trois zones de la cellule contribuent au courant d'obscurité. Du fait de la polarisation en direct de la jonction, les porteurs majoritaires ayant des énergies suffisantes peuvent franchir la barrière de potentiel, et diffusent d'une zone à l'autre et se recombinent. Un courant de diffusion existe dans ces deux régions.

La figure III-6 représente les mécanismes principaux de transport du courant.

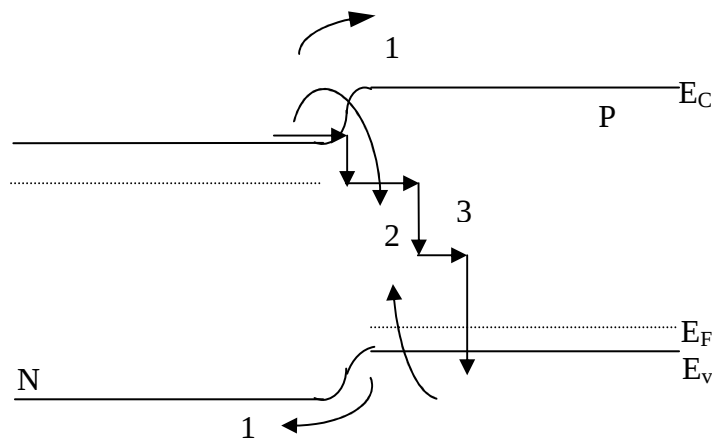


Figure III-6 Mécanisme de transport des trois courants d'une cellule solaire [20,22,25].

- (1) Injection.
- (2) Recombinaison dans la Z.C.E.
- (3) Effet tunnel à travers les états d'énergie créés par les défauts.

III-5-1-1 Courant d'injection

Le transfert des charges à travers la jonction détermine le courant d'injection, ceci est dû au gradient de concentration. Après la diffusion, ces porteurs deviennent minoritaires, leur comportement est gouverné par les équations de continuité :

$$(1/q)(d/dx)J_n - [(n_p - n_{p0})/\tau_n] = 0 \quad \text{Électrons dans la région P} \quad (\text{III-35})$$

$$(1/q)(d/dx)J_p + [(p_n - p_{n0})/\tau_p] = 0 \quad \text{Trous dans la région N} \quad (\text{III-36})$$

et avec les expressions des densités de courant :

$$J_n = q\mu_n n_p E + qD_n (d/dx)n_p \quad (\text{Région P}), \quad (\text{III-37})$$

$$J_p = q\mu_p p_n E - qD_p (d/dx)p_n \quad (\text{Région N}), \quad (\text{III-38})$$

Ou μ , τ , E , D sont respectivement la mobilité, la durée de vie, le champ électrique et le coefficient de diffusion. Ils sont considérés constants pour obtenir des expressions analytiques.

Le courant d'injection est déterminé généralement par les conditions de la base. Les conditions aux limites nécessaires pour résoudre ces équations pour une cellule N/P sont :

$$p_n = p_{n0} \exp(qV_j / kT) \quad (x=x_j), \quad (\text{III-39})$$

$$n_p = n_{p0} \exp(qV_j / kT) \quad (x=x_j+w), \quad (\text{III-40})$$

$$S_p (p_n - p_{n0}) = D_p (d/dx)(p_n - p_{n0}) - \mu_p p_n E_p \quad (x=0), \quad (\text{III-41})$$

$$S_n (n_p - n_{p0}) = -D_n (d/dx)(n_p - n_{p0}) - \mu_n n_p E_n \quad (x=H), \quad (\text{III-42})$$

Les équations (III-39), (III-40) sont les relations de Boltzmann pour les porteurs dans les deux régions quand la tension appliquée à la jonction est V_j

Pour un dopage uniforme, la solution des équations (III-31), (III-38) est :

$$Pn - Pn_0 = A_1 \cosh(x / L_p) + B_1 \sinh(x / L_p) \quad (x \leq x_j) \quad (\text{III-43})$$

$$n_p - n_{p0} = A_2 \cosh[x - (x_j + w)) / L_n] + A_2 \sinh[x - (x_j + w)) / L_n], \quad (x_j + w \leq x \leq H) \quad (\text{III-44})$$

et la densité de courant injecté J^{**} , en utilisant les conditions aux limites (III-39), (III-42) est [22,25] :

$$J_{inj} = J_0 [\exp(qV_j / kT) - 1] \quad (\text{III-45})$$

Avec

$$J_0 = q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_d} \left[\frac{(S_p L_p / D_p) \cosh(x_j / L_p) + \sinh(x_j / L_p)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} \right] + q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_a} \left[\frac{(S_n L_n / D_n) \cosh(H' / L_n) + \sinh(H' / L_n)}{(S_n L_n / D_n) \sinh(H' / L_n) + \cosh(H' / L_n)} \right] \quad (\text{III-46})$$

Ou $H' = H - (x_j + w)$ et S_p la vitesse de recombinaison en surface avant, S_n la vitesse de recombinaison en surface arrière.

III-5-1-2 Courant de recombinaison dans la zone de déplétion

La recombinaison dans la zone de charge d'espace est très faible à cause du champ intense qui règne dans cette région. Cependant la densité de courant $J_{Z.C.E}$ provient de porteurs injectés, les électrons de la région N ; et les trous de la région P, qui se recombinent dans la zone de charge d'espace quand la jonction est polarisée en direct [25]. Cette densité est exprimée dans l'équation (III-47).

$$J_{Z.C.E} = \frac{qn_i w}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{2 \sinh(qV_j / 2kT)}{q(V_d - V_j) / kT} f(b) \quad (III-47)$$

$$f(b) = \int_0^\infty \frac{dx}{x^2 + 2bx + 1} \quad (III-48)$$

$$b = \left[\exp(-qV_j / 2kT) \right] \cos t \left[(E_t - E_i) / kT + (1/2) \ln(\tau_{p0} / \tau_{n0}) \right] \quad (III-49)$$

Le facteur $f(b)$ est une expression complexe, l'équation (III-47) atteint son maximum pour $f(b)=\pi/2$. La densité $J_{Z.C.E}$ aura la forme suivante :

$$J_{Z.C.E} = \frac{\pi q n_i w}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{\sinh(qV_j / 2kT)}{q(V_d - V_j) / kT} \quad (III-50)$$

V_d : tension de diffusion et V_j : tension aux bornes de la jonction, E_i niveau de Fermi intrinsèque.

III-5-1-3 Courant tunnel

Les porteurs ont une probabilité de surmonter la barrière à travers la jonction par le biais des états d'énergies comprises dans la bande interdite. Le mécanisme est purement quantique. La densité du courant tunnel J_{Tun} est déterminée par la relation (III-51) [22, 25,29]. Ce courant existe seulement quand un semi-conducteur est très fortement dopé, notamment dans les jonctions métal semi-conducteur, ou dans certaines hétérojonctions pour une épaisseur de barrière très faible. Notons que les porteurs concernés ont une énergie inférieure à cette barrière.

$$J_{Tun} = K N_t \exp(BV_j) \quad (III-51)$$

K et B sont des constantes liées au dopage, à la masse effective, à la constante de Planck, et à la constante diélectrique, N_t densité d'états de piégeage de l'énergie E_t dans la bande interdite.

$$B = (4/3\hbar)(m^* \varepsilon / N_{d,a})^{1/2} \quad (\text{III-52})$$

III-5-1-4 Courant total d'obscurité

Enfin, la densité de courant total d'obscurité est la somme de ces trois composantes :

$$J_{\text{Obs}} = J_{\text{Inj}} + J_{\text{Z.C.E}} + J_{\text{Tun}} \quad (\text{III-53})$$

III-6 Circuit équivalent

Une cellule solaire réelle peut être schématisée par la figure III-7. Elle comprend plusieurs éléments, le photo-courant est représenté par un générateur de courant I_{ph} opposé au courant d'obscurité de la diode polarisée en direct I_{Obs} , voir figure (III-7).

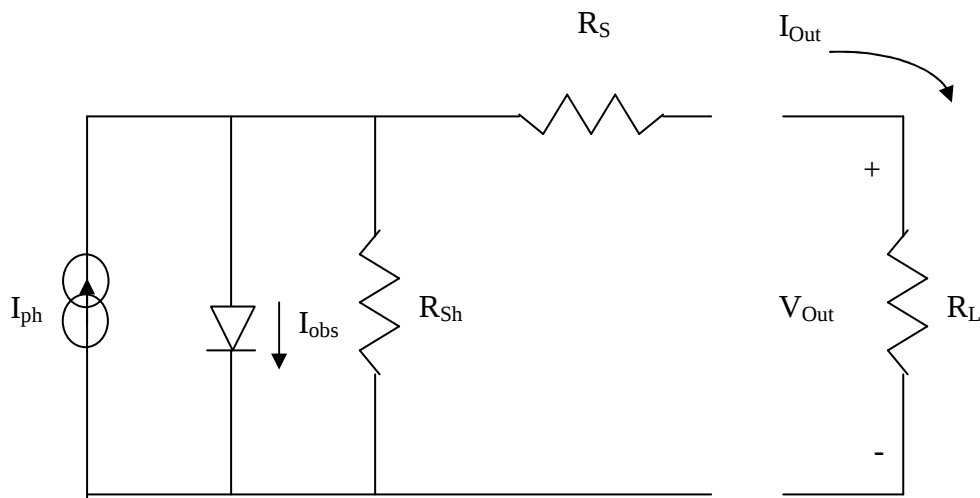


Figure III-7 Schéma équivalent

La résistance shunt R_{Sh} représente le courant de fuite à la surface de la cellule. Les pertes dues à la réalisation du contact ohmique sur la face avant. La résistance série R_{S} résulte des résistances du contact avant et arrière, et des résistances de la base et de l'émetteur.

Le courant d'obscurité I_{Obs} est égal à sa densité multipliée par la surface totale de la cellule A_t . Par contre, le photo-courant est égal à la densité du photo-courant multipliée par la surface active (surface éclairée) A_a .

$$J_{Obs} = J_{Inj} + I_{Z.C.E} + I_{Tun} = J_{obs} \cdot A_t \quad (III-54)$$

$$J_{ph} = J_{ph} \cdot A_a \quad (III-55)$$

Il est clair que : $A_a = A_t - A_0$, A_0 est la surface inactive (occultée).

A partir du schéma équivalent, on peut établir une relation entre le courant de sortie I_{Out} et la tension de sortie V_{Out} en utilisant tous les éléments de la cellule tels que le I_{ph} , I_{obs} , I_{sh} et R_S et en négligeant le courant tunnel de l'équation (III-54). Cette relation est [19] :

$$I_{Out} (1 + (R_S / R_{Sh})) = I_{ph} - (V_{Out} / R_{Sh}) - I_{Obs} \quad (III-56)$$

$$V_j = V_{Out} + I_{Out} \cdot R_S \quad (III-57)$$

Pour obtenir les expressions déterminant les paramètres de sortie de la cellule tels que le rendement, le facteur de forme, le courant de court circuit, la tension de circuit ouvert, nous négligeons l'effet des résistances série et shunt, et le courant d'obscurité peut s'écrire [19,21] :

$$I_{Obs} = I_S [\exp(qV_j / nkT) - 1] \quad (III-58)$$

Où n : facteur d'idéalité.

I_S : courant de saturation.

Le courant délivré par une cellule solaire éclairée à une charge s'exprime par :

$$I_{Out} = I_{ph} + I_S [\exp(qV_{Out} / nkT) - 1] \quad (III-59)$$

Dans le cas de court-circuit, c'est-à-dire, $R_L=0$, le courant en court-circuit est simplement le courant d'éclairement :

$$I_{cc} = I_{ph} \quad (III-60)$$

Les conditions de circuit ouvert où la résistance de charge a une valeur très élevée, le courant va être négligeable. La tension aux bornes de la cellule a une valeur maximale V_{CO} :

$$\begin{aligned} V_{co} &= n(kT/q) \ln((I_{ph}/I_s) + 1) \\ &= n(kT/q) \ln((J_{cc} \cdot A_a/J_s \cdot A_1) + 1) \end{aligned} \quad (III-61)$$

L'utilisation optimale d'une cellule solaire doit être déduite de la caractéristique courant-tension (I-V) afin de déterminer la tension et le courant donnant la puissance électrique maximale. Comme la puissance de sortie P_{Out} est $V_{Out} \times I_{Out}$, la puissance maximale $P_{Out} (max)$ est obtenue en annulant la dérivée de la puissance par rapport à la tension (dP/dV).

$$P_{Out} (max) = I_m \cdot V_m \quad (III-62)$$

Où I_m est le courant de sortie et V_m la tension de sortie au point de puissance maximale ; les expressions qui définissent ces paramètres sont :

$$I_m = (I_{cc} + I_s) \left[\frac{qV_m / nkT}{1 + (qV_m / nkT)} \right] \quad (III-61-a)$$

$$I_m = (I_{cc} \cdot A_a + J_s \cdot A_t) \left[\frac{qV_m / nkT}{1 + (qV_m / nkT)} \right] \quad (III-61-b)$$

Donc

$$\exp(qV_m/nkT) \cdot [1 + qV_m/nkT] = (I_{cc}/I_S) + 1 = \exp(qV_{co}/nkT) \quad (\text{III-62-a})$$

$$= [(J_{cc} \cdot A_a / J_S \cdot A_t) + 1] \quad (\text{III-62-b})$$

Le facteur de forme FF détermine les pertes de la cellule solaire. Toute la surface hors du carré de la courbe (I_m , V_m) est considérée comme une perte. Ce facteur a alors une importance en vue d'obtenir les meilleures performances [19, 22, 25] :

$$FF = \frac{V_m \cdot I_m}{I_{cc} \cdot V_{co}} \quad (\text{III-63})$$

$$= V_m \left[\frac{1 - (I_S / I_{cc}) [\exp(qV_m/nkT) - 1]}{(nkT/q) \ln[(I_{cc}/I_S) + 1]} \right] \quad (\text{III-63-a})$$

$$= V_m \left[\frac{1 - (J_S \cdot A_t / J_{cc} \cdot A_a) [\exp(qV_m/nkT) - 1]}{(nkT/q) \ln[(J_{cc} \cdot A_a / J_S \cdot A_a) + 1]} \right] \quad (\text{III-63-b})$$

$$= \frac{V_m}{V_{co}} \left[1 - \frac{[\exp(qV_m/nkT) - 1]}{[\exp(qV_{co}/nkT) - 1]} \right] \quad (\text{III-63-c})$$

L'expression du facteur de forme est obtenue de la caractéristique (I-V) pour un spectre solaire utilisé. L'optimisation de FF offre une puissance maximale, et en revanche une perte minimale, en se rapprochant de l'unité.

Si les effets de la résistance série R_S et de la résistance shunt R_{Sh} sont pris en considération, les relations précédentes (III-61), (III-64) ne sont plus valables et la relation (III-56) devient alors difficile à résoudre analytiquement [22,25].

III-7 Le Rendement

Le rendement photovoltaïque est un facteur très important pour les composants photovoltaïques, il se définit comme étant le taux de conversion d'énergie des piles solaires. Le rendement est aussi le pourcentage de l'énergie solaire qui est convertie en électricité par l'intermédiaire d'une cellule solaire. Il caractérise ces composants et définit leur performance.

Le rendement de conversion, pour une distribution spectrale, est donné par :

$$\eta = V_m \cdot I_m / P_{in} \quad (\text{III-64})$$

Où P_{in} est la puissance incidente reçue définie comme ci-après [22,25] :

$$P_{in} = A_t \int_0^{\infty} F(\lambda)(hc / \lambda)d\lambda \quad (\text{III-65-a})$$

Ou par la relation (III-65-b)

$$P_{in} = A_t \int_0^{\lambda_m} F(\lambda)(hc / \lambda)d\lambda \quad (\text{III-65-b})$$

A_t surface totale, $F(\lambda)$ nombre de photons reçue par centimètre carré par seconde par bande passante $d\lambda$ pour chaque longueur d'onde λ , et $(h c / \lambda)$ l'énergie de chaque photon de longueur λ .

$$P_{out}(\max) = V_m \cdot I_m \equiv FF \cdot V_{co} \cdot I_{cc} \quad (\text{III-66})$$

Notons que dans les expressions ci-dessus, nous avons utilisé le courant et non pas la densité de courant, en vue de prendre en compte la surface occultée par la grille métallique.

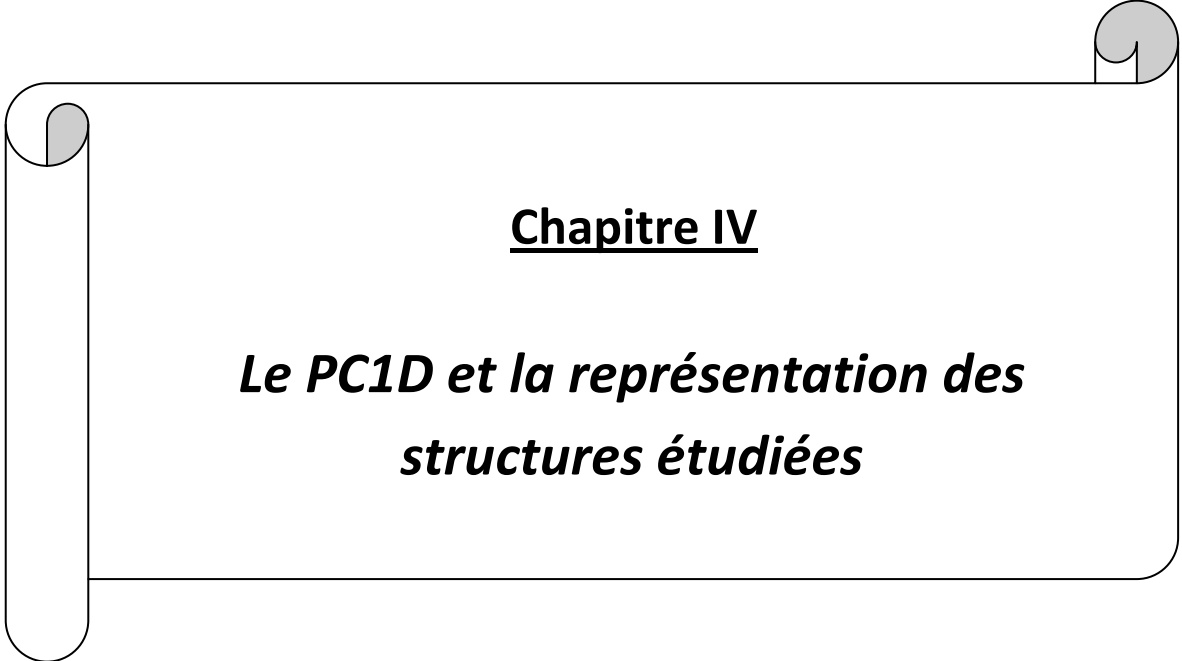
III-8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés électriques de la cellule solaire. Le courant de sortie qui est la résultante des deux courants d'éclairement et d'obscurité.

Le photo-courant se présente comme étant la somme des trois courants suivants : le photo-courant dû aux électrons, le photo-courant dû aux trous et celui de la région de déplétion. Ce courant nous permet de calculer la réponse spectrale qui est le rapport entre la densité du photo-courant collectée et la densité de puissance solaire émise, pour chaque longueur d'onde du rayonnement lumineux.

Le circuit équivalent présente les différents courants circulant dans la cellule dans le but d'utiliser ce circuit pour prévoir les grandeurs de sortie de la cellule solaire.

Au sein de ce chapitre, nous avons décrit aussi les expressions de base qui gouvernent tous les phénomènes physiques internes dans un composant solaire. La résolution analytique est difficile sauf en faisant des simplifications, et en négligeant plusieurs phénomènes, il est donc indispensable de se pencher vers les méthodes numériques. Dans cette optique, nous avons utilisé le simulateur PC1D. Celui-ci sera développé dans le quatrième chapitre.

A decorative frame resembling a scroll, with a light gray background and a black outline. The frame has rounded corners and a vertical strip on the left side. The text is centered within the frame.

Chapitre IV

Le PC1D et la représentation des structures étudiées

Chapitre IV

Le PC1D et la représentation des structures étudiées

IV-1 Introduction

IV-2 Le simulateur PC1D

IV-3 L'environnement de PC1D

IV-4 Identification du matériau GaAs

IV-5 Le fonctionnement du PC1D

IV-6 Présentation des cellules étudiées

IV-6-1 Présentation de la cellule à homojonction

IV-6-2 Présentation de la cellule à hétérojonction

IV-7 Conclusion

IV-1 Introduction

Durant ces dernières années, et à cause des coûts élevés de l'expérimentation (méthodes d'élaboration et techniques de fabrication), les chercheurs se sont orientés vers la simulation. Il existe principalement quatre types de simulateurs, nous citons à titre d'exemple, les simulateurs fonctionnels ou logiques, les simulateurs électriques ou analogiques, les simulateurs technologiques et ceux de composants ou de dispositifs, citons PC1D, ORIEL, PVSYST, UQAQ, AMPS1D, RAUPV2, SCAPS [22, 25, 29, x].

La simulation des cellules solaires à l'aide de ces différents simulateurs consiste à comprendre le comportement de ces dispositifs en fonction des paramètres tels que le dopage et les épaisseurs des régions sur les caractéristiques de la cellule solaire (I_{cc} , V_{co} , η , FF).

Dans notre cas, nous avons utilisé le simulateur de dispositifs, le PC1D.

IV-2 Le simulateur PC1D

Le PC1D (personnel computer one-dimensionnel) est l'un des programmes qui a été élaboré pour modéliser et exploiter les composants semi-conducteurs, notamment les composants photovoltaïques. Il est capable de résoudre les équations couplées non linéaires qui gouvernent les phénomènes physiques du dispositif étudié. A l'aide du PC1D, la compréhension des cellules solaires et leurs phénomènes physiques internes tels que le mouvement des porteurs minoritaires la recombinaison et la photo-génération, devient aisée.

PC1D fonctionne sous Windows 3011 ou bien Windows 95, il exige au moins le microprocesseur 80387 et 80386 CPU, seul le fichier PC1D.EXE est nécessaire aux calculs demandés. Il est doté aussi d'un fichier d'aide PC1D.HLP et comprend d'autres fichiers additionnels contenant les paramètres de plusieurs semi-conducteurs, tels que le **GaAs**, **a-Si**, **AlGaAs**, **Si**, **InP**, et **Ge**. Il contient aussi trois spectres solaires standards (**AM0**, **AM1.5 G**, **AM1.5 D**) plusieurs exemples sont aussi fournis afin de mieux exploiter le PC1D, aucun programme n'est exigé pour leur installation.

Le programme PC1D a été élaboré par Paul A.Basaure durant ses travaux de recherche à la faculté d'ingénierie électrique à l'université d'Iowa, et fut rendu public, pour la première fois, après l'avoir annoncé à la 18^{ème} conférence sur le photovoltaïque IEEE PVSC (décembre 1985). La version 1 fut le premier programme à résoudre avec succès les équations complexes des composants à semi-conducteurs sur un PC, les versions antérieures résolvaient seulement les équations des porteurs minoritaires pour des régions à dopage uniforme, cependant, les versions récentes offrent les solutions de ces équations pour différents profils de dopage (Uniforme, Exponentiel, Gaussien, Erfc).

La version 2 du PC1D a été améliorée par le même programmeur (Paul A.Basaure) au sein du département photovoltaïque aux laboratoires nationaux de Sandia, cette version a eu sa démonstration en septembre 1988, et rendu public juste après son annonce à la conférence IEEE PVSC (Mars 1989). Le programme incluait une nouvelle interface ou boîte de dialogue qui sert à entrer les données, une autre pour la souris. A l'aide de cette version on peut modéliser les hétérostructures. Plusieurs additifs ont été ajoutés à cette version, telle que la texturisation des surfaces de cellules solaires.

La version 3 a vu des améliorations numériques peu importantes, nous citons la rapidité et les critères de convergence. Elle a été distribuée en Octobre 1991.

La version 4 qu'on a exploitée dans notre étude, est apparue en 1995, elle est plus développée que les versions antérieures (1, 2,3), la différence réside dans sa rapidité (vitesse de calcul), de meilleurs critères de convergence et de stabilité, le nombre d'itérations jusqu'à 200, le nombre des éléments a atteint 500, le nombre des régions 5, ainsi que la prise en compte de plusieurs éléments caractérisant les cellules solaires. On trouve aussi dans cette version des corrections et des ajustements physiques, telles que modèle de mobilité des porteurs majoritaires, la correction de coefficient de recombinaison bande-a-bande ($9.5E-14$ à $9.5E-15\text{cm}^3/\text{s}$), du rapport N_c/N_v (2.8 à 1.06), et l'absorption par les porteurs libres, pour les niveaux de dopage élevés. Parmi les avantages aussi, la facilité d'interagir avec le simulateur grâce aux nombreuses boîtes de dialogue qui apparaissent au cours de l'utilisation du PC1D, la

possibilité d'étudier les performances des cellules en fonction de plusieurs paramètres par le mode **BATCH** (12 paramètres à la fois). Grace à ces améliorations et aux corrections tant physiques que numérique, cette version est capable d'offrir des très précis sous deux forme graphe et tableau en mode Batch.

IV-3 L'environnement de PC1D

Lors du premier accès au simulateur PC1D, une interface est affichée, Elle contient toutes les données nécessaires pour faire une simulation des cellules solaires. Beaucoup d'améliorations ont été apportées sur cette interface, cette page nous permet de bien simuler une cellule solaire. La structure technologique de la cellule à étudier est présentée dans cette interface. Cette dernière peut comprendre jusqu'à 5 couches empilées. Chaque couche est prise en charge par le simulateur à travers la fiche suivante

Epaisseur de la couche
Type de matériau utilisé
Mobilité des porteurs
Constante diélectrique du matériau
Energie du gap
Concentration intrinsèque
Indice de réfraction
Coefficient d'absorption
Dopage de la couche
Diffusion avant (épaisseur et dopage)
Diffusion arrière (épaisseur et dopage)
Recombinaison en volume (durée de vie des porteurs)
Vitesse de recombinaison à l'avant de la couche
Vitesse de recombinaison à l'arrière de la couche

Pour chaque couche donnée, on choisit un matériau, parmi ceux pris en charge par le simulateur, toutes les données qui lui sont propre vont être affichées. Le simulateur PC1D offre plusieurs options de choix pour chaque paramètre du matériau. Pour les présenter, nous avons choisi l'exemple du matériau GaAs que nous allons utiliser dans notre simulation.

IV-4 Identification du matériau GaAs

L'identification du matériau GaAs est effectuée de la manière suivante :

- La mobilité des porteurs : le simulateur offre deux choix à l'utilisateur, le premier choix prend la mobilité des porteurs constante, cependant, la deuxième possibilité considère la mobilité à travers son modèle interne à 300k.
- La constante diélectrique : est fixée à 13.18
- La largeur de la bande interdite E_g : 1.424 eV
- La concentration intrinsèque à 300k : $2.59 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$
- L'indice de réfraction : le simulateur propose deux possibilité, la valeur constante $n=3.66$, ou bien la valeur variable à partir du fichier externe GaAs.inr, ce fichier comprend une liste des longueurs d'onde, et chaque longueur d'onde ayant son indice de réfraction.
- Le coefficient d'absorption : comme dans le cas de l'indice de réfraction, le PCD propose une valeur constante, ou bien le fichier GaAs.abs prend en considération la variation de ce coefficient en fonction de la longueur d'onde λ
- L'absorption des porteurs libres : le PC1D prend en considération l'effet de l'absorption parasite des porteurs libres. Dans notre étude, nous avons pris l'effet d'absorption de ces porteurs.
- Le dopage de la base : le PC1D permet d'introduire volontairement la valeur du dopage, il spécifie ainsi leur type (p ou n), il détermine les valeurs correspondantes de la résistivité, la diffusivité et la mobilité pour chaque niveau de dopage.
- Le dopage de l'émetteur : à l'aide du simulateur PC1D, on peut introduire les valeurs de dopage et spécifier leur profil, ainsi que le type de l'émetteur

(p ou n). La profondeur de la jonction et la résistance de surface sont déterminées par le simulateur.

- Le dopage des autres couches : le simulateur PC1D nous offre aussi la possibilité de rajouter à la cellule des couches en vue d'améliorer ses performances, comme couche BSF et celle utilisée dans la structure PERL.
- La vitesse de recombinaison en volume : généralement, la durée de vie des porteurs minoritaires dépend fortement du dopage, néanmoins, pour les niveaux de dopage élevés, pour nos cellules, elle est prise constante et égale à $0.102 \mu\text{s}$. [22,25],
- La vitesse de recombinaison en surface $S_n=S_p=10^6 \text{ cm/s}$ [30,31],
- La longueur de diffusion : elle varie avec le dopage de la base et la durée de vie des porteurs

IV-5 Le fonctionnement du PC1D

Après l'introduction de toutes les données nécessaires au matériau étudié, ainsi que la configuration de la cellule solaire, le simulateur permet d'obtenir des résultats.

Le fonctionnement du PC1D nécessite plusieurs critères à respecter :

- 1- Le choix des gammes de valeurs des différents paramètres n'est pas aléatoire, elles doivent être réalisables par la technologie.
- 2- Pour des considérations numériques, les valeurs à introduire, doivent être comprises dans des intervalles bien déterminés.
- 3- Pour une convergence rapide, il est indispensable de minimiser au maximum la taille des éléments finis, et choisir un nombre adéquat des itérations.
- 4- Le bon choix des paramètres numériques.
- 5- Une initialisation convenable des différents paramètres de la simulation.

Ces critères sont nécessaires dans chaque simulation, mais ils ne sont pas suffisants. Plusieurs fichiers externes sont aussi obligatoires pour exécuter le programme, nous citons, à titre d'exemple, la sélection des fichiers caractérisant chaque matériau, tels que celui du coefficient d'absorption (*.abs), et celui de l'indice de réfraction (*.inr).

Le choix des fichiers d'excitation (*.exc) sont aussi nécessaires avant l'exécution, ces fichiers spécifient l'étude à faire, soit en obscurité (dark-iv-exc), ou bien sous illumination, dans le dernier cas on trouve deux fichiers (one-sun.exc, scan-qe.exc). La sélection du fichier (one-sun.sxc) permet le calcul des caractéristiques (**I-V**, **P-V**) on obtient également le rendement η et le facteur de forme FF. Le fichier (scan-qe.exc) permet le calcul de la réponse spectrale.

Ils existent plusieurs spectres solaires standards, chacun d'eux spécifie l'endroit de l'étude, par exemple, dans les études spatiales on choisi le spectre AM0, l'air masse AM1.5 pour les applications terrestres. Le PC1D utilise trois spectres différents (am0.spc, am1.5g.spc, am1.5.spc).

IV-6 Présentation des cellules étudiées

Notre étude porte sur deux types de cellule à base de GaAs, la première à homojonction GaAs/GaAs et la deuxième à hétérojonction $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$. Nous présentons la procédure prise dans notre simulation, en identifiant à l'aide de données ces deux cellules.

IV-6-1 Présentation de la cellule à homojonction

La structure à étudier est une cellule à homojonction dont le schéma de principe est représenté sur la figure IV-1. Elle est constituée, principalement, d'une couche émettrice de type n, d'une base de type p et d'une couche BSF fortement dopée de type p.

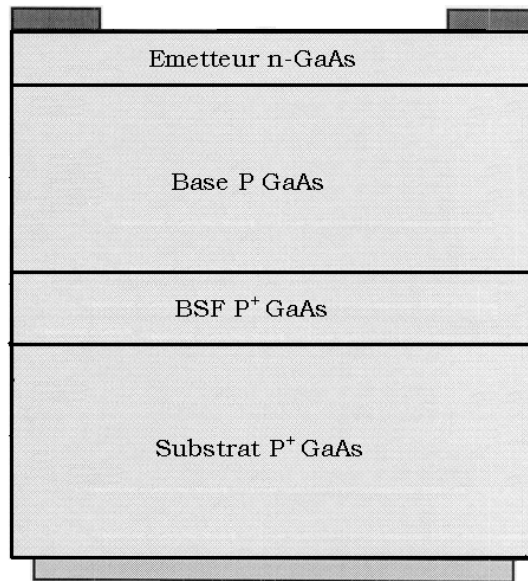


Figure IV-1 Structure de la cellule solaire à base de GaAs à homojonction

IV-6-2 Présentation de la cellule à hétérojonction

La structure adaptée est composée essentiellement d'une cellule n-p à base de GaAs sur laquelle est déposée une couche fenêtre $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ de type p. Entre le substrat et la cellule on a inséré une couche BSF dopée p^+ , qui a pour rôle, la création d'un champ électrique retardeur en face arrière, qui permet d'abaisser la valeur effective de la vitesse de recombinaison et par conséquent d'améliorer les caractéristiques électriques de la cellule. Un schéma de la structure est illustré dans la figure IV-6-2.

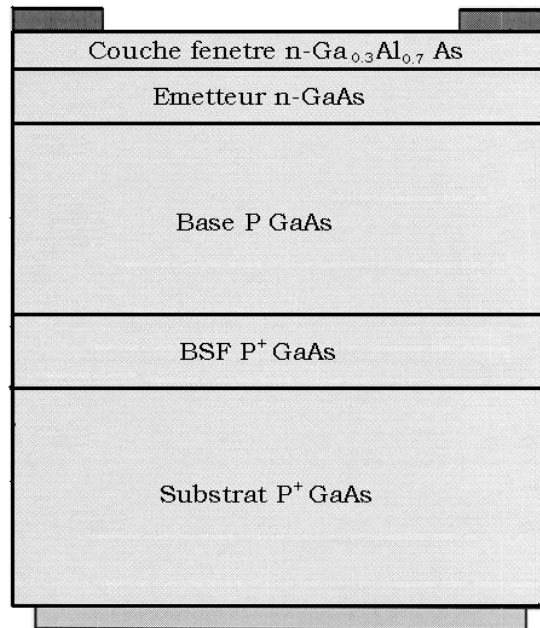


Figure IV-2 Structure de la cellule solaire à base de GaAs à hétérojonction

Le souci d'avoir une meilleure absorption des photons, nécessite le dépôt d'une couche ARC, puis la texturisation de la surface avant de cette couche en formant des pyramides avec un angle optimale de 54.74° qui est compris dans l'intervalle ($54-72^\circ$) des meilleurs angles d'incidence [25]. En ce qui concerne la couche antireflet, on utilise généralement une double couche MgF_2/ZnS . Les caractéristiques de ces couches sont présentées dans le tableau suivant :

Couche	Epaisseur	Indice de réfraction
MgF_2	110 nm	1.38
ZnS	55 nm	2.3

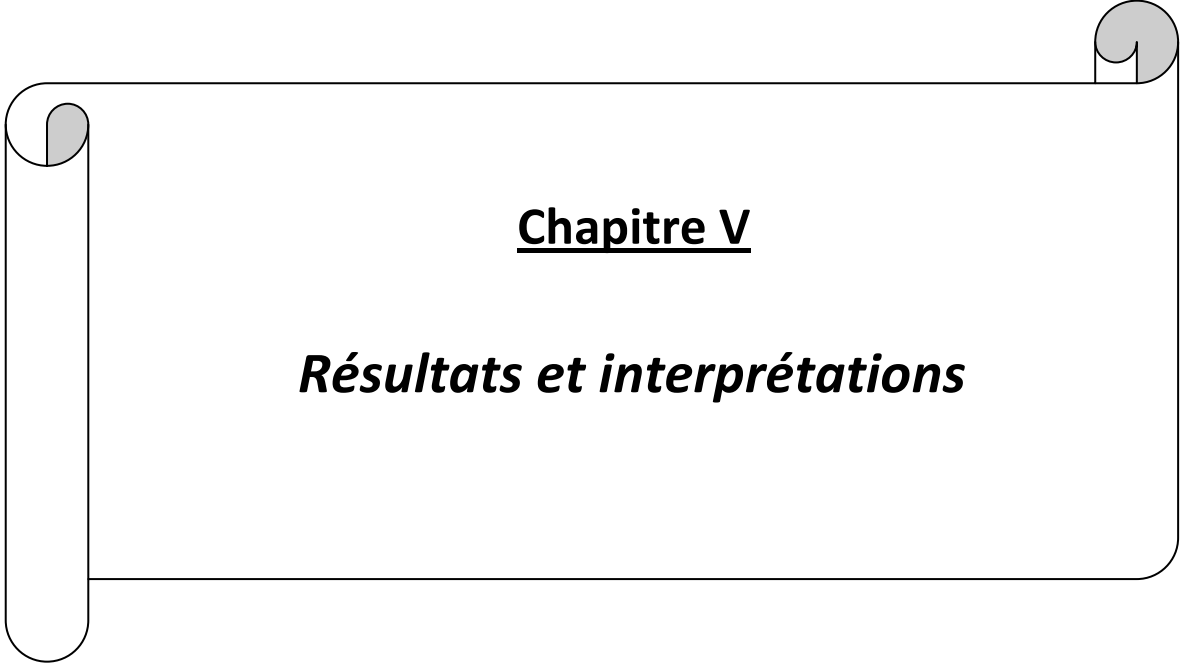
Tableau IV-1 Caractéristique de la couche antireflet MgF_2/ZnS

La couche antireflet MgF_2/ZnS réduit la réflexion à moins de 2%.

IV-7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le PC1D, qui peut être considéré comme l'un des simulateurs puissant qui ont joué un rôle indéniable dans la compréhension des dispositifs photovoltaïques, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques internes existants dans une cellule solaire.

Le PC1D est capable d'offrir des informations sur le comportement de ces composants et de décrire les nombreux mécanismes interviennent dans une cellule solaire. Tous les paramètres physiques et géométriques des deux cellules à base de GaAs ont été donnés dans ce chapitre. A partir de ces données et à l'aide du simulateur PC1D, l'étude des cellules solaires à homojonction et à hétérojonction, ainsi que l'optimisation de leurs performances seront développées dans le cinquième chapitre.

A decorative graphic of a scroll, oriented horizontally. The scroll is white with a thin black border. It has rounded ends on the left and right sides. On the left side, there is a vertical strip that is slightly wider than the rest of the scroll, suggesting a binding or a handle. The text is centered within the main body of the scroll.

Chapitre V

Résultats et interprétations

Chapitre V

Résultats et interprétations

V-1 Introduction

V-2 Optimisation des cellules

V-2-1 La cellule à homojonction

V-2-1-1 Présentation de la cellule

V-2-1-2 Procédure

V-2-1-2-1 Influence des paramètres de la base sur les performances de la cellule

V-2-1-2-2 Influence des paramètres de l'émetteur sur les performances de la cellule

V-2-2 Cellule solaire à base de GaAs à hétérojonction

V-2-2-1 Présentation de la cellule

V-2-2-2 Influence des paramètres de la couche fenêtre sur les performances de la cellule

V-2-2-2-1 Effet de l'épaisseur de la couche fenêtre

V-2-2-2-2 L'effet du dopage de la couche fenêtre

V-3 Comparaison entre la cellule solaire à homojonction et celle à hétérojonction

V-4 L'effet de la couche antireflet sur les performances de la cellule

V-5 Effet de la couche BSF

V-6 Effet de la texturisation

V-7 Conclusion

V-1 Introduction

Les performances d'une cellule solaire proviennent de l'optimisation de toutes les couches formant la cellule. La recherche des paramètres optimaux des deux cellules dans les différentes régions offrant les meilleures caractéristiques (I-V) de sortie des cellules fait l'objet de cette étude. A partir des caractéristiques (I-V) fournies par le PC1D, on peut déterminer les valeurs des facteurs caractérisant les cellules tels que le courant I_{cc} , la tension V_{co} , le rendement η , et le facteur de forme. A l'aide du simulateur, nous étudions les effets de ces paramètres sur la réponse spectrale

V-2 Optimisation des cellules

V-2-1 La cellule à homojonction

V-2-1-1 Présentation de la cellule

La structure à étudier est une cellule de type n-p à base de GaAs, dont le schéma de principe est représenté sur la figure (V-1). Elle est constituée principalement d'une couche émettrice fortement dopée de type n, d'une base de type p et d'une couche BSF fortement dopée de type p.

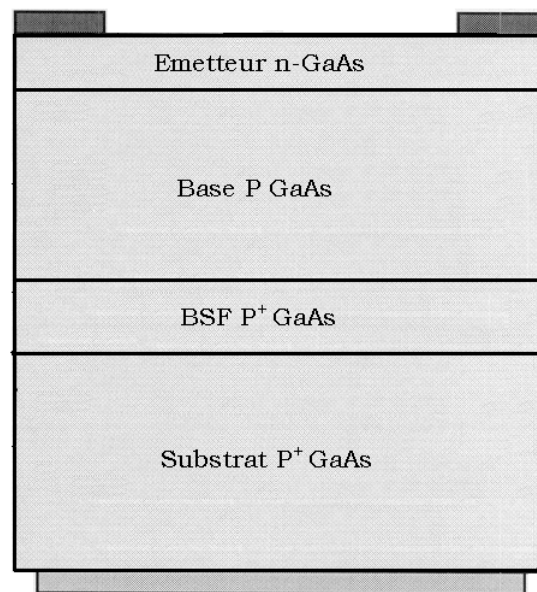


Figure V-1 Structure de la cellule à homojonction

Les paramètres optiques et électriques du matériau GaAs, nécessaire à la simulation, présentés sur la fiche descriptive suivante (Figure V-2) :

Matériau : GaAs
Mobilité des porteurs : modèle interne du PC1D
Constante diélectrique : 13.8
Energie du gap : 1.424 eV
Concentration intrinsèque : $1,8.10^6 \text{ cm}^{-3}$
Indice de réfraction : 3,66
Coefficient d'absorption : GaAs 300.abs (proposé par le PC1D)
Durée de vie des porteurs minoritaires : $\tau = 10^{-9} \mu\text{s}$

Figure V-2 Fiche descriptive du matériau GaAs

V-2-1-2 Procédure

Afin d'optimiser les performances de notre cellule, nous avons calculé les paramètres technologiques (dopage et épaisseur) pour chacune de ses régions. Ces derniers doivent assurer les meilleures caractéristiques de sortie. Pour cela, nous avons adopté la procédure suivante :

Nous sommes fixés pour but de retrouver, pour chaque région de la cellule, les paramètres technologiques donnant les meilleures caractéristiques de sortie. Pour cela, nous avons fait varier l'épaisseur et le dopage de ces régions et nous avons choisis les paramètres qui donnent les meilleurs résultats.

V-2-1-2-1 Influence des paramètres de la base sur les performances de la cellule

Nous nous sommes proposé de calculer, en premier lieux les paramètres de la base. Ceci est dû, d'une part à l'importance de ces derniers dans la détermination des caractéristiques électriques de la cellule, et d'une autre part, au fait que la base est la plus faiblement dopée (par rapport aux autres régions) ce qui nous oblige à l'optimiser

la première. Dans cette optique, nous avons fixé les paramètres de l'émetteur et de la couche BSF et nous avons calculé les caractéristiques de sortie de la cellule en fonction de l'épaisseur et du dopage de la base.

Nous fixons le dopage de la région de l'émetteur (type n) à $N_D=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur de $X_E=0.2 \text{ }\mu\text{m}$. Notons que la couche BSF à un dopage $N_A=4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur de $X=0.2\mu\text{m}$.

Après ces considérations, nous pouvons varier les valeurs des deux paramètres (le dopage et l'épaisseur) de la base en vue de chercher celles offrant le meilleur rendement énergétique.

Dans cette optique nous, nous avons fait varier deux paramètres N_A et X_B dans les intervalles $[1.10^{16}-1.10^{18}]$, $[0.5-20\mu\text{m}]$, respectivement.

Après cette procédure nous avons obtenu les résultats suivants :

Dans la figure (V-3), nous avons reporté l'influence du dopage de la base et son épaisseur séparément. Nous remarquons que le courant de court-circuit I_{cc} est inversement proportionnel aux valeurs croissantes du dopage. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'augmentation du dopage fait diminuer la durée de vie des porteurs minoritaires. Cependant, sa variation est peu affaiblie par l'augmentation de l'épaisseur de la base, notamment pour les épaisseurs supérieures à $3\mu\text{m}$. Le courant I_{cc} au-delà de $3\mu\text{m}$ devient presque constant. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette épaisseur est suffisante pour exploiter une large gamme du spectre solaire.

Le profile du rendement de conversion photovoltaïque en fonction des paramètres de la base est montré dans la figure (V-4). Le meilleur rendement fourni ($\eta=21,65\%$) pour les différentes valeurs de dopage de la base et ses épaisseurs est obtenu avec un dopage de $N_A=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur de $X_B=3\mu\text{m}$.

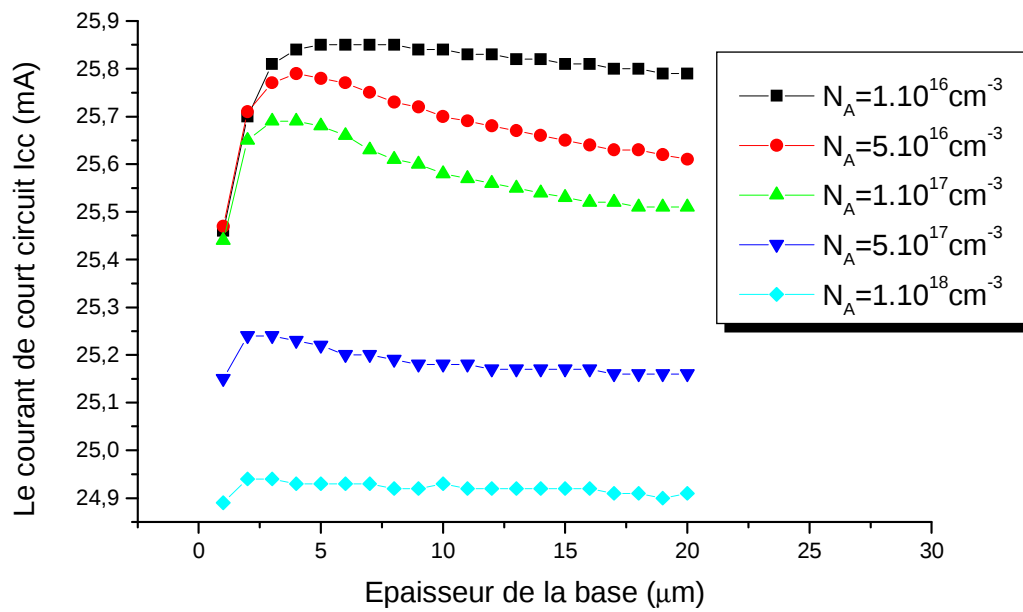


Figure V-3 Influence des paramètres de la base sur le courant de court-circuit

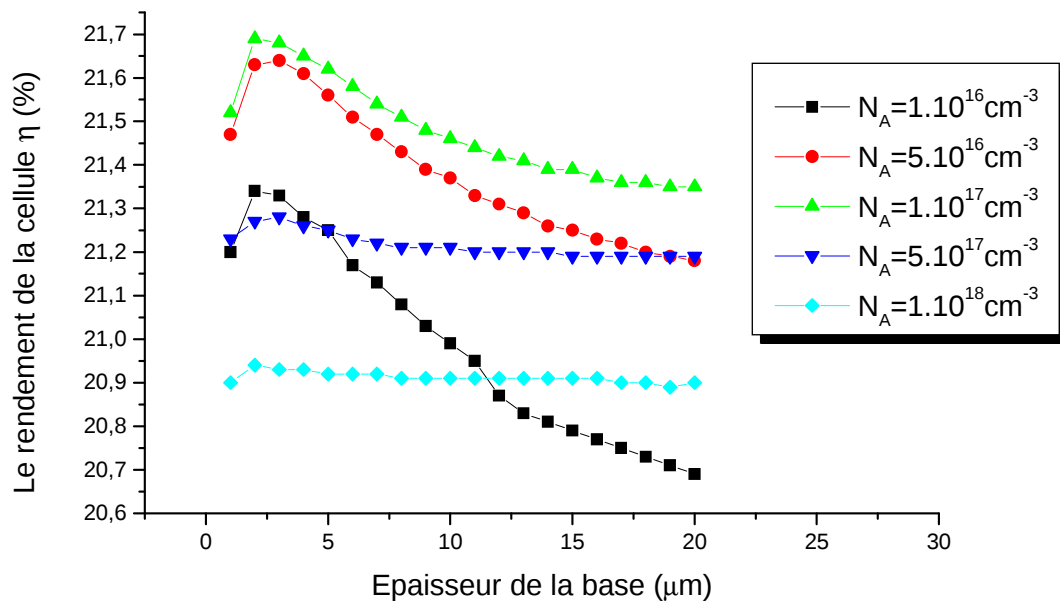


Figure V-4 Influence des paramètres de la base sur le rendement photovoltaïque

V-2-1-2-2 Influence des paramètres de l'émetteur sur les performances de la cellule

Après avoir optimisé les paramètres de la base offrant le rendement de conversion photovoltaïque optimal, on essaye d'optimiser ceux de l'émetteur, le dopage et l'épaisseur. Nous avons varié le dopage des donneurs dans la gamme, suivante $[1.10^{17}-1.10^{19}]$ et l'épaisseur de l'émetteur entre $[0.1-1.0\mu\text{m}]$. Les effets de ces paramètres dans ces gammes de valeurs sont observés dans les résultats suivants : La figure (V-5) illustre la dépendance de courant en fonction de N_D et X_B . Le courant de court-circuit I_{cc} décroît en fonction des deux paramètres. Ceci s'explique par le fait que l'augmentation du dopage fait rétrécir la zone de charge d'espace coté émetteur ce qui va augmenter le parcours de l'électron dans la couche de l'émetteur, ainsi le risque de recombinaison de ce dernier ; nous expliquons aussi cette dégradation par l'absorption retard (loin de la surface de collecte), plus en s'éloigne de la surface, en augmentant la profondeur de jonction, plus le courant se dégrade, beaucoup de porteurs n'ayant pas la longueur de diffusion nécessaire pour atteindre la surface avant.

Dans la figure (V-6), le rendement photovoltaïque prend la même allure que le courant I_{cc} , il décroît rapidement dans le sens positif de l'épaisseur de l'émetteur. De cette figure nous constatons que le rendement prend sa valeur optimale pour un dopage de l'émetteur de $N_D=5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur de $X_E=0,1\mu\text{m}$, cette épaisseur permet aux porteurs générés près de la surface et qui n'avait pas une longueur de diffusion suffisante d'être collecter à la surface.

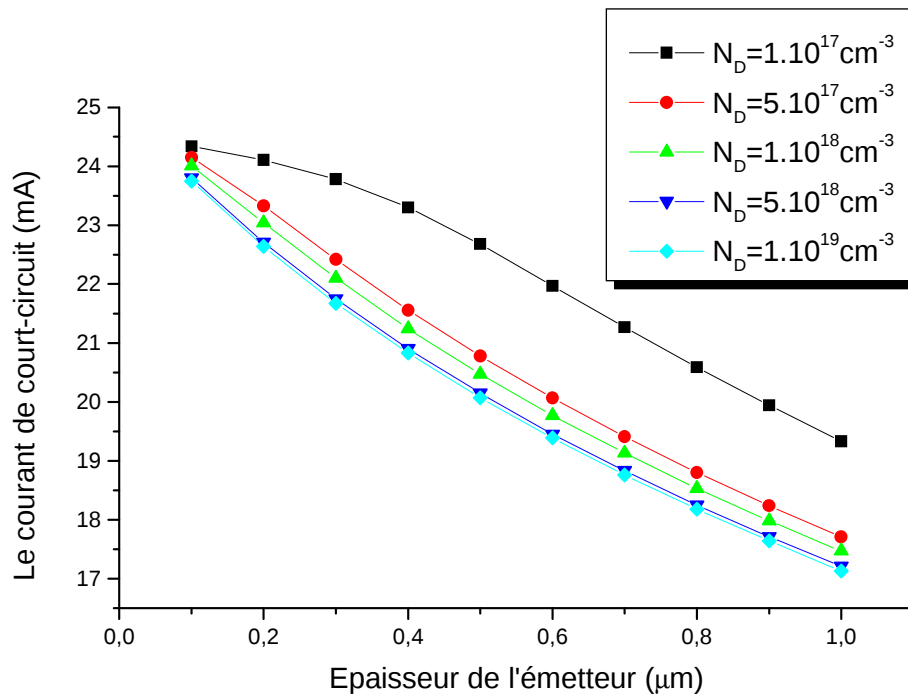


Figure V-5 Influence des paramètres de l'émetteur sur le courant de court-circuit

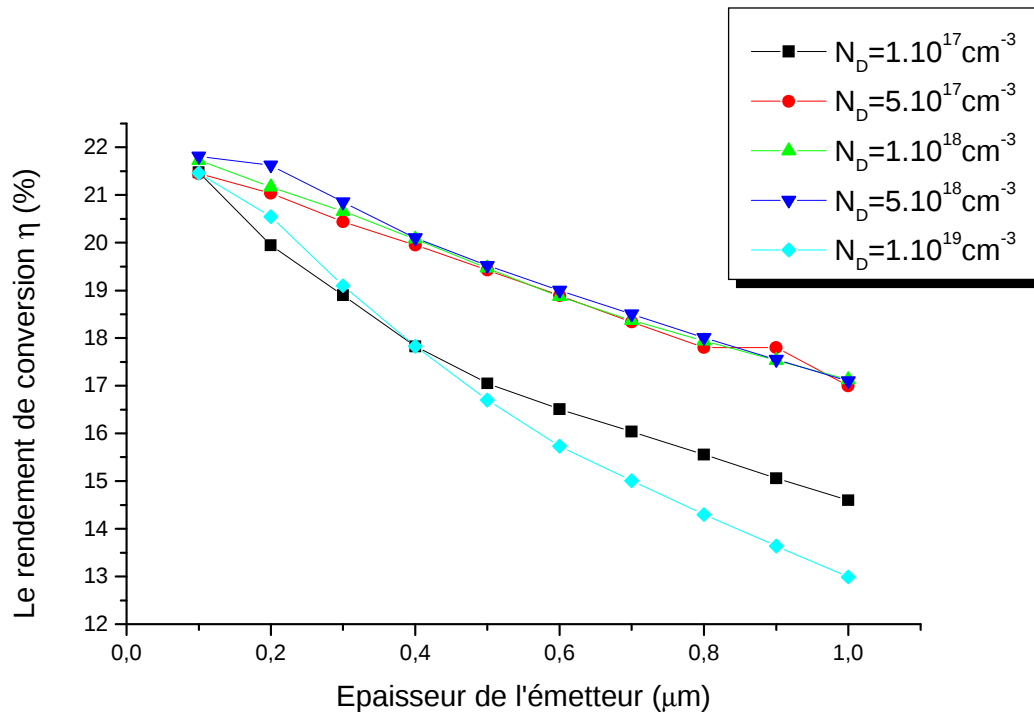


Figure V-6 Influence des paramètres de l'émetteur sur le rendement photovoltaïque

L'étude précédente nous a permis de sélectionner les valeurs optimales des différents paramètres, tels que le dopage de la base et son épaisseur, le dopage et l'épaisseur de l'émetteur, leur valeurs sont respectivement : $N_A=10^{17}$, $X_B=3\mu m$, $N_D=5.10^{18}$, $X_E=0,1\mu m$.

V-2-2 Cellule solaire à base de GaAs à hétérojonction

V-2-2-1 Présentation de la cellule

La structure adaptée est composée essentiellement d'une cellule n-p à base de GaAs sur laquelle est déposée une couche fenêtre $Ga_{0.3}Al_{0.7}As$ de type n. Entre le substrat et la cellule on a inséré une couche BSF (Back Surface Field) dopée P^+ , qui a pour rôle, la création d'un champ électrique retardeur en face arrière, qui permet d'abaisser la valeur effective de la vitesse de recombinaison et par conséquent d'améliorer les caractéristiques électriques de la cellule. Un schéma de la structure est illustré dans la figure (V-7).

La couche fenêtre ayant une fraction molaire élevée souffre du problème d'oxydation. Cependant, pour assurer un bon contact métallique sur cette couche, deux options différentes ont été développés [31]. L'une consiste à ouvrir une fenêtre dans la couche GaAlAs et le contact métallique est effectué directement sur le GaAs. La deuxième option la plus réussite consiste à déposer une couche GaAs fortement dopée sur la fenêtre et seulement sous les grilles métalliques, alors que la couche antireflet couvre le reste de la surface ; cette couche est dite « Cap layer ».

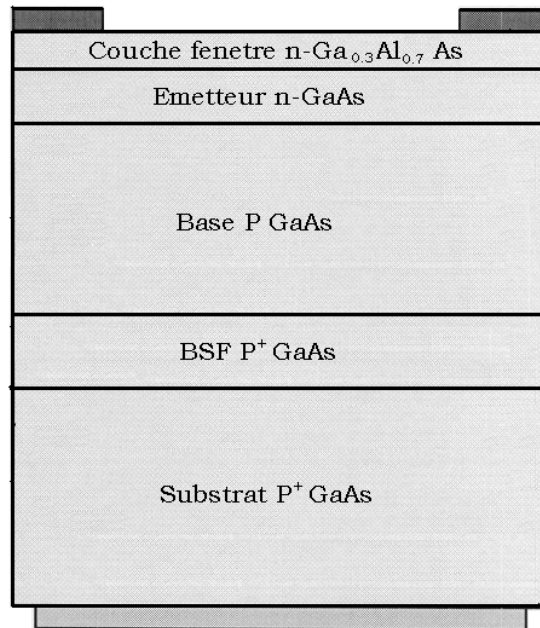


Figure V-7 Structure de la cellule à hétérojonction

V-2-2-2 Influence des paramètres de la couche fenêtre sur les performances de la cellule

V-2-2-2-1 Effet de l'épaisseur de la couche fenêtre

Sur la (figure V-8) est représenté le rendement photovoltaïque de la cellule solaire en fonction de l'épaisseur de la couche fenêtre.

Le rendement photovoltaïque décroît en fonction de l'épaisseur de la couche fenêtre de 26,5% pour $x=0,01\mu\text{m}$ à 25,4% pour $x=0,1\mu\text{m}$. Pour le GaAs et à cause de la vitesse de recombinaison en surface élevée, qui est de l'ordre de 10^6 cm/s , l'épaisseur de la couche fenêtre doit être réduite à quelques centièmes de micron.

La composition $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ a une largeur de bande interdite approximativement de 1,817 eV donc seul les radiations du spectre solaire de longueurs d'onde inférieure ou égale à $\lambda=0,68\mu\text{m}$ sont absorbées.

Le taux de génération optique est donc faible dans toute l'épaisseur du composé ternaire particulièrement si cette dernière est très mince. Par contre, à l'interface, les radiations non absorbées rencontrent le GaAs, et celles dont les longueurs d'onde sont inférieure à $\lambda=0,86\mu\text{m}$ vont être absorbées dans la base. L'effet de l'épaisseur de la couche fenêtre sur la réponse spectrale est représenté sur la figure (V-9). On remarque que pour des longueurs d'onde au-dessous de $0,66\mu\text{m}$, la réponse spectrale diminue sensiblement avec l'augmentation de l'épaisseur, ce phénomène peut être attribué à l'absorption de la lumière dans cette couche.

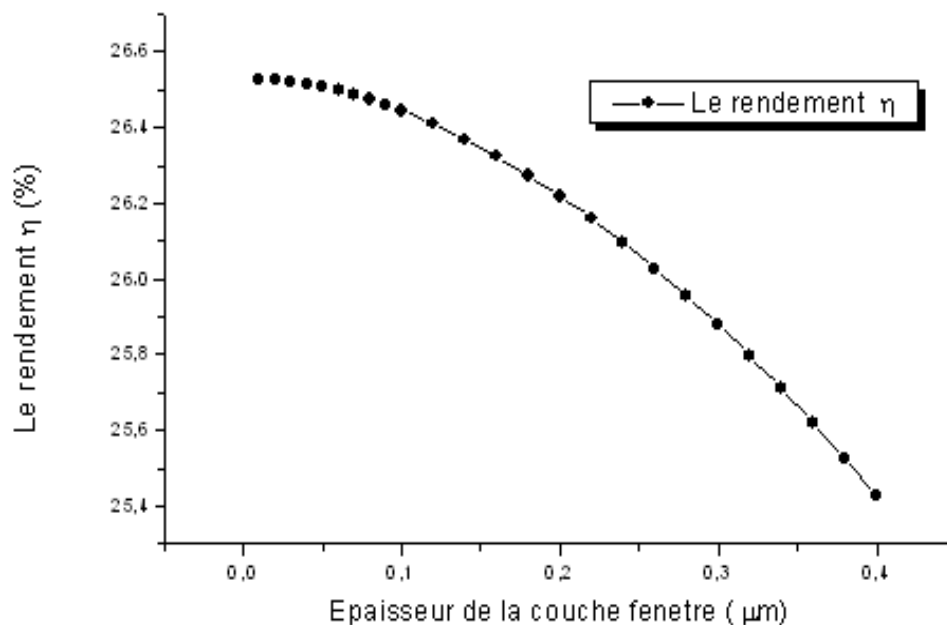


Figure V-8 Le rendement photovoltaïque en fonction de l'épaisseur de la fenêtre

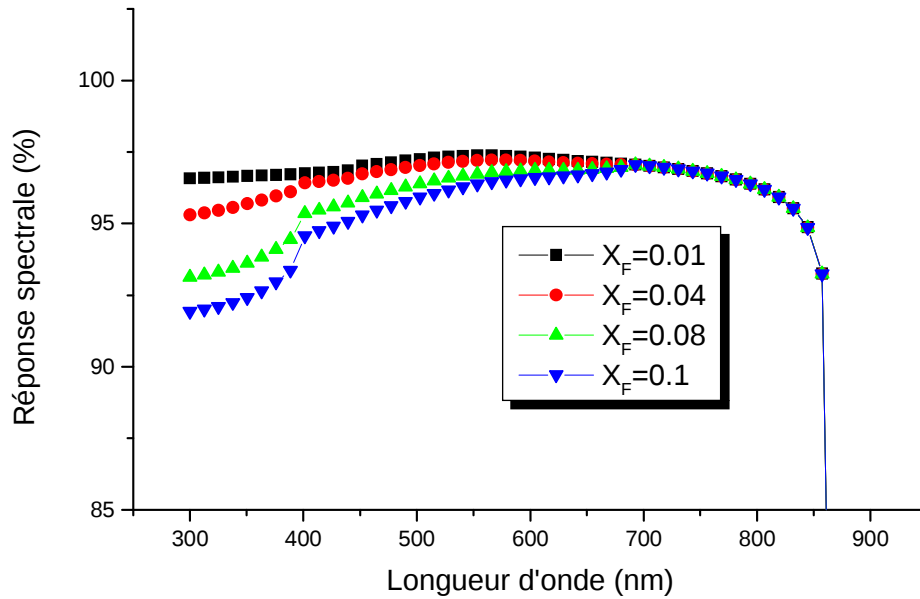


Figure V-9 Effet de l'épaisseur de la couche fenêtre sur la réponse spectrale

V-2-2-2-2 L'effet du dopage de la couche fenêtre

Sur la figure (V-10), on a représenté l'effet du dopage de la couche fenêtre sur le rendement photovoltaïque. Le rendement subit une légère augmentation pour un dopage entre 10^{17} et 10^{19} cm^{-3} , puis diminue légèrement lorsque $N \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ceci s'explique par le fait que l'augmentation du dopage de la couche fenêtre va diminuer la barrière de potentiel dans l'hétérojonction GaAlAs/GaAs, et augmenter la zone de charge d'espace dans la base d'où une amélioration de la collecte des porteurs photogénérés.

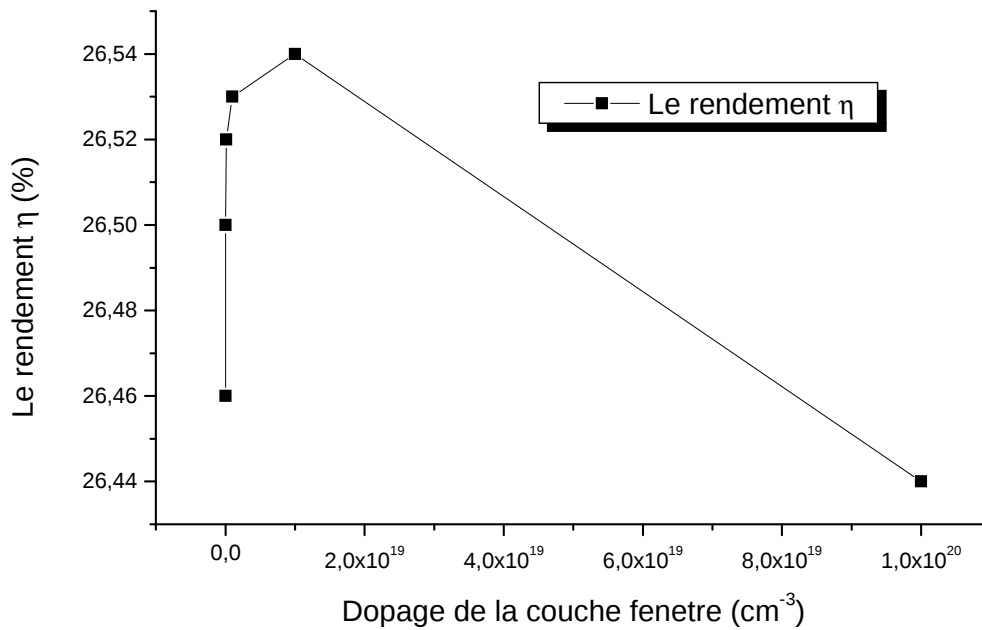


Figure V-10 Effet du dopage de la couche fenêtre sur le rendement photovoltaïque

V-3 Comparaison entre la cellule solaire à homojonction et celle à hétérojonction

Afin de visualiser l'importance de la couche fenêtre $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dans les cellules solaires au GaAs, on a fait une étude comparative entre ces deux cellules, avec et sans couche fenêtre. Sur la figure (V-11), est représentée la caractéristique $I(V)$ pour ces deux cellules. On remarque que la cellule GaAs donne un courant de court-circuit plus important ainsi qu'un meilleur facteur de forme lorsque la couche fenêtre est présente.

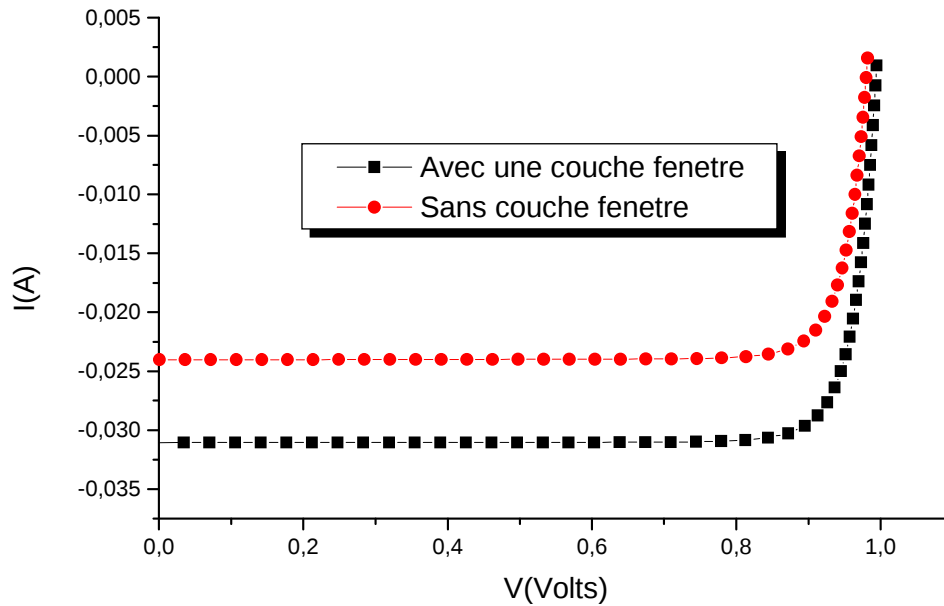


Figure V-11 Caractéristique I(V) des deux cellules : à homojonction et à hétérojonction

Les grandeurs photovoltaïques des deux cellules sont données dans le tableau comparatif (V-1). D'après ce tableau, on remarque que les grandeurs photovoltaïques de la cellule solaire à hétérojonction sont nettement meilleures que celles à homojonction. L'amélioration est enregistrée surtout dans le courant de court-circuit et le rendement de conversion. Avec l'utilisation d'une couche fenêtre de type $\text{Ga}_{0,3}\text{Al}_{0,7}\text{As}$, on augmente le photo-courant de 24,01 à 31 mA et le rendement de 20.2 à 26.5%.

Grandeurs photovoltaïques	Cellule sans fenêtre	Cellule avec fenêtre
V _{co} (Volts)	0.9799	0.9934
I _{cc} (mA)	24.01	31
FF (%)	85.88	86.05
η (%)	20.2	26.5

Tableau V-1 Grandeurs photovoltaïques des deux cellules

Sur la figure (V-12), est représentée la réponse spectrale des deux cellules. On remarque l'importance de la couche fenêtre sur la réponse spectrale, elle est presque transparente pour la majeure partie du spectre solaire. La réponse spectrale de la cellule solaire à l'hétérojonction Ga_{0.3}Al_{0.7}As/GaAs est considérablement élevée par rapport à celle de l'homojonction GaAs. Les radiations de longueur d'onde inférieure à 0,59Um sont absorbées, mais seuls celles de longueur d'onde inférieure à 0,49Um, correspondant à la largeur de la bande interdite direct (2,5 eV), sont fortement absorbées. En outre, la perte des photo-porteurs par la recombinaison en surface dans le cas de la cellule à homojonction, conduit à une diminution de la réponse spectrale quand l'énergie des photons augmente à cause du coefficient d'absorption du GaAs très élevé. Les rendements élevés des cellules solaires à hétérojonction comparées aux cellules à homojonction à base du GaAs, sont généralement attribués aux réductions de la résistance série et de la vitesse de recombinaison en surface [32]. Du fait que les paramètres des deux matériaux sont très proches l'interface Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs doit présenter peu de défauts correspondant à une vitesse de recombinaison de l'ordre de 10⁴ cm/s [33].

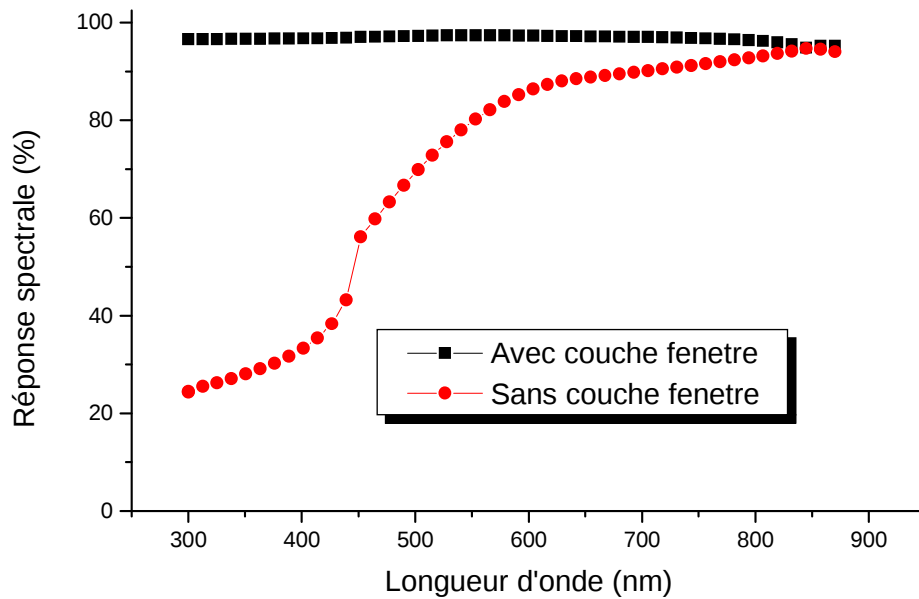


Figure V-12 La réponse spectrale des deux cellules à homojonction et à hétérojonction

V-4 L'effet de la couche antireflet sur les performances de la cellule

Afin de minimiser les pertes par réflexion, on utilise dans la plupart des cas une couche antireflet. Cependant, la couche antireflet satisfait à plusieurs exigences :

- Elle doit entraîner une réflexion minimale de l'onde incidente, pour la totalité du spectre solaire.
- Elle doit présenter une bonne tenue mécanique aux contraintes du milieu ambiant.
- Sa technologie doit se révéler relativement peu coûteuse.

Nous avons utilisé une couche antireflet double du type MgF_2/ZnS , voir (chapitre IV), Et maintenant nous allons faire une comparaison entre notre cellule avec une couche antireflet et la même cellule sans couche antireflet.

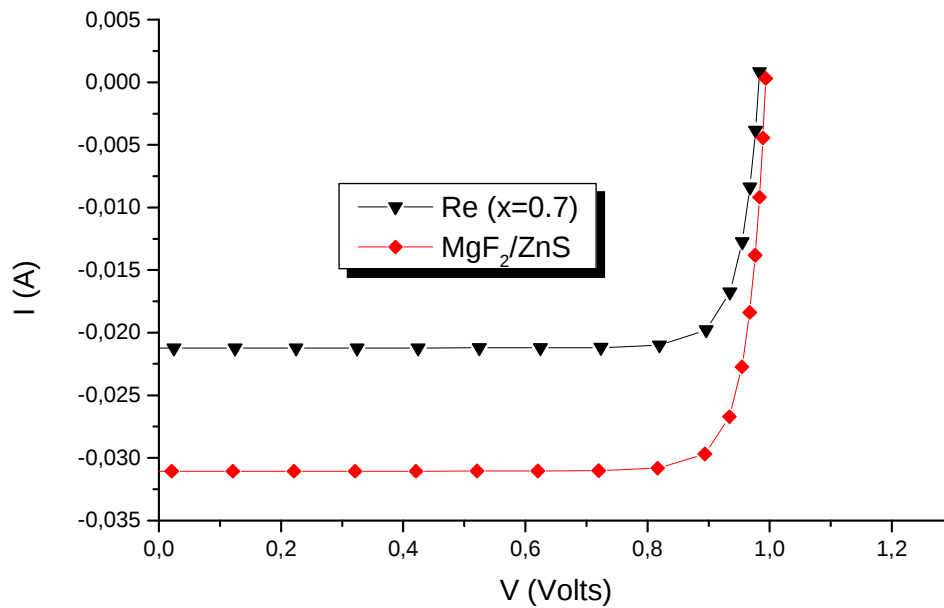


Figure V-13 Caractéristique I (V) de la cellule

On a tracé la courbe I (V), représentée sur la figure (V-13) pour les deux cas: cas de pertes par réflexion sur la fenêtre Ga_{0.3}Al_{0.7}As, et le cas d'une couche antireflet double du type MgF₂/ZnS déposée sur la fenêtre.

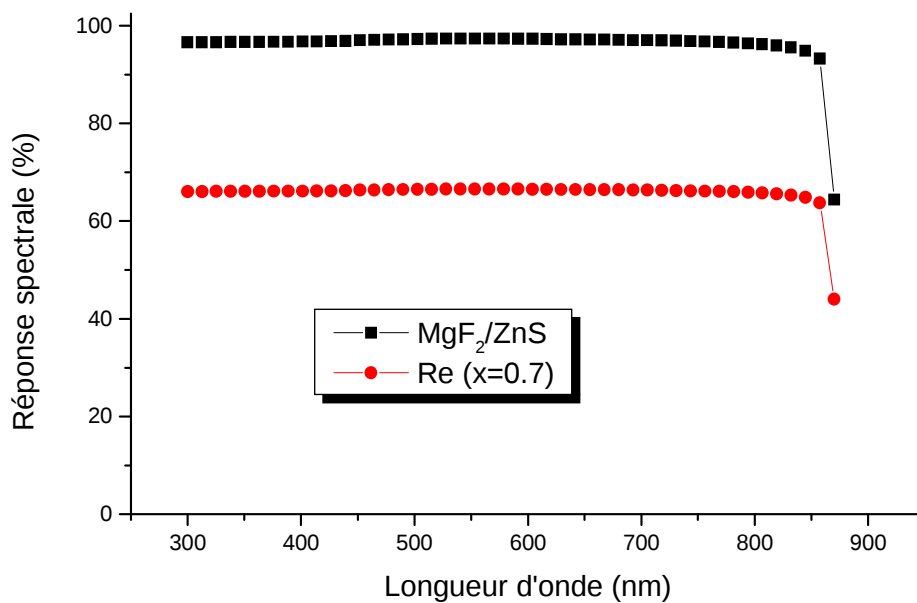


Figure V-14 La réponse spectrale de la cellule

L'utilisation d'une couche antireflet permet de diminuer les effets de pertes par réflexion et c'est ce qui est montré dans la figure (V-13), on remarque que le photocourant s'élève de 21.5 mA à 32.02 mA. Et le rendement de 18.6 % à 26.5.

Avec une couche antireflet, on améliore la réponse spectrale. Elle atteint une valeur élevée (>97 %).

V-5 Effet de la couche BSF

La couche BSF (Back Surface Field), a pour rôle la création d'un champ électrique retardeur en face arrière, qui permet d'abaisser la valeur effective de la vitesse de recombinaison et par conséquent d'améliorer les caractéristiques électriques de la cellule.

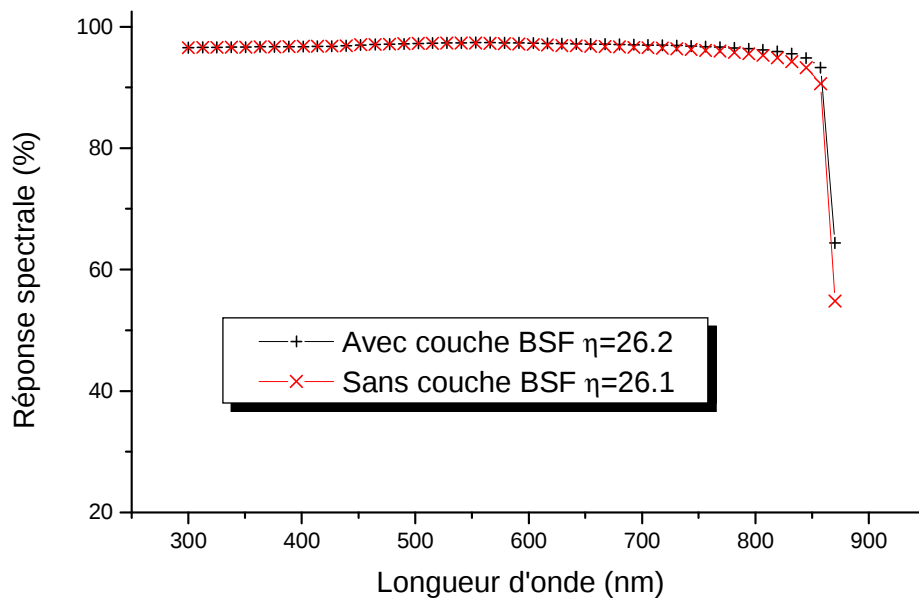


Figure V-15 Effet du champ électrique arrière sur la réponse spectrale

La couche BSF améliore légèrement le rendement énergétique, figure (V-15).

V-6 Effet de la texturisation

La texturisation de la surface avant permet le confinement des rayonnements solaires dans le matériau solaire, cette couche a un angle optimale pour bien piéger la lumière en vue d'optimiser l'absorption et décaler la photo-génération vers la surface avant. La figure (V-16) montre l'intérêt d'une surface texturisé avec un angle de 54.74° .

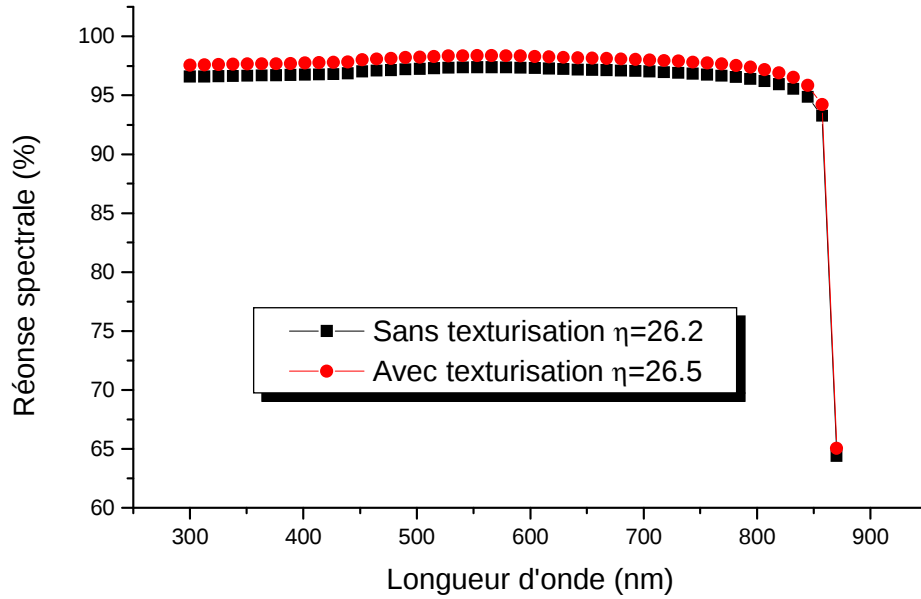


Figure V-16 Effet de la texturisation sur la réponse spectrale

V-7 Conclusion

Nous avons optimisé, dans ce chapitre, les performances de sortie d'une cellule à base de GaAs à homojonction et à hétérojonction, en essayons de retrouver les paramètres optimaux de chaque région des cellules donnant les meilleurs caractéristiques de sortie.

Nous avons obtenu, pour une cellule à base de GaAs à homojonction, dont les paramètres technologiques optimaux des différentes couches sont donnés par :

$$N_D = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}, N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}, X_B = 3\mu\text{m}, X_E = 0.1\mu\text{m}.$$

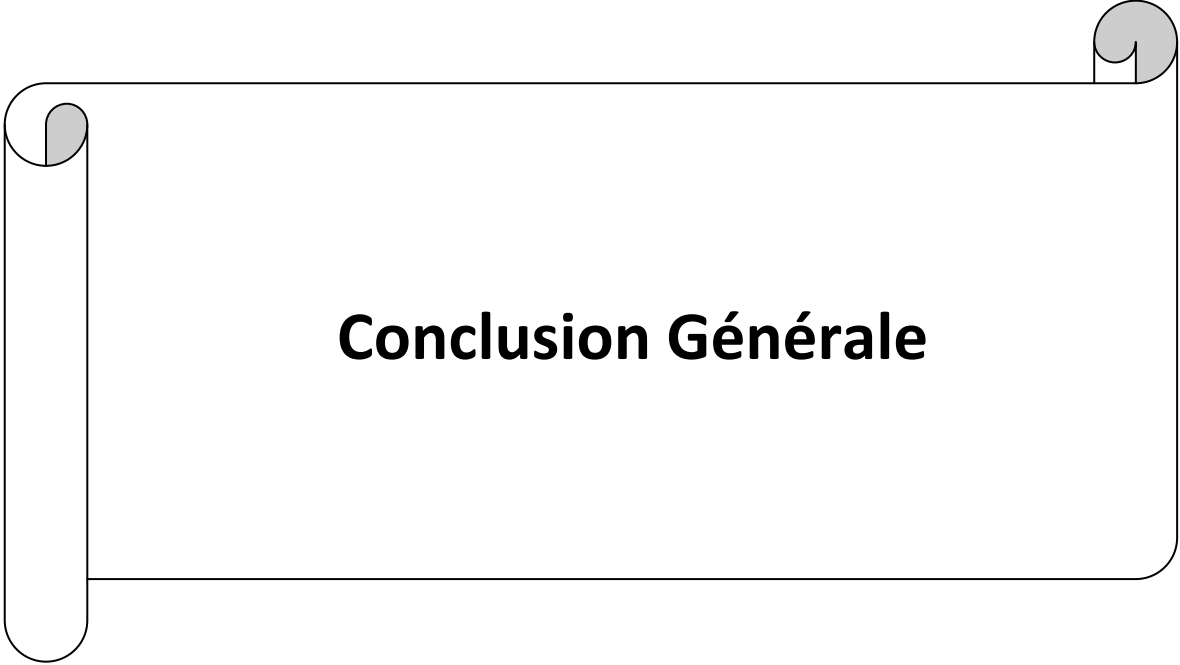
Les meilleures performances sont :

$$I_{cc} = 0.024 \text{ A}, V_{co} = 0.9799 \text{ V}, \eta = 20.2 \text{ \%}.$$

On a également étudié l'effet de la couche fenêtre du type $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($x=0.7$) sur les performances de la cellule à base de GaAs. On a trouvé que la meilleure structure doit avoir une couche fenêtre mince, et un dopage de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . Les cellules solaires à base d'hétérojonction, en particulier le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, donnent des rendements et des réponses spectrales meilleures que celle à homojonction. Cela est attribué à la réduction de la vitesse de recombinaison en surface.

Le rôle de la couche antireflet est très important, elle est utilisée pour minimiser les pertes par réflexion. Le rendement énergétique pour la cellule à hétérojonction et dans le cas de pertes par réflexion, on a enregistré un rendement de 18.6 % et de 26.5 avec une couche antireflet double de type MgF_2/ZnS .

L'effet de la couche BSF et la texturisation de la surface avant ont été envisagés dans ce chapitre.



Conclusion Générale

Conclusion générale

Dans cette conclusion, nous tenons, à souligner les points essentiels suivants: Tout d'abord, nous avons étudié les propriétés physiques et électroniques des semi-conducteurs III-V, la variation spatiale de la bande interdite, suivant la composition de ces alliages binaires, ternaires et quaternaires, ainsi que les différents hétérostructures peuvent former à partir de ces alliages, nous avons présenté aussi la théorie de l'approximation de la masse effective dans l'hétérostructures, et finalement nous avons présenté le modèle d'Anderson d'une hétérojonction.

Dans le deuxième chapitre, nous avons effectué une description de la conversion photovoltaïque en précisant les notions de base, ainsi que le rayonnement solaire. Les structures photovoltaïques ont été détaillées

Les équations gouvernant les mécanismes de transport des porteurs ont été décrites dans le troisième chapitre.

Le simulateur utilisé dans la simulation numérique a fait l'objet d'une étude particulière développée au quatrième chapitre ainsi que la représentation des cellules étudiées.

Le dernier chapitre présente les résultats obtenus sur deux types de cellules solaires à base de GaAs, la première à homojonction et la deuxième à hétérojonction. Cette étude a été suivie par une analyse en vue de déterminer d'une part, les effets des paramètres physiques et technologiques tels que le dopage et l'épaisseur.

Nous avons obtenu, pour une cellule à base de GaAs à homojonction, dont les paramètres technologiques optimaux des différentes couches sont donnés par :

$$N_D = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}, N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}, X_B = 3\mu\text{m}, X_E = 0.1\mu\text{m}.$$

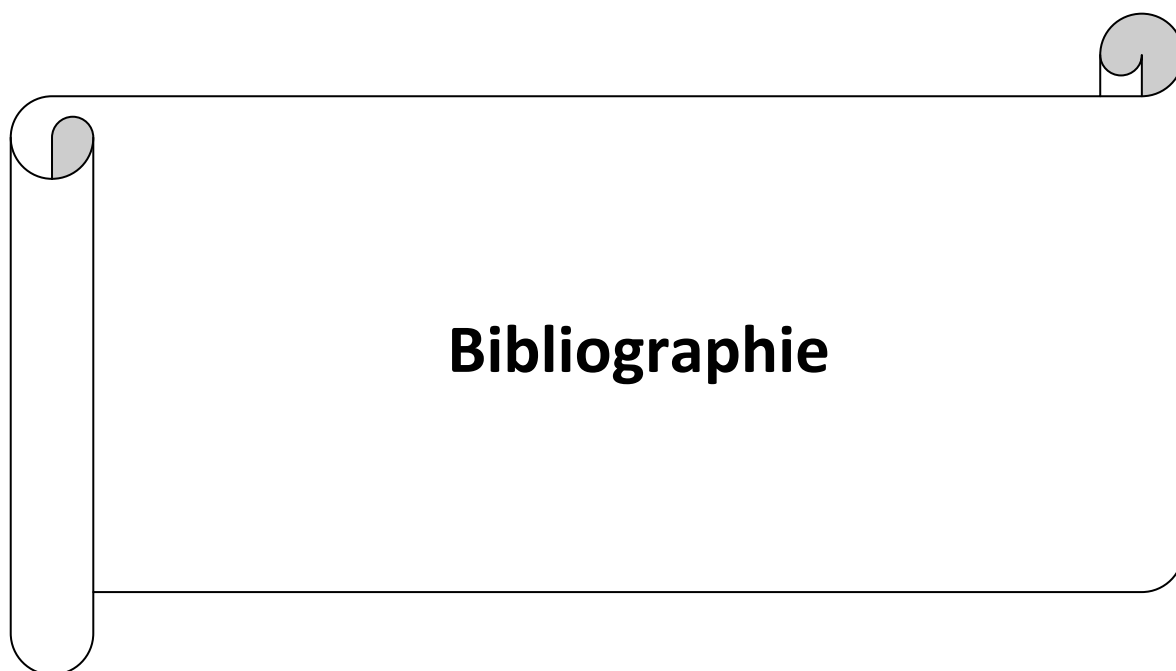
Les meilleures performances sont :

$$I_{cc} = 0.024 \text{ A}, V_{co} = 0.9799 \text{ V}, \eta = 20.2 \text{ \%}.$$

On a également étudié l'effet de la couche fenêtre du type $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($x=0.7$) sur les performances de la cellule à base de GaAs. On a trouvé que la meilleure structure doit avoir une couche fenêtre mince, et un dopage de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . Les cellules solaires à base d'hétérojonction, en particulier le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, donnent des rendements et des réponses spectrales meilleures que celle à homojonction. Cela est attribué à la réduction de la vitesse de recombinaison en surface.

Le rôle de la couche antireflet est très important, elle est utilisée pour minimiser les pertes par réflexion. Le rendement énergétique pour la cellule à hétérojonction et dans le cas de pertes par réflexion, on a enregistré un rendement de 18.6 % et de 26.5 avec une couche antireflet double de type MgF_2/ZnS .

.



Bibliographie

Bibliographie

- [1] R. Castagné et all. Circuits Intégrés en arséniure de Gallium. Physique, technologie et règles de conception. Masson et CINET ENST Paris, (1989).
- [2] S.Laval .Physique des semi-conducteurs III-V, Ecole d'été d'optoélectronique(2002).
- [3] Henry Mathieu. Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Masson, (1987).
- [4] Gerald Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, Les éditions de physique, paris, (1988).
- [5] Peter Y.YU,Manuel Cardona. Fundamentals of semiconductors Physics and materials properties. Springer (2001).
- [6] C. Kittel .Introduction a la physique de l'état solide, Dunode (1972)
- [7] J.S.Blakemore.Semiconducting and other major properties of gallium arsenide.J.Appl.phys.53(10) .October (1982).
- [8] Francis Levy. Traité des matériaux (18).Physique et technologie des semiconducteurs. Presses polytechniques et universitaires Romandes(1995)
- [9] Bounab Sabrina . Etude des état électronique et positronique de l'alliage AlInN dans la phase Zinc-Blinde (2002).
- [10] Baaziz Hakim. Étude des propriétés électronique et structurales des alliages semi-conducteurs penternaires GaInPSbAs.Thèse d'état en sciences des matériaux. Université de Batna (2006).
- [11] Youla Fatima-Zohra, Modelisation de structure guide d'onde en semi-conducteurs III-V pour la commutation optique. Mémoire de magister Constantine (2003)
- [12] John H. Davies, The physics of low-dimensional semiconductors, Cambridge University Press, (1998).
- [13] WOLNY. M. et SELLE. D., Introduction aux composants à hétérostructures, l'onde électrique, mai-juin, vol 70, 3, 1990, pp. 59-74.
- [14] C. Versnaeyen , Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs , Thèse de 3° cycle (Lille).

- [15] CAPPY. A, Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons, Thèse d'état, Université de Lille France. (1986).
- [16] A. G. Milnes and D. L. Feucht, Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, (1972).
- [17] ANDERSON. R. L., Experiment on Ge-GaAs hétérojonctions, solid state electronics, vol1.5, 1962, pp. 341-351.
- [18] F. Dimorth. Next generation GaInP/GaInAs/Ge multi-junction space solar cells 17th European photovoltaic conference, (2001).
- [19] Anne Labouret, Michel Vilozz. Energie solaire photovoltaïque. Dunod.Paris (2003).
- [20] S.M.Sze. Physics of semiconductor devices. John Wiley and sons (1981).
- [21] Benoit Brousse. Réalisation et caractérisation des cellules photovoltaïques organiques obtenus par dépôt physique. Thèse d'état en électronique des hautes fréquences et optoélectronique (2004).
- [22] Z.Abada. Etude des cellules photovoltaïques à base de GaInP et GaAs à haut rendement. Mémoire de magister en électronique. Université de Constantine (2000).
- [23] E. Rosencher, B. Vinter. Optoélectronique. Thomson.CSF. Masson (1997).
- [24] Romain Maciejko. Optoélectronique. Presse internationales polytechnique (2002)
- [25] Mohamed Bouaouina. Contribution à l'étude et à l'optimisation des performances des cellules solaires à base de GaAs et de Si. Mémoire de magister en physique énergétique. Université de Constantine (2001).
- [26] O. Bogdankévitch, S. Darznek, P. Elisséev. Les lasers à semiconducteurs. Edition Mir Moscou.
- [27] José Maria Roman. State of the art of III-V Solar cells. Fabrication technologies, Device designs and Application. Advanced photovoltaic cell design (2004).
- [28] L. M. Fraas, 30% efficient InGaP/GaAs/GaSb cell-interconnected-circuits of line-focus concentrator arrays. 16th European photovoltaic conference (2000).
- [29] Lamia Semra. Contribution à l'étude des tandems AlGaAs/Si Mémoire de magister d'électronique. Université de Constantine (1998).
- [30] M. A. Vonchen, III-V epitaxial lift-off investigated by multi-release layers 17th European photovoltaic conference (2001).

- [31] S. Khelifi et A. Belkhachi. Le rôle de la couche fenêtre dans les performances d'une cellule solaire GaAs. Rev. Energ. Ren. Vol.7 (2004), pp. 13-21.
- [32] J. M. Woodall and H. J. Hovel, «High efficiency $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -GaAs solar sells», Appl.Phys.Left., Vol.21, N°8 (1972), pp.379-381.
- [33] A. Laugier et J. A. Roger, « Les photopiles Solaires- Du matériau au dispositif, du dispositif aux applications », Tech et Doc, Paris (1981).