

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



**Thèse de Doctorat**  
En Physique

Présentée à

L'Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem  
Faculté des Sciences Exactes et Informatique  
Département de Physique

Pour obtenir le Diplôme de

**Docteur en Physique**

Option : « **Conversions Photovoltaïques** »

Par

***Belarbi Miloud***

Sujet

**« Étude à deux dimensions et optimisation des  
paramètres physiques et géométriques de cellules  
solaires de divers contacts interdigités. »**

Soutenu le 30 juin 2016

Devant le jury composé de :

Pr SENOUCI Khaled,	Professeur, Université de Mostaganem,	Président,
Pr KADOUN Abd-Ed-Daïm,	Professeur, Université de Sidi Bel Abbès,	Examineur,
Pr BASSOU Ghaouti,	Professeur, Université de Sidi Bel Abbès,	Examineur,
Pr BENMANSOUR Abdelhalim,	Professeur, Université de Tlemcen,	Examineur,
Pr HADRI Baghdad,	Professeur, Université de Mostaganem,	Examineur,
Dr BEGHADAD Mohammed,	M.C.A, Université de Mostaganem, Directeur de thèse	Rapporteur.

## *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail à*

- la mémoire de mes parents*
- ma femme et mes enfants*
- mon frère et mes sœurs*
- tous mes amis*

### Remerciements

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

Ce travail a été effectué au Département de Physique à la Faculté des Sciences Exactes et de l'Informatique de l'Université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem.

Tout d'abord, je tiens à remercier Monsieur BEGHADAD Mohammed, Maître de conférences de Classe A à l'université de Mostaganem, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, de m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité, son assistance, sa patience et son incitation durant la réalisation de ce travail.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur SENOUCI Khaled, Professeur à l'université de Mostaganem, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse.

J'exprime également toute ma reconnaissance à Mrs : KADOUN Abd-Ed-Daïm, BASSOU Ghaouti, Professeurs à l'Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, BENMANSOUR Abdelhalim, Professeur à l'Université Aboubakr Belkaid de Tlemcen et HADRI Baghdad, Professeur à l'université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem, d'avoir accepté de faire partie de ce jury et qui m'ont fait l'honneur d'y participer comme examinateurs.

Un grand merci à tous les membres de l'équipe en particulier Mekemeche Abdelkader,..... avec qui j'ai partagé mon bureau pour les discussions toujours intéressantes sur la recherche et sur le sujet de thèse.

Je tiens aussi à remercier Sadok Ahmed, Professeur à l'université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem, et directeur du laboratoire "Elaboration Et Caractérisation Physico Mécanique Et Métallurgique Des Matériaux", pour ses conseils précieux et de m'avoir poussé à terminer ce travail. Son support m'a été d'une grande aide.

Enfin, je tiens à exprimer tous mes remerciements à mes amis et collègues de travail ainsi qu'à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Remerciements

Liste des symboles

Liste des tableaux

Introduction générale.....1

Chapitre I :Rappels, notions générales et système photovoltaïques.....8

I.1 Effet photovoltaïque et absorption de la lumière des matériaux semi-conducteurs... 9

I.1.1 Le soleil et son rayonnement.....9

I.1.2 Corps noir et spectre solaire.....10

I.1.2.1 Influence des phénomènes atmosphériques.....11

I.1.2.2 Notion de masse d'air.....13

I.1.3 Propriétés de la lumière.....15

I.2 Matériaux semi-conducteurs.....16

I.2.1 Les semi-conducteurs intrinsèques.....16

I.2.2 Concentrations à l'équilibre.....17

I.2.3 Les semi-conducteurs extrinsèques.....19

I.2.3.1 Dopage.....19

a) Dopage de type N.....19

b) Dopage de type P.....20

I.2.3.2 Loi d'action de masse.....22

I.2.3.3 Fort dopage.....22

I.2.3.3.1 Rétrécissement de la bande interdite (Bandgap Narrowing)...22

I.2.3.4 Semi-conducteur hors équilibre.....23

I.2.3.4.1 Injection de porteurs minoritaires.....23

I.2.3.4.2 Concentration des porteurs dans semi-conducteur hors équilibre thermodynamique.....24

I.2.4 Les méthodes de dopages.....24

a) La diffusion.....24

b) La croissance épitaxiale.....25

c) L'implantation ionique.....25

I.3 L'effet photovoltaïque.....25

I.3.1 Propriétés optiques et photogénération.....25

I.3.2 Absorption du rayonnement dans le matériau.....27

I.3.3 Propriété optique du silicium.....28

I.4 Mécanisme de recombinaison des porteurs en excès.....29

I.4.1 Recombinaisons et durées de vie.....29

I.4.1.1 Recombinaison radiative.....30

I.4.1.2 Recombinaisons non radiatives.....31

I.4.1.2.1 Recombinaison Auger.....	31
I.4.1.2.2 Recombinaisons volumiques Shockley-Read-Hall (SRH).....	33
I.4.1.3 Recombinaison en surface.....	34
<b><u>I.5 Equation de base des dispositifs semi-conducteurs.....</u></b>	<b>35</b>
I.5.1 Equation de Poisson.....	35
I.5.2. équations de densité de courant.....	36
I.5.2.1 Densité de courant de dérive.....	36
I.5.2.2 Densité de courant de diffusion.....	36
I.5.2.3 Equations de dérive-diffusion.....	37
I.5.3 Equations de continuité.....	37
<b><u>I.6 Eclairage d'un semi-conducteur par une source lumineuse.....</u></b>	<b>38</b>
I.6.1 Formation d'une jonction PN.....	38
I.6.1.1 Caractéristique dans l'obscurité.....	41
I.6.1.2 Jonction p-n sous illumination.....	42
<b><u>I.7 Mécanisme de transport des porteurs.....</u></b>	<b>43</b>
I.7.1 Créations des charges. Les excitons.....	43
<b><u>I.8 Fabrication des cellules PV.....</u></b>	<b>44</b>
<b><u>I.9 Différents type de technologies de cellules photovoltaïques et leur rendement de conversion.....</u></b>	<b>44</b>
I.9.1 Les cellules de première génération.....	45
I.9.2 Les cellules de deuxième génération.....	45
I.9.3 Les cellules de troisième génération.....	46
I.9.3.1 Les cellules nanocristallines.....	46
I.9.3.2 Les cellules à concentration.....	46
I.9.3.3 Les cellules organiques.....	46
<b><u>I.10 Les cellules solaires à haut rendement de conversion.....</u></b>	<b>47</b>
I.10.1 Les structures dites à contact localisé: PERL.....	47
I.10.2 La structure à contacts interdigités en face arrière IBC.....	48
I.10.3 La structure à hétérojonctions de silicium (Si-HJ).....	48
<b><u>I.11 Les filières technologiques.....</u></b>	<b>50</b>
<b><u>I.12 Conclusion.....</u></b>	<b>51</b>
<b><u>Bibliographie.....</u></b>	<b>51</b>
<b><u>Chapitre II : Fonctionnement des cellules photovoltaïques.....</u></b>	<b>54</b>
<b><u>II.1- Cellule solaire.....</u></b>	<b>55</b>
II.1.1 Définition d'une cellule photovoltaïque.....	55
II.1.2 Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.....	55
II.1.3 Modélisation électrique.....	56
II.1.4 caractéristique <i>I-V</i> .....	58
II.1.5 Facteurs de limitation du rendement.....	59
II.1.5.1 Les pertes physiques.....	60

a) L'absorption incomplète.....	60
b) L'excès d'énergie.....	60
c) Le facteur de tension.....	60
d) Le facteur de forme FF.....	61
II.1.5.2 Pertes technologiques.....	61
II.1.5.2.1 Les pertes optiques.....	61
a) la réflexion au niveau de la surface silicium.....	61
b) la réflexion de l'éclairement sur la grille métallique en face avant ou taux d'ombrage.....	61
c) l'absorption des photons par le métal de la face arrière.....	62
d) cellules très fines.....	62
e) Rendement de collecte:.....	62
II.1.5.2.2 Les pertes par recombinaison.....	62
a) la recombinaison radiative:.....	62
b) la recombinaison Auger.....	62
c) la recombinaison assistée par défauts dans le matériau.....	62
d) la recombinaison en surface (et aux joints de grains dans le cas du silicium multicristallin).....	63
II.1.5.2.3 Les pertes résistives.....	63
II.1.5.3 Réduction des pertes.....	64
a) couche antireflet.....	64
b) texturation de surface.....	65
c) passivation.....	66
d) champ de surface arrière ( <i>BSF</i> ).....	67
II.1.6 D'autres notions (définitions essentielles).....	67
II.1.6.1 Transmission, réflexion et absorption.....	67
II.1.6.2. Réponse spectrale et rendement quantique d'une cellule solaire photovoltaïque.....	68
II.1.7 Effet de la température sur la cellule photovoltaïque.....	69
<b><u>II.2 Les composants de la cellule silicium à hétérojonctions.....</u></b>	<b>70</b>
II.2.1 L'oxyde transparent conducteur.....	70
II.2.2 L'émetteur.....	71
II.2.3 Le BSF.....	71
II.2.4 Les contacts.....	71
<b><u>II.3 Notion d'ombrage électrique.....</u></b>	<b>71</b>
<b><u>II.4 Conclusion.....</u></b>	<b>72</b>
<b><u>Bibliographie.....</u></b>	<b>72</b>
<b><u>Chapitre III : Matériaux silicium, homojonctions et hétérojonctions.....</u></b>	<b>75</b>
<b><u>III.1 Les cellules conventionnelles silicium.....</u></b>	<b>76</b>

III.1.1 Cellules photovoltaïques à homojonction de silicium cristallin.....	76
<b>III.2 Les deux semi-conducteurs de base: le silicium cristallin et le silicium amorphe....</b>	<b>76</b>
III.2.1 Le silicium cristallin.....	76
III.2.2 Le silicium amorphe.....	77
III.2.2.1.Histoire.....	77
III.2.2.2 Intérêt théorique.....	78
III.2.2.3 Intérêt technologique.....	78
III.2.2.4 Fabrication.....	79
III.2.2.5 Densité d'états du silicium amorphe hydrogéné.....	80
III.2.2.6 Notion de gap de mobilité, gap optique.....	82
III.2.2.7 Défauts induits par le dopage.....	83
III.2.3 Propriétés optiques et photogénération du silicium amorphe hydrogéné....	84
<b>III.3 Description physique de l'hétérojonction.....</b>	<b>85</b>
III.3 1 Diagramme des bandes et courant d'obscurité.....	85
III.3 2 Compléments au modèle d'Anderson.....	89
<b>III.4 Cellules photovoltaïques silicium (1D) à hétérojonction.....</b>	<b>90</b>
III.4.1 État de l'art de la structure HIT.....	90
<b>III.5 Les cellules silicium (2D) à contacts arrière interdigités.....</b>	<b>92</b>
III.5.1 Structure de cellules photovoltaïques avec contacts arrières interdigités....	92
III.5.1.1 Les cellules silicium à homojonctions avec contacts arrières interdigités.....	93
III.5.1.1.1 Avantages et inconvénients.....	94
III.5.1.2 La structure Métallisation Wrap Through.....	95
III.5.1.2.1 Les avantages.....	96
III.5.1.2.2 Les désavantages.....	96
III.5.1.3 La structure Emitter Wrap Through (EWT).....	96
III.5.1.3.1 Les avantages de ce concept.....	97
III.5.1.3.2 Les désavantages de ce concept.....	97
III.5.1.4 Les cellules silicium à hétérojonctions et à contacts arrières interdigités : les cellules IBC Si-HJ.....	98
<b>III.6 Simulation de l'hétérojonction silicium amorphe/ silicium cristallin.....</b>	<b>99</b>
III.6.1 Calcul de la densité nette de charge, la recombinaison et les conditions aux limites.....	99
III.6.1.1 Les états discrets localisés: cas du silicium cristallin.....	100
III.6.1.2 Les états continus localisés : cas du silicium amorphe.....	100
III.6.2 La génération optique des paires électron-trou.....	103
III.6.3 La recombinaison Shockley-Read-Hall:Cas du silicium amorphe.....	104
III.6.4 Les conditions aux limites.....	105
III.6.4.1 Point de vue mathématique.....	105
III.6.4.2 Point de vue physique.....	105
III.6.4.2.1 Contact ohmique.....	106
III.6.4.2.2 Contact Schottky.....	107
III.6.4.3 La densité de courant à l'interface.....	108

<b><u>III.7 Conclusion</u></b> .....	108
<b><u>Bibliographie</u></b> .....	108
<b><u>Chapitre IV: Logiciel Silvaco et simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si</u></b> .....	115
<b><u>IV-1 Introduction:</u></b> .....	116
<b><u>IV-2-Simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si</u></b> .....	116
<b><u>IV-3- Modélisation bidimensionnelle de Silvaco</u></b> .....	116
<b>IV-3.1- Présentation du paquet des programmes SILVACO</b> .....	118
<b>IV-3.1.1- Les outils de simulation (VWF core tools)</b> .....	118
<b>IV-3.1.2- Les outils interactifs (VWF interactive tools)</b> .....	118
<b>IV-3.1.3- Les outils d'automatisation (VWF automation tools)</b> .....	119
<b>IV-3.2-Description d'Atlas</b> .....	120
<b>IV-3.3-Modules d'Atlas</b> .....	121
<b>IV-3.4-Logique de programmation dans Atlas</b> .....	123
<b>IV.3.4.1 Modèles physiques</b> .....	125
<b>IV-3.5-La résolution numérique sous Atlas</b> .....	126
<b><u>IV-4- Modélisation des différents matériaux d'une cellule silicium à hétérojonctions</u></b> .....	127
<b>IV-4.1- Le silicium cristallin c-Si</b> .....	127
<b>IV-4.2- Le silicium amorphe hydrogéné (<i>a-Si:H</i>)</b> .....	128
<b>IV-4.2.1- Le silicium amorphe hydrogéné de type <i>n a-Si:H(n)</i></b> .....	129
<b>IV-4.2.2- Le silicium amorphe hydrogéné de type <i>p a-Si:H(p)</i></b> .....	130
<b>IV-4.3- Introduction de défauts à l'hétéro-interface <i>a-Si:H/c-Si</i></b> .....	132
<b><u>IV.5 Conclusion</u></b> .....	133
<b><u>Bibliographie</u></b> .....	133
<b><u>CHAPITRE V Simulation de la cellule photovoltaïque silicium à hétérojonction et à structure interdigitée en face arrière</u></b> .....	135
<b><u>V.1- Cadre général de la simulation</u></b> .....	137
<b>V.1 1- Le modèle de génération optique</b> .....	137
<b>V.1.2- Les modèles de recombinaison considérés</b> .....	137
<b>V.1 3- La mobilité des porteurs</b> .....	138
<b><u>V.2- Spécification de la structure étudiée</u></b> .....	139
<b>V.2.1- La géométrie de la structure de la cellule</b> .....	139
<b>V.2.2- Le maillage</b> .....	141
<b>V.2.3- Régions</b> .....	143
<b>V.2.4- Electrodes</b> .....	143
<b>V.2.5- Dopage</b> .....	143

<b><u>V.3- Spécification du modèle et du matériau</u></b> .....	143
V.3.1- Matériau.....	143
V.3.2- Modèles.....	144
V.3.3- .Contact.....	144
V.3.4- Interface.....	144
<b><u>V.4- Méthodes numérique à sélectionner</u></b> .....	145
<b><u>V.5- Spécification de Solution</u></b> .....	145
V.5.1- LOG.....	145
V.5.2- SOLVE (Résoudre).....	145
V.5.3-. LOAD ET SAVE (charger et sauvegarder).....	145
<b><u>V.6 Étude de l'hétérojonction en face arrière</u></b> .....	145
V.6.1 Analyse des structures de bandes.....	145
<b><u>V.7- Les diagrammes de bandes à l'équilibre thermodynamique</u></b> .....	147
<b><u>V.8 Résultats de simulation et discussion</u></b> .....	147
V.8.1- Etude de l'influence du substrat <i>c-Si</i> .....	149
V.8.1.1- Sensibilité au dopage du substrat <i>c-Si</i> .....	149
V.8.2- Sensibilité au dopage du n-BSF.....	151
V.8.3- Effet des dimensions du dispositif de cellules solaires <i>IBC-SiHJ</i> .....	154
V.8.3.1- Effet de l'épaisseur de la couche de a-Si:H intrinsèque ( $T_{i-a-Si}$ ).....	154
V.8.3.2- Optimisation de la géométrie de la face arrière.....	157
V.8.3.2.1- Effet de $W_p$ .....	157
V.8.3.2.2- Effet de $W_n$ et $W_g$ .....	159
<b><u>Conclusion</u></b> .....	162
<b><u>Bibliographie</u></b> .....	163
<b><u>Conclusion générale</u></b> .....	164

### Résumé

L'objectif de cette thèse consiste à mettre en place un modèle pour simuler et étudier le fonctionnement des cellules à base de silicium cristallin. Cette nouvelle structure de cellules utilise la technologie des hétérojonctions de silicium  $a\text{-Si:H}/c\text{-Si}$  (SiHJ) appliquée sur des structures à contacts interdigités en face arrière (IBC). Pour optimiser les cellules IBC-SiHJ et lever des verrous technologiques, il est nécessaire de bien comprendre leur fonctionnement. Cela passe notamment par l'identification des mécanismes physiques qui régissent les performances de ces cellules. Or, les IBC-SiHJ possèdent une structure de bandes assez complexe. Pour être collectées, les paires électron-trou photogénérées dans le substrat  $(n)c\text{-Si}$  doivent surmonter de nombreux obstacles sans se recombiner:

1. défauts cristallins du substrat  $c\text{-Si}$ ,
2. pièges à l'interface  $a\text{-Si:H}/c\text{-Si}$  (Densité d'états à l'interface),
3. pièges dans le volume des couches dopées d' $a\text{-Si:H}$ ,
4. barrières de potentiel défavorables pour les trous et les électrons en face arrière et aux interfaces  $a\text{-Si:H}/c\text{-Si}$ .

Notre objectif est de contribuer de façon originale à la simulation de ces cellules par Atlas de Silvaco. Notre travail se focalise notamment sur l'étude de la face arrière de la cellule de type N, composée d'un empilement  $c\text{-Si}(n)/(i)a\text{-Si:H}/(p)a\text{-Si:H}$  et  $c\text{-Si}(n)/(i)a\text{-Si:H}/(n)a\text{-Si:H}$ , ainsi que le dimensionnement de sa géométrie.

**Mots-clefs :** hétérojonctions de silicium  $a\text{-Si:H}/c\text{-Si}$ , structures à contacts interdigités en face arrière (IBC); IBC-SiHJ; Atlas de Silvaco.

## Liste des abréviations

Notations	Paramètres	Valeurs	Unités
$L_\lambda$	luminance spectrale		$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot Hz^{-1}$
$c$	vitesse de la lumière dans le vide	$2,998 \times 10^8$	$m \cdot s^{-1}$
$h$	constante de Planck	$6,626 \times 10^{-34}$ $4,136 \times 10^{-15}$	$J \cdot s$ $eV \cdot s$
$k_B$	constante de Boltzmann	$1,381 \times 10^{-23}$ $8,617 \times 10^{-5}$	$J \cdot K^{-1}$ $eV \cdot K^{-1}$
$k_B T (300K)$		0,0258	eV
$h \cdot c$		1,239	$eV \cdot \mu m$
$\epsilon_0$	permittivité du vide	$8,85 \times 10^{-12}$	$F \cdot m^{-1}$
$\lambda$	longueur d'onde du photon incident		$nm$ ou $\mu m$
$M(T)$	densité de puissance		$W \cdot m^{-2}$
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann	$5,67 \times 10^{-8}$	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
$AM_y$	nombre de masse d'air		
$\Phi$	flux optique de photons		$Photons \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
$E$	éclairage		$W \cdot m^{-2}$
$I_\lambda$	irradiance		$W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}$
$f(E)$	statistique de Fermi-Dirac		
$n$ et $p$	densités des électrons et des trous		$cm^{-3}$
$L_n$ et $L_p$	longueur de diffusion des électrons et des trous		$cm$
$n_i$	concentration intrinsèque des porteurs		$cm^{-3}$
$n_{ie}$	concentration intrinsèque effective des porteurs		$cm^{-3}$
$E_G$	largeur de la bande interdite		eV
$E_F$	niveau de Fermi		eV
$E_{Fi}$	niveau de Fermi intrinsèque		eV
$E_{Fn}$ et $E_{fp}$	quasi-niveau de Fermi pour les électrons et pour les trous		eV
$E_c$	énergie du bas de la bande de conduction		eV
$E_v$	énergie du haut de la bande de valence		eV
$N_d$	concentration des atomes donneurs		$cm^{-3}$
$N_a$	concentration des atomes accepteurs		$cm^{-3}$
$N_C$	densités effectives d'états électroniques dans les bandes de conduction	$2,8 \times 10^{19}$ (pour Si) (T=300 K)	$cm^{-3}$
$N_V$	densités effectives d'états électroniques dans les bandes de valence	$1,15 \times 10^{19}$ (pour Si) (T=300 K)	$cm^{-3}$
$\Delta n$	variations des densités d'électrons hors équilibre		$cm^{-3}$
$\Delta p$	variations des densités de trous hors équilibre		$cm^{-3}$
$m_0$	masse de l'électron	$0,911 \times 10^{-30}$ 0,511	$Kg$ $MeV \cdot c^{-2}$
$m_C$	masse effective de l'électron dans la bande de conduction		$MeV \cdot c^{-2}$
$m_V$	masse effective du trou dans la bande de valence		$MeV \cdot c^{-2}$
$v_{th}$	vitesse thermique des porteurs	$= (3k_B T / m^*)^{1/2} = 10^5$	$m \cdot s^{-1}$
$\tilde{n}(\lambda)$	coefficient de réfraction complexe		$s.d$
$\alpha(\lambda)$	coefficient d'absorption		$cm^{-1}$
$k$	Coefficient d'extinction (atténuation)		$s.d$
$n$	Indice de réfraction		$s.d$
$R$	coefficient de réflexion		%

## Liste des abréviations

$T$	coefficient de transmission		%
$\tau$	durée de vie		s
$\rho$	densité locale de charge d'espace		$C.m^{-2}$
$\sigma$	conductivité		$\mu S$ (Siemens)
$\epsilon_s$ et $\epsilon_r$	permittivités absolue et relative du semi-conducteur		
$\epsilon$	permittivité locale du milieu		$F.m^{-1}$
$\Phi$	potentiel électrique		V
$\vec{E}$	champ électrique		$V.m^{-1}$
$q$	charge électronique	$1,602 \times 10^{-19}$	C
$J_n$ et $J_p$	densités de courant de dérive des électrons et des trous		$A.cm^{-2}$
$QBC$	queues de bandes de conduction		
$QBV$	queues de bandes de valence		
$DOS$	Density Of States (Densités d'états)		
$T$	température		K
$\mu_n$ et $\mu_p$	mobilité des électrons et des trous		$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$
$D_n$ et $D_p$	coefficients de diffusion des électrons et des trous		$cm^2.s^{-1}$
$G_n$ et $G_p$	taux de génération des électrons et des trous		$s^{-1}$
$U_n$ et $U_p$	taux de recombinaison des électrons et des trous		$cm^{-3}.s^{-1}$
$TCO$	oxyde transparent conducteur		
$N_{TD}$ et $N_{TA}$	densités des états de queues de bande de type donneur et de type accepteur		$cm^{-3}$
$N_{GD}$ et $N_{GA}$	densités d'états profonds modélisés par les gaussiennes de type donneur et de type accepteur		$cm^{-3}$
$W_{TD}$ et $W_{TA}$	énergies caractéristiques des queues de bande de valence et de conduction		eV
$W_{GA}$ et $W_{GD}$	énergies caractéristiques d'états profonds modélisés par les gaussiennes de type accepteur et de type donneur		eV
$V_d$	voltage de diffusion (tension de diffusion)		V

## Liste des figures

### Introduction

Figure 1 : Évolution de la production d'énergie primaire mondiale et répartition par sources d'énergie entre 1971 et 2013	2
Figure 2 : Évolution de la capacité cumulée (en GW) installée en photovoltaïque dans le monde entre 1996 et 2014	4
Figure 3 : Évolution de la part des technologies de modules depuis 2005 (Production de modules en MW)	5
Figure 4 : Évolution des investissements publics de recherche pour la filière photovoltaïque dans le Monde (en millions \$)	6

### Chapitre I

Figure 1 : Régions du soleil	9
Figure 2 : Spectre solaire hors atmosphère (de couleur jaune) comparé à celui du corps noir (courbe en trait gris)	10
Figure 3 : Spectre des ondes électromagnétiques	11
Figure 4. Bilan du rayonnement solaire et du rayonnement terrestre	12
Figure 5 : Schéma indiquant le nombre d'air masse en fonction de la position géographique	13
Figure 6 : Répartition spectrale du rayonnement solaire à la surface de l'atmosphère terrestre (AM0) et au sol (AM1.5D et AM1.5G). Les semi-conducteurs c-Si et a-Si:H utilisés pour le photovoltaïque sont indiqués à la longueur d'onde correspondante à leur énergie de gap $E_g$ à la température ambiante	14
Figure 7 : Rayonnement solaire annuel sur un plan horizontal, moyenne entre 1981 et 2000	16
Figure 8 : Cristal de silicium	16
Figure 9 : Diagramme énergétique d'un semi-conducteur	17
Figure 10 : Evolution de la probabilité $f(E)$ en fonction de $E - E_F$ et de la température	17
Figure 11 : Structure de bande pour les trois grandes familles de matériaux	18
Figure.12 : Libération d'un électron par l'atome de phosphore et schéma des bandes	20
Figure.13 : Silicium dopé au bore, libération d'un trou et schéma des bandes	21
Figure 14 : Niveaux d'énergie	21
Figure 15 : Distribution des densités d'états	22
Figure 16 : Courbe de l'indice de réfraction du silicium, $n$ est la partie réelle, $k$ la partie imaginaire de l'indice de réfraction	26
Figure 17 : Rayon incident et transmis à l'interface	26
Figure 18 : Coefficient d'absorption de différents matériaux semi-conducteurs à 300 K et profondeur de pénétration des photons du silicium cristallin en fonction de la longueur d'onde, d'après [12]	28
Figure 19 : Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b)	29
Figure 20 : Schéma illustrant la recombinaison radiative	31
Figure 21 : Schéma illustrant la recombinaison Auger	32
Figure 22 : Schéma illustrant la recombinaison SRH	33
Figure 23 : Diffusion de charges électriques	38

Figure 24 : Champ électrique	38
Figure 25 : Courbure de bandes (gauche) et densité de porteurs (droite) à l'équilibre d'une jonction P-N	39
Figure 26 : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique a) Distribution de dopage. b, c) Charge d'espace. d) Potentiel e) Bandes d'énergie. f) Champ électrique	41
Figure 27 : Densité de porteurs d'une jonction sous illumination	43
Figure 28 : Schéma d'une cellule photovoltaïque au silicium	44
Figure 29 : cellule mono cristalline et poly cristalline	45
Figure 30 : Schéma de la structure (a) PERC (Passivated Emitter, Rear cell); (b) PERL (Passivated Emitter, Rear Locally-doped); (c) PERT (Passivated Emitter, Rear Totally-diffused); (d) PERF (Passivated Emitter, Rear Floating-junction).	47
Figure 31 : Schéma d'une cellule à contact interdigités en face arrière (IBC) (gauche) vue en coupe (droite) vue d'en bas	48
Figure 32 : Schéma d'une cellule à hétérojonction a-Si:H/c-Si	49
Figure 33 : Structures des cellules solaires IBC Si-HJ	49
Figure 34 : Évolution des meilleurs rendements mondiaux de cellules photovoltaïques obtenus en laboratoire de 1976 à 2014 classés par filière : multijonctions, GaAs simple jonction, silicium cristallin, couches minces et technologies émergentes	50

## Chapitre II

Figure 1 : Représentation en coupe d'une cellule photovoltaïque	55
Figure 2 : Création d'une paire électron/trou par le photon incident	56
Figure 3 : Circuit équivalent d'une cellule solaire à jonction P-N	57
Figure 4 : Structure et diagramme de bandes d'une cellule photovoltaïque sous éclairement	58
Figure 5 : Caractéristique et paramètres physiques d'une cellule solaire sous éclairement et sous obscurité	59
Figure 6 : Principales pertes intrinsèques pour une cellule photovoltaïque en silicium. (1) Pertes dues à l'énergie excédentaires des photons. (2) Pertes des photons de grandes longueurs d'onde. L'insert illustre le phénomène de thermalisation	60
Figure 7 : Effet de la résistance shunt sur la caractéristique I-V	63
Figure 8 : Effet de la résistance série sur la caractéristique I-V	64
Figure 9 : Réflectance du silicium en combinant avec une CAR ( $n=2$ , $d=94$ nm) dans l'air (bleu) et dans du verre (rouge)	65
Figure 10 : Texturisation du silicium sous forme de rectangles	66
Figure 11 : Réduction de la réflexion et le piégeage de la lumière dans la géométrie texturée	66
Figure 12 : Composition d'une cellule photovoltaïque classique	67
Figure 13 : Rendement quantique externe d'une cellule photovoltaïque	68
Figure 14 : Influence de la température sur les courbes I-V	70

## Chapitre III

Figure 1 : Représentation tridimensionnelle de la maille élémentaire de type diamant du silicium cristallin	74
Figure 2 : Représentation tridimensionnelle d'un assemblage amorphe d'atomes de silicium et d'hydrogène	75
Figure 3 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique diode	77

Figure 4 : Exemple de densité d'états $N(E)$ dans le gap d'une couche de silicium amorphe hydrogéné non dopée. $N(E)$ est constituée de deux queues de bandes exponentielles (QBV et QBC) et deux gaussiennes pour les états profonds selon le modèle introduit par Davis et Mott [24] On distingue les états donneurs et accepteurs. Le niveau de Fermi est aussi indiqué sur la figure.	79
Figure 5 : La distribution d'états dans le gap avec le modèle defect Pool	79
Figure 6 : Définitions du gap dans le silicium amorphe	80
Figure 7 : Représentation simplifiée du mécanisme de dopage dans le silicium cristallin. Trois cas sont représentés : (a) Silicium non dopé, (b) dopage n au Phosphore, (c) dopage p au Bore...	81
Figure 8 : Coefficients d'absorption du silicium amorphe et du silicium cristallin en fonction de l'énergie	82
Figure 9 : Profil du flux (de photons) à différentes longueurs d'ondes en considérant un flux équivalent à 1 soleil, et un coefficient de réflexion constant $R=0,3$ .	83
Figure 10 : Représentation des paramètres électroniques de deux matériaux isolés. Le niveau du vide est le niveau de référence.	84
Figure 11 : Diagrammes des bandes pour des hétérojonctions de silicium (p) a-Si:H/(n) c-Si et (n) a-Si:H/(p) c-Si. La zone de charge d'espace (régions non grisées sur les schémas) s'étend dans chacun des matériaux. Les grandeurs indiquées sur le schéma sont décrites dans le texte...	85
Figure 12 : Diagramme de bandes d'énergie selon trois modèles : (a) modèle d'Anderson (b) en incluant les états d'interface et (c) en incluant les dipôles	87
Figure 13 : Photographie d'une cellule HIT réelle (a) et schéma 3D détaillant l'empilement de matériaux qui la compose (b). La texturation de surface n'est pas représentée sur le schéma	88
Figure 14 : Structure HIT produite par Sanyo consistant en un dépôt de fines couches de silicium amorphe hydrogéné intrinsèque et dopé de part et d'autre d'un substrat de silicium monocristallin de type N	89
Figure 15 : Comparaison du budget thermique et du temps de procédé pour les technologies associées aux cellules classiques et aux hétérojonctions amorphe/Cristalline	90
Figure 16 : Cellule PV à contacts arrière interdigités	91
Figure 17 : Description de la cellule Maxis en coupe et en face avant fondée sur le concept de Metallisation Wrap Through MWT	94
Figure 18 : Description de la structure EWT	95
Figure 19 : Avantage de la structure EWT par rapport à la structure IBC ou BJ (Back Junction). On remarque que la longueur de diffusion est nettement plus critique pour aller vers les hauts rendements pour la cellule IBC	96
Figure 20 : Les états discrets localisés dans la bande interdite du silicium cristallin	98
Figure 21 : La distribution typique des états dans la bande interdite du silicium amorphe	99
Figure 22. Les processus de photogénération des paires électron-trou pour les semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques	101
Figure 23 : Diagramme de bandes d'un contact ohmique en équilibre thermodynamique entre (a) un métal et un semi-conducteur de type p avec $q\phi_m > q\phi_s$ et (b) un métal et un semi-	

conducteur de type n avec  $q\phi_m < q\phi_s$ . NV est le niveau du vide,  $V_d$  est la tension de diffusion... 104

Figure 24 : Diagramme de bandes d'un contact Schottky en équilibre thermodynamique entre (a) un métal et un semi-conducteur de type p avec  $q\phi_m < q\phi_s$  et (b) un métal et un semi-conducteur de type n avec  $q\phi_m > q\phi_s$ . NV est le niveau du vide,  $V_d$  est la tension de diffusion 105

#### Chapitre IV

Figure 1 : Environnement Tonyplot (mesh 2D)	115
Figure 2 : Menu de Maskviews	115
Figure 3 : Environnement Deckbuild	116
Figure 4 : Organigramme de la structure de VWF	116
Figure 5 : Entrées et sorties d'Atlas	117
Figure 6 : Les composants (ou les modules) d'Atlas	118
Figure 7 : Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas (les commandes fondamentales afférentes).	120
Figure 8 : Organigramme du programme de simulation.	123
Figure 9 : Niveau de densité de défauts dans le silicium amorphe de type N	126
Figure 10 : Niveaux de densité de défauts dans le silicium amorphe de type P.	127
Figure 11 : Niveau de densité de défauts dans la couche défective c-Si	127

#### Chapitre V

Figure 1 : Le schéma de la structure complète d'une cellule interdigitée à hétérojonctions	135
Figure 2: Géométrie de la structure élémentaire de références de la cellule interdigitée à hétérojonctions	136
Figure 3 : Maillage des structures interdigitées. Le maillage est grossier au milieu du substrat c Si et fin au niveau des interfaces	137
Figure 4: Diagramme de bandes à l'équilibre thermodynamique (a) de l' hétérojonction a Si:H(p)/c-Si(n) et (b) de l' hétérojonction a-Si:H(n)/c-Si(n) de la cellule de type n étudiée. Le zéro des énergies est pris au niveau de Fermi.	141
Figure 5 : Courbes J-V en fonction de l'épaisseur de la couche i-a-Si:H	142
Figure 6 : Courbes J-V en fonction du dopage n-BSF	142
Figure 7 : Effet du facteur $N_{SRH}$ sur la durée de vie effective $\tau_{SRH}$ des porteurs minoritaires avec $\tau_{0,SRH} = 1 \text{ ms}$ .	144
Figure 8 : Effet des mécanismes de recombinaison Radiative, Auger et SRH sur la durée de vie volumique $\tau_{bulk}$ des électrons, en fonction de la concentration de dopants $N_D$ .	145
Figure 9 : Evolution du $J_{CC}$ ( $\text{mA}/\text{cm}^2$ ), du $V_{CO}$ (V), du $FF$ (%) et du rendement $\eta$ (%) pour différentes concentrations de dopage du substrat c-Si	146
Figure 10. Evolution du $J_{CC}$ ( $\text{mA}/\text{cm}^2$ ), du $V_{CO}$ (V), du $FF$ (%) et du rendement $\eta$ (%) pour différentes concentrations de dopage du n-BSF	147
Figure 11 : Illustration du trajet supplémentaire à parcourir par les porteurs minoritaires (trou noté ici par e+) augmentant leurs chances de se recombiner avant d'atteindre l'émetteur.	149

## Liste des tableaux

### Chapitre I

Tableau 1 Paramètres utilisés pour les modèles de Benett-Wilson et Del-Alamo	23
--	----

### Chapitre III

Tableau 1. Résultats marquants des cellules solaires IBC Si-HJ	97
--	----

### Chapitre IV

Tableau 1. Quelques paramètres électroniques du silicium cristallin	124
Tableau 2. Quelques paramètres électroniques du silicium amorphe	125
Tableau 3: Valeurs des paramètres électriques généraux et de défauts des couches de silicium amorphe hydrogéné :intrinsèques, dopées P et N	128

### Chapitre V

Tableau 1: Paramètres utilisés avec le modèle de Masetti	134
Tableau 2 : Paramètres de la cellule étudiée	136
Tableau 3: Sommaire des performances du dispositif cellule solaire IBC-SiHJ	150

## **Introduction générale**

## **Introduction générale**

La vie, les activités de l'homme dépendent des sources d'énergie dont il dispose. Faute d'énergie, pas de vie, pas d'activité créatrices. Les disponibilités d'énergie représentent la base nécessaire à tout développement de l'histoire des hommes. La quantité d'énergie qui est en réserve dans l'univers est pratiquement infinie. Pour l'homme, le gros problème est de transformer économiquement cette énergie dans des formes utiles. L'énergie solaire est l'énergie du soleil qui provient de la fusion nucléaire qui se produit au cœur du soleil. Elle se propage dans le système solaire et dans l'univers sous la forme d'un rayonnement électromagnétique.

Sur terre, cette énergie est à l'origine du cycle de l'eau, du vent et de la photosynthèse. L'énergie solaire est donc à l'origine de toutes les énergies sur terre à l'exception de l'énergie nucléaire, de la géothermie et de l'énergie marémotrice. L'énergie solaire qui atteint chaque année la surface de la terre équivaut à  $1,56 \cdot 10^{18}$  kwh (soit environ  $6 \times 10^6$  d'ExaJoules (EJ),  $1 \text{ EJ} = 10^{18} \text{ J}$ ) ( $4,3 \times 10^{15}$  kwh quotidiennement), soit environ 15000 fois la consommation mondiale actuelle d'énergie primaire.

De cette fabuleuse source de rayonnement solaire, 30% se trouve immédiatement réfléchi dans l'espace, 45% est absorbé, converti en chaleur et renvoyé sous forme de rayonnement infrarouge dans l'espace. Les 25% restants qui arrivent sur terre sont la source de l'évaporation (22%), de l'énergie cinétique des vents (2%), de la photosynthèse (0,06%) et de la géothermie renouvelables (0,02%). C'est à dire que globalement, la terre reçoit en permanence une puissance de 170 millions de gigawatts, dont elle absorbe 122 et réfléchit le reste. L'énergie annuelle absorbée est donc de 3850 ZJ (1 ZettaJoule (1 ZJ) =  $10^{21}$  Joules), par comparaison, la photosynthèse capte 3 ZJ [1], le vent contient 2,2 ZJ [2], et l'ensemble des usages humains de l'énergie, 0,5 ZJ [3] dont 0,06 ZJ joules sous forme d'électricité [4]. L'homme utilise l'énergie solaire pour la transformer en d'autres formes d'énergie: énergie alimentaire, énergie cinétique, énergie thermique, électricité ou biomasse.

Les sources d'énergie issues indirectement de l'énergie solaire sont notamment: l'énergie hydraulique, l'énergie marémotrice. Il y a également l'énergie éolienne, l'énergie hydrolienne et l'énergie de la biomasse. On peut ajouter les énergies fossiles (charbon, pétrole, gaz naturel,...) auxquelles s'ajoute l'énergie biochimique de la matière organique vivante.

L'augmentation croissante de la population mondiale et l'explosion du développement industriel des pays industrialisés débouche sur une augmentation croissante des besoins énergétiques. À l'échelle mondiale, la production actuelle en énergie est essentiellement basée sur des ressources dites "non renouvelables" telles que le pétrole, le gaz naturel, le charbon ou encore l'uranium comme on peut le voir sur la figure 1. En 2009, la consommation mondiale d'énergie s'élevait à 8353 millions de tonnes d'équivalent pétrole. Le pétrole représente 41,3 % de la consommation et l'électricité 17,3 % [5].

Une fois ces ressources épuisées, l'homme sera condamné à trouver d'autres alternatives pour produire cette énergie dont il s'est rendu dépendant. Le secteur énergétique utilisant pour

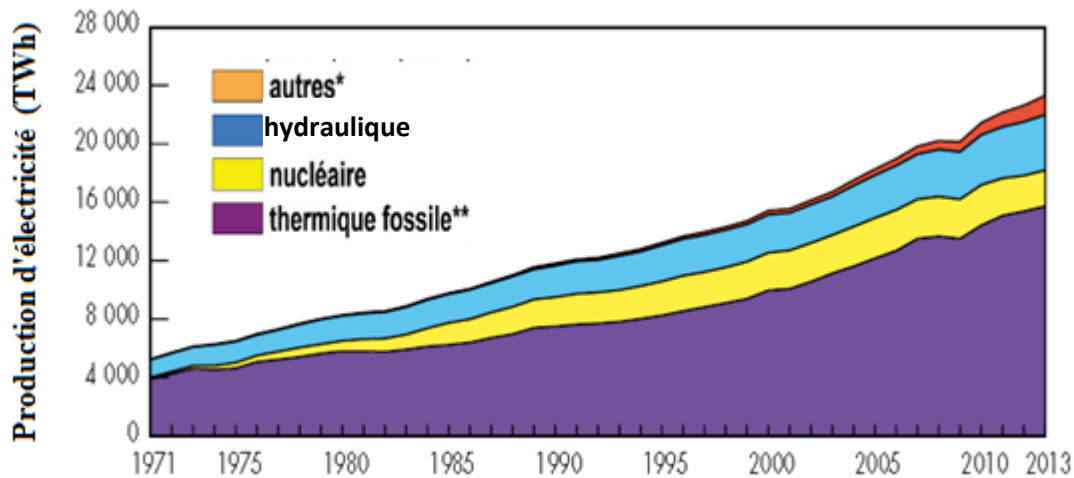


Figure 1-Évolution de la production d'énergie primaire mondiale et répartition par sources d'énergie entre 1971 et 2013 [6].

\*autres: (5,7 %): dont géothermie, éolien, solaire, biomasse, chaleur. \*\*thermique fossile: dont charbon (41,3 %), gaz naturel (21,7 %), pétrole (4,4 %).

combustion des ressources non renouvelables (charbon, pétrole, gaz, nucléaire), est responsable de deux tiers des émissions mondiales de gaz à effet de serre. Pour lutter contre ce changement climatique, il faut améliorer l'efficacité énergétique, soutenir, subventionner et stimuler un développement considérable des sources d'énergie renouvelable.

Il y a seulement deux cents années, les hommes n'utilisaient presque pas d'autres sources d'énergies renouvelables. Le bois pour le chauffage et la traction animale pour le transport, le vent et les chutes d'eau pour l'énergie mécanique. L'utilisation des énergies fossiles et fissiles est un épiphénomène à l'échelle de l'histoire humaine; elle apparaît à travers deux petits pics, l'un au cours du 19<sup>ième</sup> siècle avec le charbon et la découverte des machines à vapeur, l'autre au 20<sup>ième</sup> siècle avec le pétrole, le gaz et le nucléaire. La source de toutes les énergies renouvelables est le soleil. L'un des plus beaux développements industriels de la fin du siècle dernier est celui de la conversion directe de l'énergie lumineuse en électricité. Par l'étendue de ses applications et la diversité de services rendus par de petites sources autonomes d'électricité.

En effet, les énergies renouvelables se présentent comme l'alternative possible aux énergies développées actuellement. Parmi elles, l'énergie photovoltaïque (c'est à dire la production d'électricité à partir du rayonnement solaire) qui est inépuisable et propre, a de nombreux atouts et pourrait devenir l'une des principales sources d'énergie sur le long terme. Son caractère non polluant, silencieux, inodore et illimité fait de l'énergie solaire un candidat idéal pour les années à venir. Selon l'Agence Internationale de l'Énergie, les énergies renouvelables compteront pour près de la moitié de l'augmentation de production électrique mondiale

jusqu'en 2035, les sources intermittentes - solaire photovoltaïque et éolien – s'estimeront pour 45 % de la croissance des énergies renouvelables [7]. Donc avec le solaire, le secteur électrique s'adapte à une nouvelle ère de l'histoire énergétique.

L'énergie solaire photovoltaïque est l'électricité produite par transformation d'une partie du rayonnement solaire avec une cellule photovoltaïque. La cellule photovoltaïque est composée d'un matériau semi-conducteur qui absorbe l'énergie lumineuse et la transforme directement en courant continu électrique. Le principe de fonctionnement de cette cellule fait appel aux propriétés du rayonnement et celles des semi-conducteurs.

La conversion de la lumière en électricité, appelée effet photovoltaïque, est découverte par Edmond Becquerel en 1839, mais il faudra attendre près d'un siècle pour que les scientifiques approfondissent et exploitent ce phénomène de la physique.

En 1875, Werner von Siemens expose devant l'Académie des Sciences de Berlin un article sur l'effet photovoltaïque dans les semi-conducteurs.

En 1913, William Coblentz dépose le premier brevet pour une cellule solaire qui malheureusement ne pourra jamais fonctionner.

En 1916, Robert Millikan sera le premier à produire de l'électricité avec une cellule solaire, mais pendant les quarante années suivantes, personne ne fera beaucoup de progrès en énergie solaire car les cellules photovoltaïques ont un trop mauvais rendement pour transformer la lumière du soleil en énergie. Le phénomène reste encore une découverte anecdotique.

Pendant l'année 1954, trois chercheurs américains (Chapin, Pearson et Prince) mettent au point une cellule photovoltaïque à haut rendement (9 %) et les Laboratoires Bell construisent le premier panneau solaire mais il était trop coûteux pour être produit en série. C'est la conquête spatiale qui fera réellement progresser l'énergie solaire ; le panneau solaire est le seul moyen non-nucléaire d'alimenter des satellites en énergie, de plus l'énergie solaire est une source d'énergie constante pour les satellites en orbite. En effet, c'est en 1958 qu'a lieu le premier lancement d'un satellite fonctionnant à l'énergie photovoltaïque. L'industrie spatiale investira donc beaucoup de fonds dans le développement des panneaux solaires. C'est la première utilisation importante de la technologie solaire photovoltaïque.

Pendant les années 1970 et 1980, des efforts sont faits pour réduire les coûts de sorte que l'énergie photovoltaïque soit également utilisable pour des applications terrestres. L'énergie solaire connaîtra un second élan au cours du premier choc pétrolier dans les années 1970. Alors que le prix du pétrole augmente de façon spectaculaire, les panneaux solaires photovoltaïques commencent à être utilisés pour la première fois dans les maisons. En effet, en 1973, la première maison alimentée par des cellules photovoltaïques est construite à l'université du Delaware aux états unis et en 1983, la première voiture alimentée par énergie photovoltaïque parcourt une distance de 4000 km en Australie. Depuis les panneaux solaires se sont développés lentement. Pendant longtemps, ils ont été considérés comme des sources d'énergies alternatives. L'énergie solaire est de nouveau en plein essor car on prévoit une pénurie prochaine de pétrole, et de plus on se préoccupe du réchauffement de la planète. L'énergie solaire photovoltaïque s'impose comme une des sources d'énergies renouvelables les plus prometteuses pour de nombreux pays au monde qui sont très avancées et qui commencent juste à devenir importantes en Algérie pour les années à venir.

Les photopiles au silicium cristallin représentaient, en 1995, plus de 80% des ventes mondiales de panneaux solaires. Leur technologie, directement dérivée de la conquête spatiale à la fin des années 70, a atteint un excellent niveau de maturité.

Des centrales solaires sont en cours de construction dans le monde entier. Les entreprises investissent également. Les entreprises d'électricité et les gouvernements ont offert des subventions et des réductions pour encourager les propriétaires à investir dans l'énergie solaire pour leur maison. En effet, en 1995, des programmes de toits photovoltaïques raccordés au réseau ont été lancés, au Japon et en Allemagne, et se généralisent depuis 2001.

Dans les pays, où l'ensoleillement est souvent très important (le cas du Sahara Algérien où il est 2 à 3 fois plus élevé qu'en Europe), le solaire peut fournir aux régions rurales et urbaines une énergie décentralisée pour les éclairages, réfrigérateurs, pompes hydrauliques, installations de télécommunication, etc.

Sur le long terme, les prix du gaz naturel et du pétrole augmentent avec l'épuisement des ressources quoique ces derniers temps, la tendance des cours des prix était à la baisse mais juste pour des concours de circonstance. À titre d'exemple, l'union européenne prévoit, en 2020, une évolution d'une proportion de 20 % d'énergie solaire par rapport aux énergies renouvelables, et de 50 % à l'horizon de 2040.

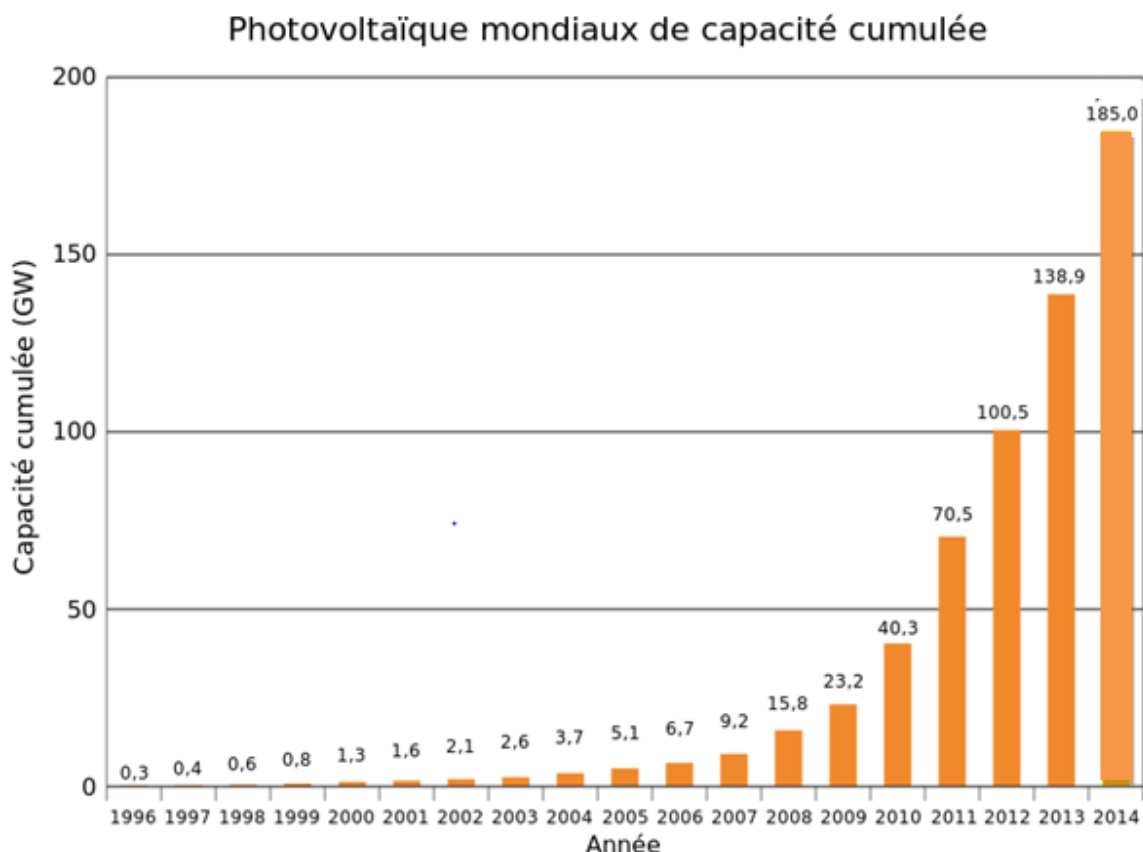


Figure 2 – Évolution de la capacité cumulée (en GW) installée en photovoltaïque dans le monde entre 1996 et 2014 [8].

Les systèmes de production d'énergie solaire ont un coût proportionnel quasi-nul : il n'y a pas de combustible, seulement des frais (entretien, gardiennage, réparation...) qui dépendent très peu de la production. Il faut cependant tenir compte des coûts d'investissement, beaucoup plus élevés que pour les techniques fossiles ou les autres renouvelables (éolien, hydraulique...).

Progressant rapidement en termes d'efficacité et de baisse des coûts, elle devrait être « économiquement compétitive dans les prochaines années » : son coût sera comparable au prix de vente de l'électricité résidentielle entre 2015 et 2020 et au prix de gros vers 2030. Malgré sa fluctuation, l'industrie photovoltaïque continue de connaître une croissance importante (figure 2)

On constate une augmentation supérieure à 33 % par an en moyenne.

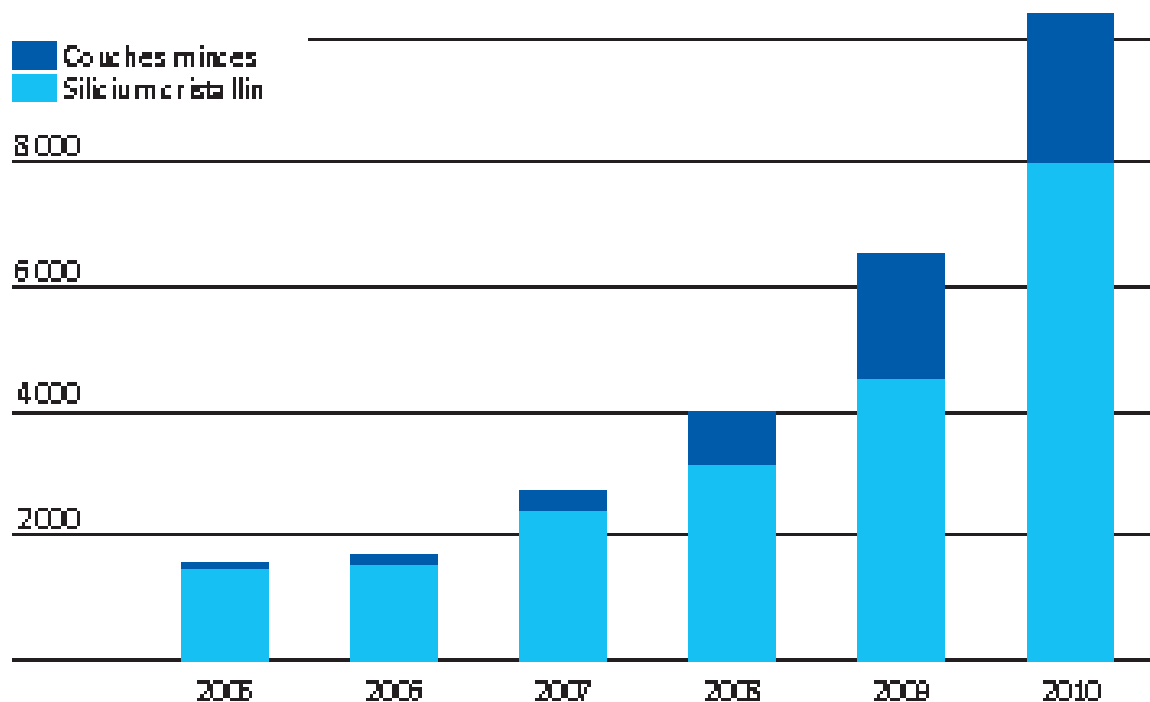


Figure 3. Évolution de la part des technologies de modules depuis 2005 (Production de modules en MW) source: [9]

Deux technologies sont présentes aujourd'hui: Les cellules en silicium cristallin (poly et mono) et les cellules à couches minces, et qui dominent actuellement le marché mondial. L'amélioration de la performance du photovoltaïque fait l'objet d'efforts soutenus et en très nette croissance de la part de plusieurs pays. La figure 3 nous montre un aperçu de la dernière décennie sur la croissance importante du photovoltaïque dans ces deux technologies.

D'autre part, on note qu'en 2010, près de 600 millions de dollars sont consacrés dans le monde, à la recherche publique pour la filière photovoltaïque (figure 4).

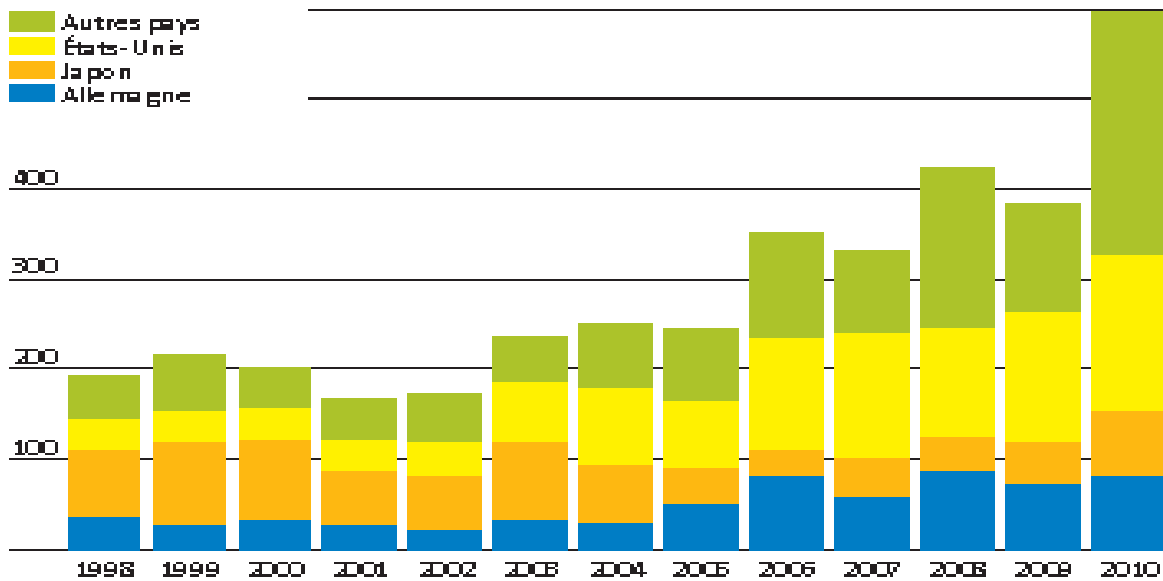


Figure 4. Évolution des investissements publics de recherche pour la filière photovoltaïque dans le Monde (en millions \$) [9].

La technologie à base de silicium cristallin domine le marché photovoltaïque avec 72 % de la production mondiale de panneaux en 2012[10]. Elle bénéficie d'une base de savoir faire et de connaissances, d'une fiabilité prouvée, des rendements élevés et un fort potentiel de réduction des coûts et d'augmentation du rendement de conversion. Des études sont menées dans ce sens à travers des projets innovants pour améliorer les procédés de fabrication et développer de nouvelles structures de cellules photovoltaïques.

L'objectif du haut rendement est à la base de ce travail par l'utilisation combinée d'une architecture innovante (structure à contacts arrières) et de la technologie silicium à hétérojonction silicium cristallin (c-Si)/ silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) ayant un potentiel bien au delà de 20 % de rendement. De plus, la réduction de l'épaisseur des tranches de silicium permettra d'obtenir un gain significatif en termes de coût matière : la structure de la cellule en face arrière et le fait d'effectuer le procédé à basse température permettront de réduire les contraintes internes (en particulier mécanique) de la cellule autorisant l'utilisation de tranches très fines. De plus, il diminuera considérablement le budget thermique du procédé cellule avec le développement de procédés basse température avec l'utilisation du silicium amorphe.

### Bibliographies:

[1] « Energy conversion by photosynthetic organisms » , organisation des Nations unies pour l'alimentation et l'agriculture (consulté le 02 mars 2016).

<http://www.fao.org/docrep/w7241e/w7241e06.htm>

[2] Archer, Cristina, Jacobson, Mark, « Evaluation of Global Wind Power » , Stanford (consulté le 02 mars 2016).

[http://www.stanford.edu/group/efmh/winds/global\\_winds.html](http://www.stanford.edu/group/efmh/winds/global_winds.html)

---

[3] « World Consumption of Primary Energy by Energy Type and Selected Country Groups, 1973-2012 » ,Energy Information Administration.

<http://www.eia.doe.gov/pub/international/iealf/table18.xls>

[4] « World Total Net Electricity Consumption, 1980-2005 » ,Energy Information Administration.

<http://www.eia.doe.gov/iea/elec.html>.

[5] Key World Energy Statistics 2010. International Energy Agency. October 2011. p. 28

[6] International Energy Agency (IEA) : KEY WORLD ENERGY STATISTICS 2015. URL [http://ar.newsmth.net/att/633efe465236a/Key\\_World\\_Energy\\_Statistics\(2015\).pdf](http://ar.newsmth.net/att/633efe465236a/Key_World_Energy_Statistics(2015).pdf)

. (Cité page 24.)

[7] IEA (International Energy Agency). Key world energy statistics 2014. Disponible sur [http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2014/key\\_stats\\_2014.pdf](http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2014/key_stats_2014.pdf), 2014

[8][http://www.epia.org/index.php?eID=tx\\_nawsecuredl&u=0&file=/uploads/tx\\_epia\\_publications](http://www.epia.org/index.php?eID=tx_nawsecuredl&u=0&file=/uploads/tx_epia_publications)

[9] Iea pvps trends 2015 in photovoltaic applications

[10] Global Market Outlook for Photovoltaic until 2014-2018, EPIA, April 2013.

## **Chapitre I**

### **Rappels, notions générales et système photovoltaïque**

## I.1 Effet photovoltaïque et absorption de la lumière des matériaux semi-conducteurs

Ce chapitre présente les concepts dont la connaissance est nécessaire à la compréhension du fonctionnement des cellules photovoltaïques. Dans un premier temps, nous exposons ce qu'est le rayonnement solaire et les techniques utilisées pour récupérer son énergie. Nous montrerons ensuite ce qu'est un semi-conducteur en insistant sur les propriétés qui sont importantes dans le processus de conversion photovoltaïque. A la fin de ce premier chapitre seront décrites les différentes configurations des cellules solaires.

### I.1.1 Le soleil et son rayonnement

Le développement, l'optimisation et la caractérisation de cellules photovoltaïques impliquent une certaine connaissance de la source d'énergie utilisée : le soleil.

Le soleil existe depuis plusieurs milliards d'années. Les rayons solaires arrivent en permanence sur la terre et chauffent sa surface. Sans cet apport d'énergie, la terre serait glaciale.

Le soleil est une sphère de  $7.10^5$  km de rayon, soit environ 110 fois celui de la terre ! Au cœur, la température est de l'ordre de 15 millions de degrés. Chaque seconde, la fusion des protons en hélium produit une énergie de  $383.10^{24}$  J, soit une énergie équivalente à  $6,4.10^{12}$  fois celle de la bombe d'Hiroshima (1945) ! L'énergie produite doit traverser plusieurs couches (figure. 1) jusqu'à la photosphère: la température n'y est plus que d'environ 6000 K. C'est cette fine couche gazeuse qui émet la lumière du soleil. A l'extérieur de la photosphère, l'atmosphère du soleil (ou chromosphère) contient un grand nombre d'éléments sous formes d'ions ou d'atomes isolés. Ce sont eux qui vont absorber certaines radiations du rayonnement continu émis par la photosphère en direction de la terre et des autres planètes.

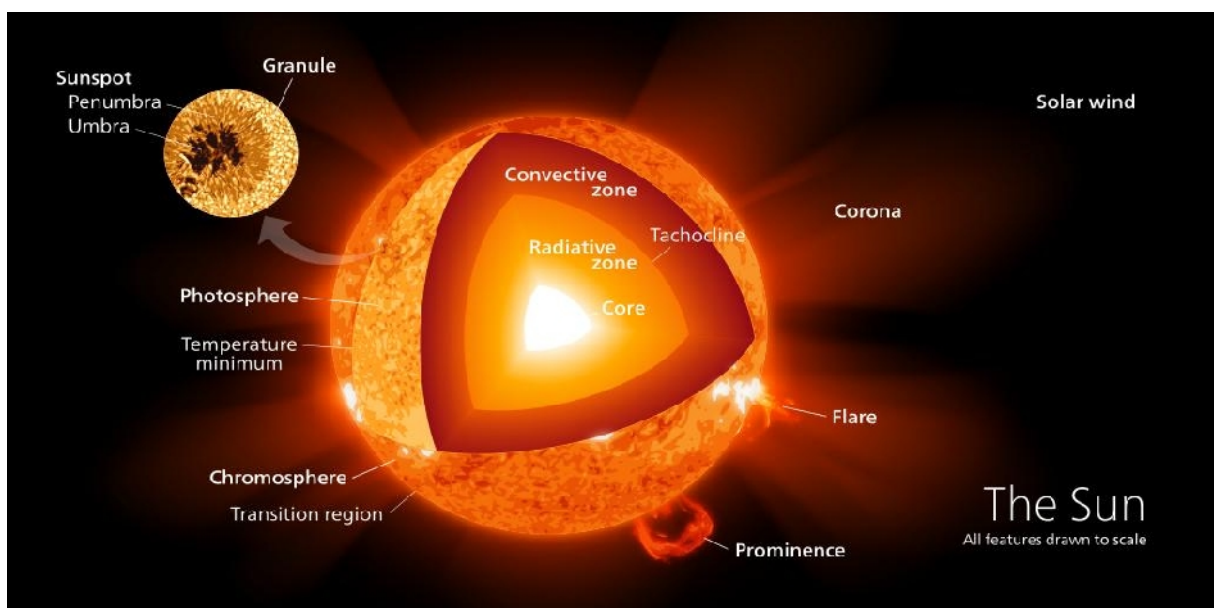


Figure. 1: Régions du soleil

### I.1.2 Corps noir et spectre solaire

Un corps noir est un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans en réfléchir ni en transmettre, et émet une luminance électromagnétique selon la loi de Planck:

$$L_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (1)$$

où  $L_{\lambda}$  est la luminance spectrale pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée,  $c = 2,998.10^8 \text{ m.s}^{-1}$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $h = 6,626.10^{-34} \text{ J.s} = 4,136.10^{-15} \text{ eV.s}$  est la constante de Planck et  $k_B = 1,381.10^{-23} \text{ J.K}^{-1} = 8,617.10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$  est la constante de Boltzmann.

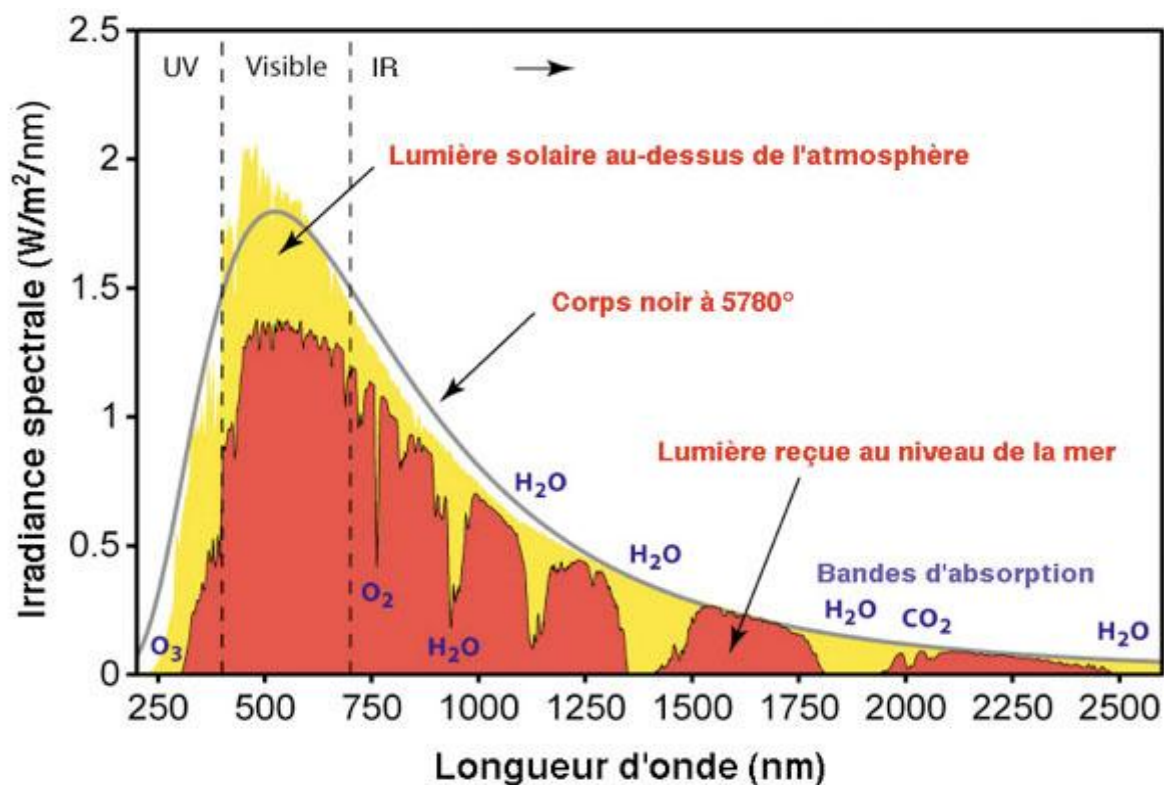


Figure 2: Spectre solaire hors atmosphère (de couleur jaune) comparé à celui du corps noir (courbe en trait gris)

Le maximum de ce spectre est donné par la loi de Wien:

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{4,965.k_B T} = \frac{2,898.10^{-3}}{T} \quad (2)$$

avec  $\lambda_{max}$  en mètres et  $T$  en kelvins. Cette dernière loi exprime le fait que pour un corps noir, le produit de la température et de la longueur d'onde du pic de la courbe est toujours égal à une constante. Cette loi très simple permet ainsi de connaître la température d'un corps assimilé à un corps noir par la seule position de son maximum.

La densité de puissance  $M(T)$  (en  $W m^{-2}$ ) émis par le corps noir varie en fonction de la température absolue  $T$  (exprimée en kelvin) selon la loi de Stefan-Boltzmann:

$$M(T) = \sigma T^4 \quad (3)$$

où  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$  est la constante de Stefan-Boltzmann

La surface du soleil se comporte comme un corps noir à la température d'environ  $5777 K$ . Ceci conduit à un pic d'émission situé à une longueur d'onde de  $502 nm$  pour une puissance d'environ  $63 MW.m^{-2}$ , soit un total de  $9,5 \cdot 10^{25} W$  [1], et il décharge continuellement cette énorme quantité d'énergie radiante dans le système solaire, la terre intercepte une toute petite partie de l'énergie solaire rayonnée dans l'espace.

Le spectre solaire, en dehors de la couche atmosphérique, se répartit sur une bande allant de  $0,2$  à  $25 \mu m$ , avec des radiations supplémentaires:

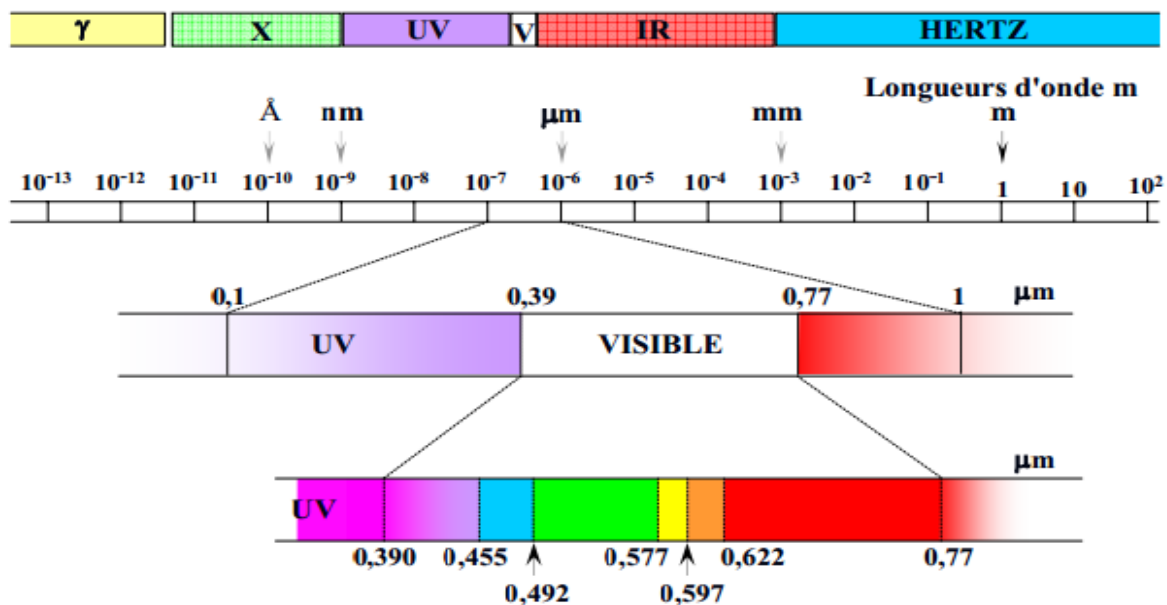


Figure. 3: Spectre des ondes électromagnétiques

- l' UV extrême de longueur d'onde  $\lambda = 0,1216 \mu m$
- les rayons X de longueur d'onde  $0,005 nm \leq \lambda \leq 1 nm$
- les rayons radioélectriques de longueur d'onde  $10 \leq \lambda \leq 100 cm$

L'énergie de ces radiations est inférieure à  $10^{-5}$  de l'ensemble du rayonnement solaire.

En raison de la température superficielle du soleil (environ  $5777 K$ ), ce rayonnement électromagnétique se situe dans la gamme de longueur d'onde de la lumière visible qui est compris entre  $400$  et  $800 nm$  (du violet au rouge) et dans le proche infrarouge (au-delà de  $0,8$  et jusqu'à  $4 \mu m$  environ). Il présente un maximum vers  $410 nm$  (figure. 2). La lumière visible est une fenêtre étroite encadrée par les rayons thermiques U.V ( $0,1$  à  $0,4 \mu m$ ) et le rayonnement infrarouge ( $0,8$  à  $100 \mu m$ ) (figure. 3).

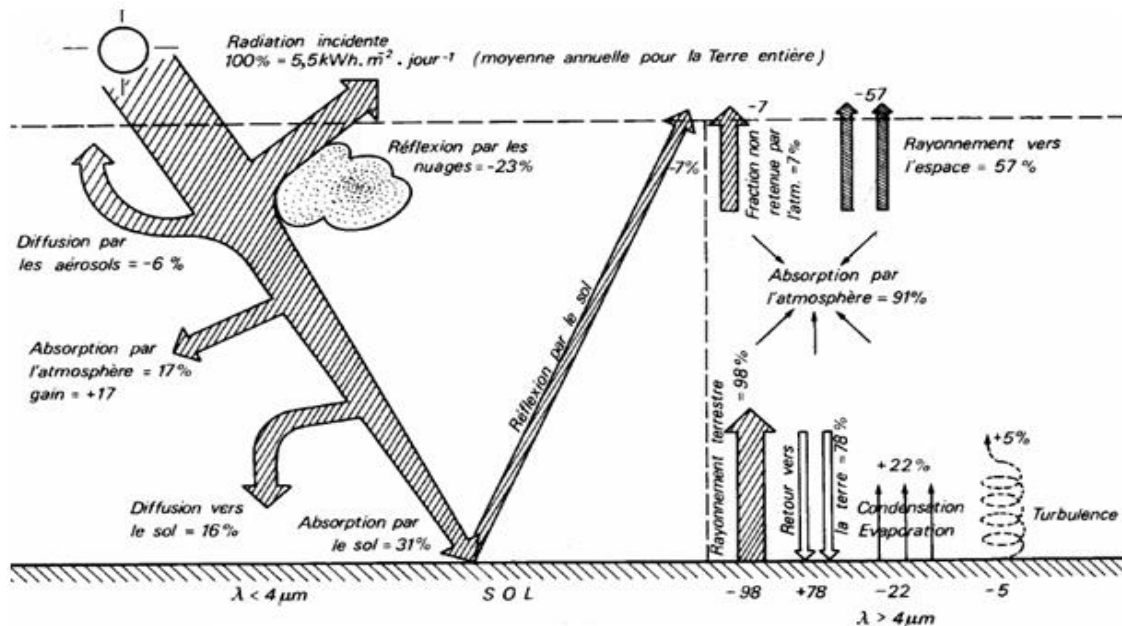


Figure. 4. Bilan du rayonnement solaire et du rayonnement terrestre

### I.1.2.1 Influence des phénomènes atmosphériques

L'éclairement (ou irradiance) est défini comme une puissance reçue par une surface. Il s'exprime en  $W.m^{-2}$  (watt par mètre carré). L'irradiation ou rayonnement est l'énergie reçue par une surface. Elle s'exprime en  $J.m^{-2}$  (joule par mètre carré).

Un bilan énergétique montre que, sur cette quantité d'éclairement qu'apporte le soleil au système terre+atmosphère, environ  $100 W.m^{-2}$  est réfléchi vers l'espace; seule le reste est absorbée, pour un tiers par l'atmosphère et pour les deux tiers par la surface de la terre (figure 4).

À une distance moyenne terre-soleil de 150 millions de km et avec un rayon terrestre de 6380 km, la terre ne reçoit qu'une moyenne de 1367 watts pour chaque mètre carré du bord externe de l'atmosphère terrestre (AMO qui sera défini plus loin), c'est ce que l'on appelle la constante solaire égale à cette moyenne. Comme il sera vu dans le prochain point de la notion d'air masse, la part d'énergie reçue sur la surface de la terre dépend de l'épaisseur de l'atmosphère à traverser.

L'atmosphère terrestre agit sur le rayonnement solaire direct selon deux mécanismes:

- La diffusion et l'absorption,
- Diffusion moléculaires.

Les molécules d'air diffusent les radiations du spectre solaire. La loi de diffusion de Rayleigh traduit une plus forte extinction du rayonnement incident dans les courtes longueurs d'onde (de l'ultraviolet au bleu) que dans la partie infrarouge du spectre solaire où l'effet devient négligeable. Ainsi s'explique la couleur bleu du ciel: la lumière diffusée vers le sol par les molécules d'air est constituée essentiellement des courtes longueurs d'onde du spectre, alors que le rayonnement direct est relativement moins riche dans cette bande spectrale. L'œil, plus sensible au bleu, ne distingue pratiquement que cette teinte. De même quand le soleil se rapproche de l'horizon, le trajet optique augmente, les courtes longueurs d'onde du spectre

solaires sont absorbées. Au coucher ou au lever du soleil, les teintes les moins atténuées, le rouge et le jaune prédominent ( $0,6-0,7 \mu m$ ) et donnent une couleur orangée au disque solaire.

-Diffusion par les aérosols

On définit les aérosols comme les particules microscopiques, sèches, en suspension dans l'air.

Elles se caractérisent par le rapport  $\frac{2\pi r}{\lambda}$ ,  $r$  étant leur diamètre. Avec des particules telles que

$\frac{2\pi r}{\lambda} < 0,1$ , la diffusion suit la loi de Rayleigh en  $\lambda^{-4}$ , par contre, pour celles de dimensions supérieures, la diffusion ne dépend pas de la longueur d'onde.

-Absorption

Parmi les constituants atmosphériques, deux d'entre eux, l'ozone et la vapeur d'eau, provoquent une absorption extrêmement sensible dans certaines longueurs d'onde du spectre solaire :

- a) L'ozone entraîne de fortes bandes d'absorption aux radiations  $0,2-0,3 \mu m$ , et une légère absorption dans la bande spectrale comprise entre  $0,44$  et  $0,74 \mu m$ , centrée sur  $0,6 \mu m$ .
- b) La vapeur d'eau forme plusieurs bandes d'absorption au delà de  $0,65 \mu m$ . Suivant l'ordre croissant de longueurs d'onde, on dénombre une bande spectrale centrée sur  $0,7 \mu m$ , puis entre  $0,85 \mu m$  et  $0,98 \mu m$ , ainsi que d'autres absorptions au-delà de  $1,1 \mu m$  comme le montre la figure 2.
- c) L'oxygène est à l'origine de deux bandes d'absorption étroites, à  $0,69$  et  $0,76 \mu m$ . Le gaz carbonique a une bande très étroite vers  $1,6$  et  $2 \mu m$ , puis des bandes d'absorption plus fortes ( $2,75 \mu m$ ,  $4,25 \mu m$ ).

### I.1.2.2 Notion de masse d'air

Pour tenir compte de cette épaisseur traversée par les rayons lumineux, on introduit la notion du nombre de masse d'air  $AM_y$ ,  $y$  étant défini par :

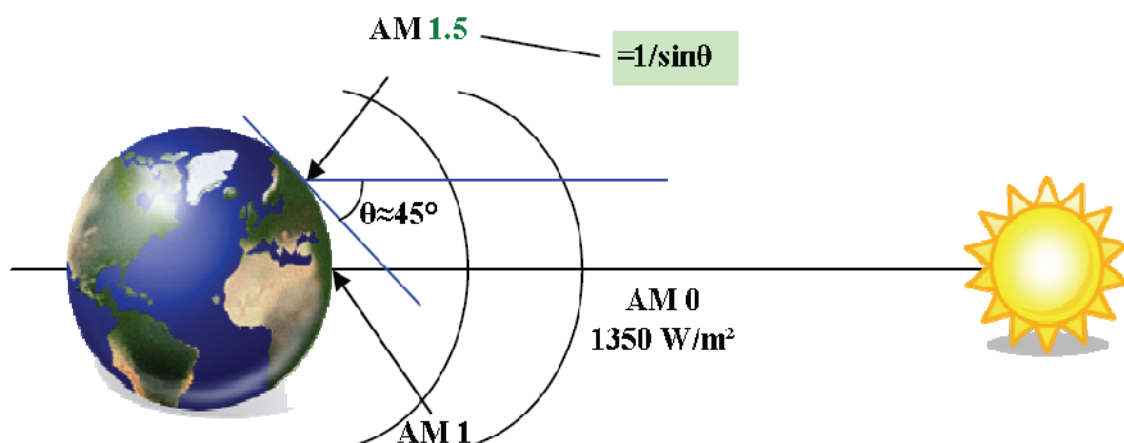


Figure. 5 Schéma indiquant le nombre d'air masse  $AM_y$  en fonction de la position géographique

$$y \approx \frac{1}{\sin \theta} \quad (4)$$

$\theta$  représentant l'élévation du soleil sur l'horizon (figure. 5).

On définit ainsi les conditions *AM1* quand le soleil est au zénith et *AM2* quand le soleil est à  $30^\circ$  au-dessus de l'horizon. La condition hors atmosphère est représentée par la notation *AM0*. La condition *AM1,5* est satisfaite lorsque le soleil est à  $48,19^\circ$  au-dessus de l'horizon. On note que le nombre "1.5" indique que le parcours de la lumière dans l'atmosphère est 1.5 fois supérieur au parcours le plus court du soleil, c'est-à-dire lorsqu'il est au zénith. L'optimisation de l'efficacité de la conversion photovoltaïque se base sur ce spectre solaire (figure. 6) [2, 3].

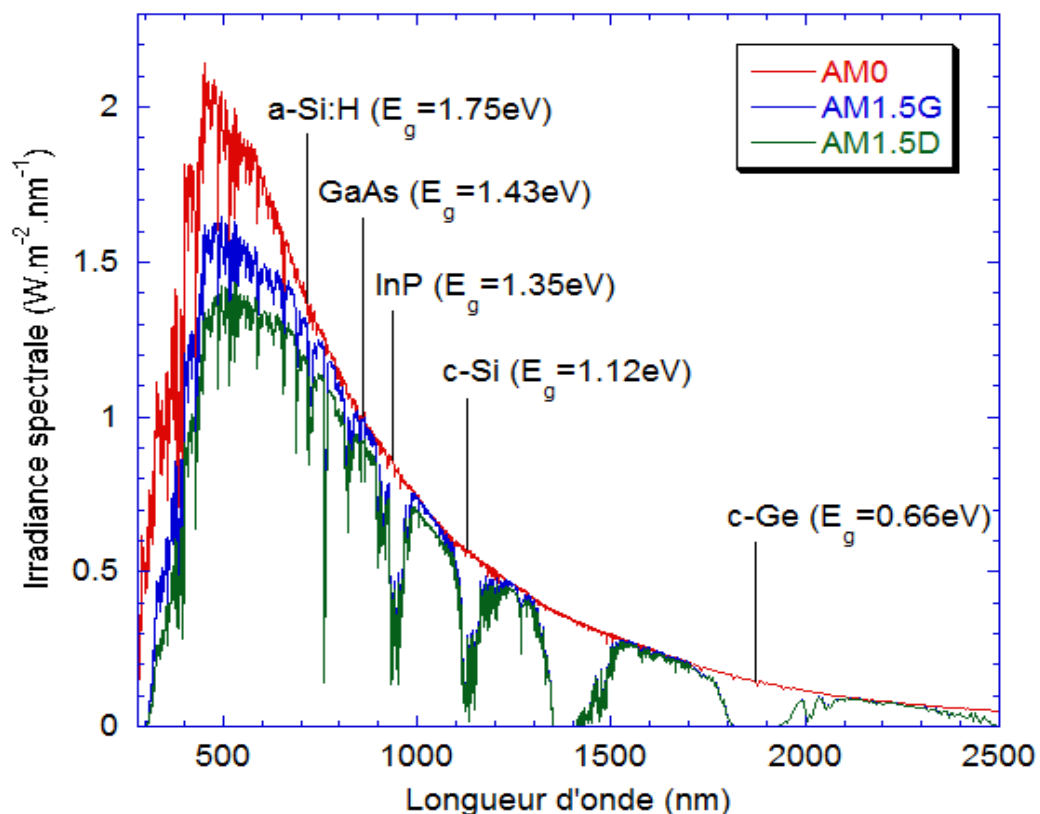


Figure 6 : Répartition spectrale du rayonnement solaire à la surface de l'atmosphère terrestre (*AM0*) et au sol (*AM1.5D* et *AM1.5G*). Les semi-conducteurs *c-Si* et *a-Si:H* utilisés pour le photovoltaïque sont indiqués à la longueur d'onde correspondante à leur énergie de gap  $E_g$  à la température ambiante, d'après [2, 3].

Ce spectre a été mesuré hors atmosphère et au sol à l'aide de pyranomètres et pyranohéliomètres [4].

Les scientifiques ont donné un nom au spectre standard de la lumière du soleil sur la surface de la terre : *AM1.5G* ou *AM1.5D*. La lettre « *G* » représente le rayonnement "global" incluant les rayonnements directs et diffus et aussi de l'albédo (rayonnement réfléchi par le paysage de l'environnement) et la lettre « *D* » tient compte seulement du rayonnement direct. La norme internationale choisie du spectre étalon correspond à un éclairement de  $1000 \text{ W/m}^2$  pour une traversée d'atmosphère *AM1,5* et une température de  $25^\circ\text{C}$  [5].

### I.1.3 Propriétés de la lumière

La lumière est une forme d'énergie, tout comme l'électricité ou la chaleur. Elle est composée de minuscules particules que l'on appelle photons et se déplace sous forme d'onde. Il s'agit d'un mélange d'ondes électriques et magnétiques: on dit que la lumière est une onde électromagnétique.

Un photon est définie par son énergie  $E$  et sa quantité de mouvement  $\vec{p}$ ,  $E$  est fonction de la longueur d'onde tandis que  $\vec{p}$  est fonction du vecteur d'onde  $\vec{k}$ .

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (5)$$

Il est intéressant de remarquer que l'énergie est inversement proportionnelle à  $\lambda$ . Le flux optique définit le nombre de photons empiétant une interface pendant un certaine durée de temps:

$$\phi = \frac{\text{number of photons}}{s.m^2} (\text{photonsm}^{-2}s^{-1}) \quad (6)$$

Le flux de photons ne donne pas d'information sur l'énergie, mais il est nécessaire pour le calcul de la densité de puissance qui peut être obtenue en multipliant le nombre de photons frappant une surface par unité de temps par l'énergie du photon :

$$H = \phi E = \phi \frac{hc}{\lambda} (Wm^{-2}) \quad (7)$$

La formule générale de l'irradiance spectrale peut être définie comme suit:

$$I_{\lambda} = \phi.E \frac{1}{\Delta\lambda} (Wm^{-2}\mu m^{-1}) \quad (8)$$

La lumière solaire (photons) transmet son énergie aux électrons contenus dans un semi-conducteur (qui constitue une cellule photovoltaïque) capable de convertir le rayonnement solaire en électricité. Les électrons photogénérés sont alors mis en mouvement, produisant ainsi un courant électrique. Ce type d'énergie solaire sera développé dans les paragraphes qui suivent.

Le préfixe Photo du mot PhotoVoltaire vient du grec « phos » qui signifie lumière. « Volt » vient du patronyme d'Alessandro Volta (1745-1827), le célèbre physicien italien qui a contribué aux recherches sur l'électricité. Photovoltaïque (PV) signifie donc littéralement électricité lumineuse.

A la différence des autres énergies renouvelables, l'énergie solaire est disponible partout sur la terre. L'Algérie reçoit en moyenne chaque jour 6 kWh par m<sup>2</sup> par s (sud du pays). Il n'y a donc pas de problème de gisement pour cette source (figure. 7).

La conversion photovoltaïque de l'énergie solaire est considérée comme devant prendre une part significative dans l'approvisionnement énergétique mondial. Celle ci sera d'autant plus grande et d'autant plus rapide que des méthodes permettant de produire de l'électricité solaire à moindre coût seront utilisées.

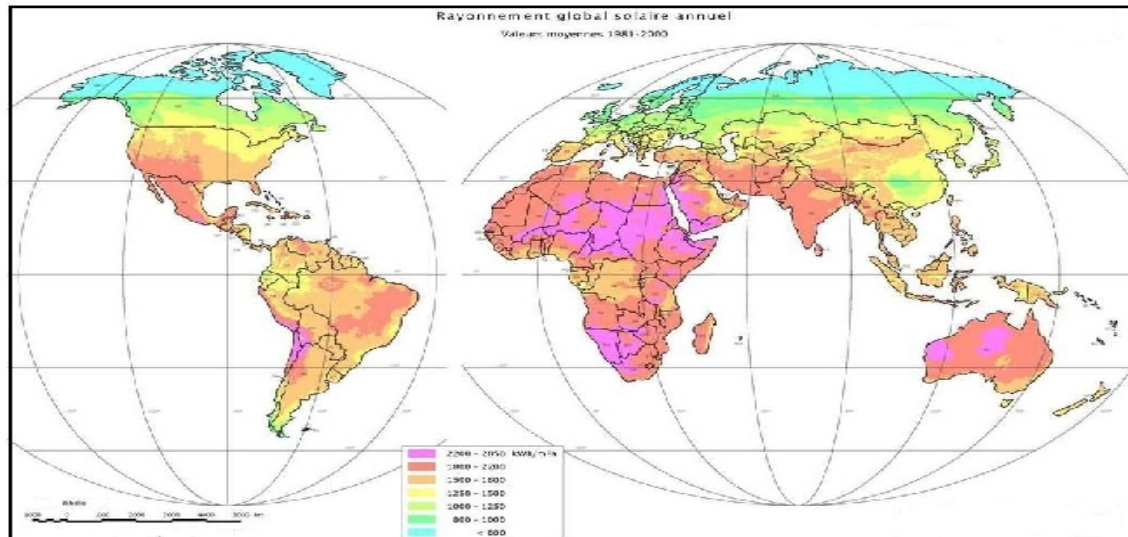


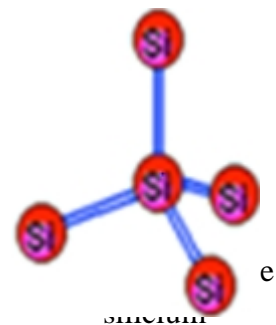
Figure. 7 [6] . Rayonnement solaire annuel sur un plan horizontal, moyenne entre 1981 et 2000.

## I.2 Matériaux semi-conducteurs

### I.2.1 Les semi-conducteurs intrinsèques :

Les semi-conducteurs (germanium et surtout silicium) possèdent 4 électrons sur leur couche périphérique car ils appartiennent à la 4<sup>e</sup> colonne de la classification périodique des éléments chimiques (figure 8). Ces quatre électrons de valence permettent de former quatre liaisons covalentes avec un atome voisin.

Dans ce cas, tous les électrons sont utilisés et aucun n'est disponible pour créer un courant électrique. Il est possible de produire ces matériaux avec un haut degré de pureté (moins de 1 atome étranger pour  $10^{11}$  atomes de semi-conducteur) : on parle alors de S.C. intrinsèque. Les électrons situés sur la couche la plus éloignée du noyau, qui participent aux liaisons covalentes peuvent, sous l'effet de l'agitation thermique, devenir porteur de charge.



Le diagramme énergétique (figure 9) est constitué de deux bandes (conduction et valence) séparé par une bande interdite. Pour franchir cette bande l'électron doit acquérir de l'énergie (thermique, photon, ...). Mais le nombre d'électrons libres dans un semi-conducteur intrinsèque reste très faible.

Le nombre de trous et d'électrons dans la bande de valence ( $BV$ ) et de conduction ( $BC$ ), respectivement, dépend de la largeur de la bande interdite et de la température du réseau cristallin. Pour une température donnée  $T$ , la répartition des électrons est régie par la statistique de Fermi-Dirac  $f(E)$  qui donne la probabilité pour qu'un état d'énergie  $E$  soit occupé:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (9)$$

Où  $E_F$  est un paramètre (homogène à une énergie) appelé niveau de Fermi qui se trouve dans la bande interdite,  $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  est la constante de Boltzmann et  $T$  est la température absolue du cristal.  $E_F$  est l'énergie pour laquelle les probabilités d'occupation passent de à peu près un à presque zéro et elle dépend de la température. La figure 10 montre la forme de la fonction  $f(E)$ .

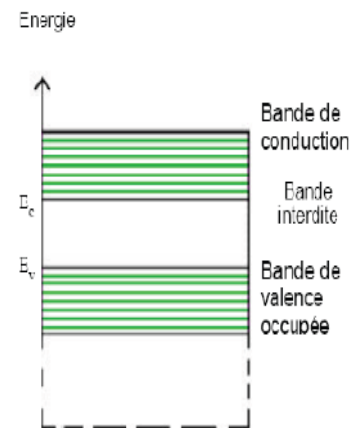


Figure 9. Diagramme énergétique d'un semi-conducteur

### I 2.2 Concentrations à l'équilibre

De façon générale les densités d'électrons  $n$  et trous  $p$  dans les bandes de conduction et de valence sont données:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) N_c(E) dE \quad (10)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} (1 - f(E)) N_v(E) dE \quad (11)$$

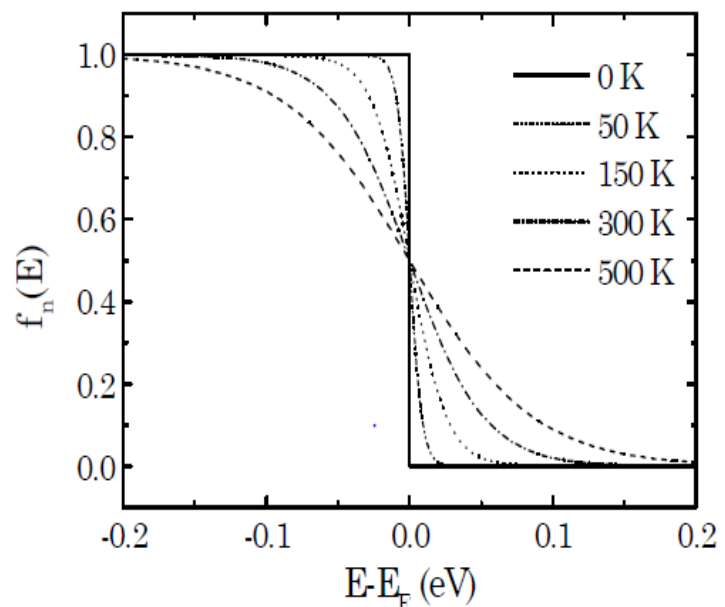


Figure 10: Evolution de la probabilité  $f(E)$  en fonction de  $E - E_F$  et de la température

Où  $E_c$  et  $E_v$  sont respectivement les énergies du bas et du haut des bandes de conduction et de valence,  $N_c(E)$  et  $N_v(E)$  sont respectivement les densités d'états électroniques dans les bandes de conduction et de valence. La Figure 11 représente schématiquement et comparativement la structure électronique pour les trois grandes familles de matériaux : les métaux, les isolants et les semi-conducteurs.

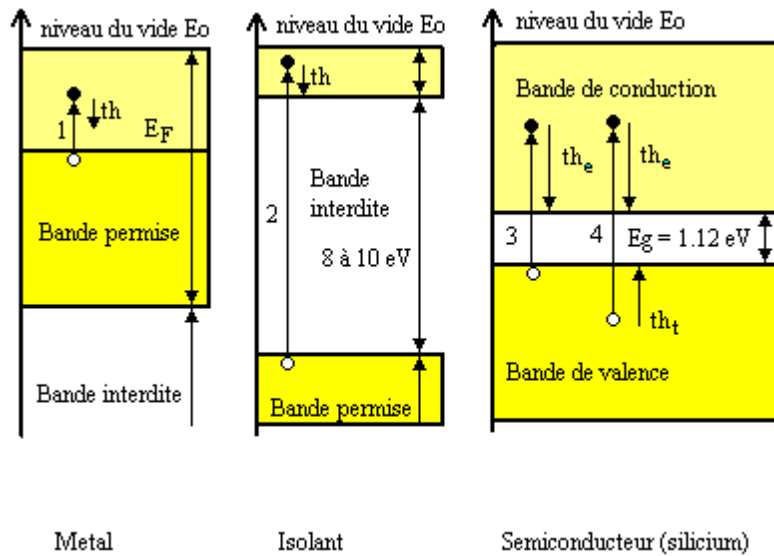


Figure 11: Structure de bande pour les trois grandes familles de matériaux

Les densités de porteurs libres ( $n$  pour les électrons,  $p$  pour les trous) à l'équilibre sont:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right) \quad (12)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \quad (13)$$

Où :

$N_c$  et  $N_v$  sont respectivement les densités effectives d'états aux bords des bandes de conduction et de valence, soient:

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_c kT}{h^2} \right)^{3/2} \approx 2,54 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_c}{m_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \quad \text{avec} \quad \frac{m_c}{m_0} = 1,06 \quad (14)$$

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{3/2} \approx 2,54 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_v}{m_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \quad \text{avec} \quad \frac{m_v}{m_0} = 0,59 \quad (15)$$

où  $m_c$  et  $m_v$  sont les masses effectives des électrons et des trous dans leurs bandes respectives. Les valeurs de  $N_c$  et  $N_v$  sont souvent données respectivement égales à  $N_c \approx 2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_v \approx 1,15 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à 300 K.

Un semi-conducteur intrinsèque est donc un matériau dépourvu de toute impureté susceptible de modifier la densité des porteurs. Les électrons de la bande de conduction ne pouvant résulter que de l'excitation thermique des électrons de la bande de valence, les trous et les électrons existent nécessairement par paires, donc on obtient l'expressions suivante, pour la concentration intrinsèque des porteurs.

$$n_i = n = p \quad (16)$$

Effectuons le produit  $np$  :

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(\frac{E_v - E_c}{k_B T}\right) = N_c N_v \exp\left(\frac{-E_G}{k_B T}\right) \quad (17)$$

Ce produit ne dépendant que de la température demeure constant tant que le semi-conducteur est à l'équilibre.  $E_G$  étant la largeur de la bande interdite du semi-conducteur.

Pour le niveau de fermi intrinsèque on a:

$$E_{F_i} = \frac{1}{2}(E_v + E_c) + \frac{1}{2}k_B T \ln \frac{N_v}{N_c} = \frac{1}{2}(E_v + E_c) + \frac{3}{4}k_B T \ln \frac{m_v}{m_c} \quad (18)$$

Il en résulte que le niveau de Fermi intrinsèque  $E_{F_i}$  est toujours très proche du centre de la bande interdite.

Dans le cas d'un semi-conducteur non dégénéré et à l'équilibre thermique:

$$n = n_i \exp\left(\frac{-(E_i - E_F)}{k_B T}\right) \quad (19)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right) \quad (20)$$

Où

$$E_i = \frac{(E_c + E_v)}{2} + k_B T \ln \sqrt{\frac{N_v}{N_c}} \quad (21)$$

est le niveau d'énergie intrinsèque.

### I.2.3 Les semi-conducteurs extrinsèques

Pour augmenter la conductivité des semi-conducteurs on y introduit des impuretés. Ce procédé est appelé dopage. Le dopage est une méthode permettant de réaliser la jonction P-N. Cela consiste à introduire des impuretés dans un cristal intrinsèque pour modifier ses propriétés électriques. Le semi-conducteur dopé est alors appelé "semi-conducteur extrinsèque". Il existe deux types de dopage : le type N (le symbole N pour Négatif) et le type P (P pour Positif).

#### I.2.3.1 Dopage

##### a) Dopage de type N

On obtient un semi-conducteur de type N en remplaçant un atome de silicium par un atome pentavalent. On utilise ainsi le phosphore (ou l'arsenic) appartenant à la 5<sup>ème</sup> colonne de la classification périodique des éléments. Quatre d'entre-eux assurent les liaisons avec les atomes voisins de silicium pour réaliser des liaisons de covalences (à gauche de la figure 12). Le cinquième resté disponible va être excité très facilement vers la bande de conduction par l'agitation thermique de quelques  $k_B T$  seulement. L'atome de phosphore qui a fourni un électron libre est appelé atome donneur. Il a perdu sa neutralité pour devenir un ion positif

fixe en site substitutionnel. Ainsi, le nombre d'électrons libres a fortement augmenté : dans ce cas, le nombre de trou est très inférieur au nombre d'électrons libres. On obtient ainsi un cristal dopé N (négatif). Les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous les porteurs minoritaires. La répartition des électrons est régie par la fonction de Fermi-Dirac mais cette fois-ci  $E_F$  est située dans la moitié supérieure de la bande interdite ainsi que le montre la figure 13a. Les niveaux électroniques correspondant aux atomes d'impuretés sont situés dans la bande interdite et très proches de  $E_c$ . Il y a un nombre égal de charges positives sur les atomes donneurs (Phosphore ou Arsenic) et d'électrons dans la bande de conduction lorsque tous les atomes donneurs sont totalement ionisés.

Dans ce cas, si  $N_d$  est la concentration des atomes donneurs, alors la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera:

$$n = n_0 + N_d \tag{22}$$

Où  $n_0$  est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous dus à l'agitation thermique.

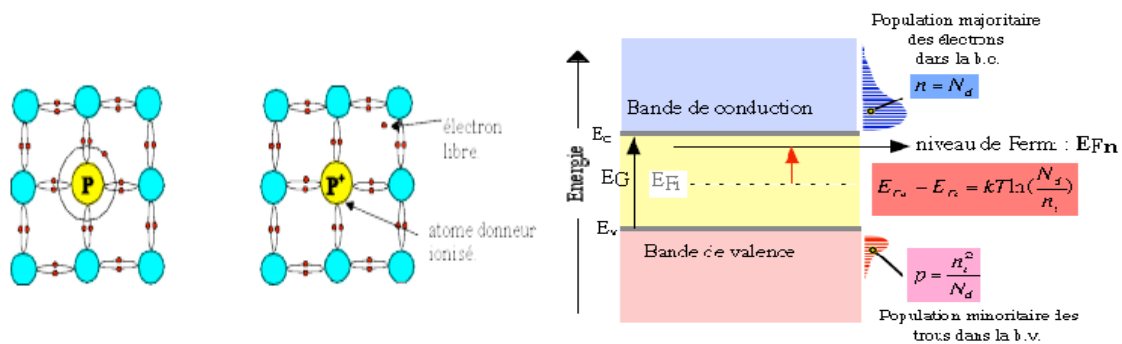


Figure.12 : Libération d'un électron par l'atome de phosphore et schéma des bandes

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (à droite de la figure 12), la population des électrons libres de la bande de conduction est beaucoup plus importante que celle des trous libres dans la bande de valence. Par conséquent, en utilisant la relation (19), le niveau de Fermi du semi-conducteur de type N, à savoir  $E_{Fn}$  se déplace du milieu de la bande interdite ( $E_{Fi}$ ) vers la bande de conduction de telle manière que :

$$E_{Fn} - E_{Fi} = k_B T \text{Log} \left( \frac{N_d}{n_i} \right) \tag{23}$$

### b) Dopage de type P

De la même façon que ci-dessus, on introduit des atomes trivalents comme le bore (ou l'indium) qui possèdent trois électrons périphériques qui vont assurer les liaisons covalentes avec trois atomes voisins mais laisser un trou au quatrième (à gauche de la figure 13). Ce trou se déplace de proche en proche dans le cristal pour créer un courant, c'est ainsi que prend forme le courant de trous. Ici, le nombre de trous est très supérieur au nombre d'électrons libres du cristal intrinsèque, on obtient donc un cristal dopé P. Les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires.

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

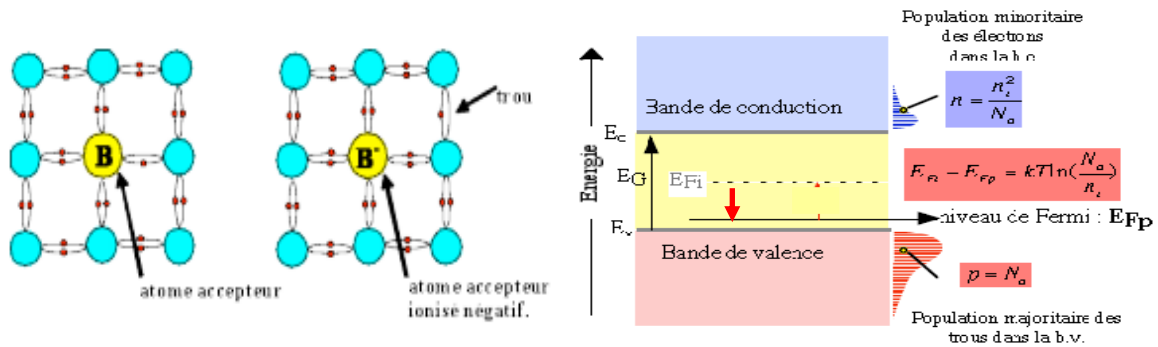


Figure.13. Silicium dopé au bore, libération d'un trou et schéma des bandes

La statistique des trous est aussi régie par la fonction de Fermi,  $E_F$  est alors dans la moitié inférieure de la bande interdite (figure 14b).

À la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes accepteurs sont ionisés. Si  $N_a$  est la concentration par  $\text{cm}^3$  des atomes accepteurs, alors la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera:

$$p = p_0 + N_a \tag{24}$$

Où  $p$  est la concentration en trous du semi-conducteur.

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure 13), la population des électrons libres de la bande de conduction est beaucoup plus faible que celle des trous libres dans bande de valence. Le niveau indicateur de Fermi  $E_{Fp}$  se déplace du niveau intrinsèque  $E_{Fi}$  vers la bande de valence de telle manière que :

$$E_{Fi} - E_{Fp} = k_B T \text{Log} \left( \frac{N_a}{n_i} \right) \tag{25}$$

### 1.2.3.2 Loi d'action de masse

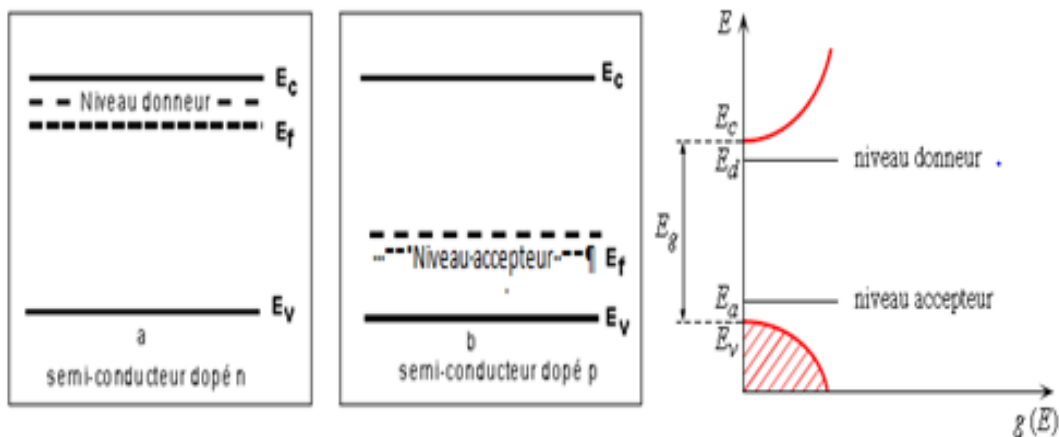


Figure 14: Niveaux d'énergie

La loi d'action de masse s'exprime par:

$$n.p = n_i^2 \quad (26)$$

Alors la concentration de porteurs minoritaires des semi-conducteurs dopés  $N$  et dopés  $P$  respectivement est :

-Trous dans un semi-conducteur dopé  $N$ :

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} \quad (27)$$

-Electrons dans un semi-conducteur dopé  $P$ :

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_a} \quad (28)$$

### I.2.3.3 Fort dopage

Lorsqu'on accroît la concentration en impuretés dans un semi-conducteur, le niveau de Fermi peut se confondre avec le bord de la bande permise (de conduction ou de valence selon son type). Alors, le semi-conducteur est complètement dégénéré si le niveau de Fermi se trouve à une distance supérieure à  $5 k_B T$  du bord de bande. Cette forte densité en dopants réduit la largeur de la bande interdite (rétrécissement de la bande interdite, Bandgap Narrowing en Anglais), puisque les niveaux associés aux impuretés recouvrent alors les bandes d'énergie (figure 15).

#### I.2.3.3 1 Rétrécissement de la bande interdite (Bandgap-Narrowing)

Le mécanisme physique associé à la distorsion des limites des bandes d'énergies résulte principalement d'une interaction atomes donneurs – porteurs libres. Ces interactions provoquent ainsi un élargissement du niveau initialement discret des impuretés, ce qui conduit à la réunion de cette bande d'énergie des impuretés ionisées en excès avec la bande la plus proche (la bande de conduction ou de valence selon le type de dopage).

Dans les semi-conducteurs fortement dopés (supérieur à  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), le mécanisme physique associé à la distorsion des limites des bandes d'énergies se présente selon trois cas

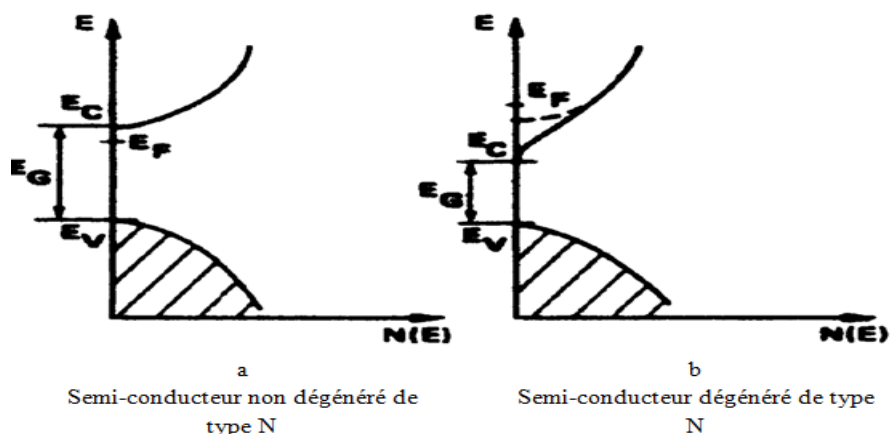


Figure 15 Distribution des densités d'états

différents [7-8] :

1. Les limites des bandes de valence et de conduction développent des queues et pénètrent dans la bande interdite.
2. Si la concentration des impuretés donneurs est élevée, les niveaux énergétiques de ces impuretés s'élargissent en une bande d'impuretés qui chevauche avec la bande de conduction.
3. Une concentration d'atomes donneurs très élevée provoque une variation spatiale de la largeur de la bande interdite, résultat d'une déformation du réseau cristallin.

En conséquence, toutes ces modifications entraînent une réduction apparente de la largeur de bande interdite. Ce phénomène est plus connu sous le nom de « Bandgap- Narrowing ». Il est représenté par deux modèles qui sont celui de Bennett-Wilson et Del-Alamo.

La formule de Bennett-Wilson [9] est donnée par :

$$\Delta E_g(N) = -E_{bgn} \left[ \log \left( \frac{N}{N_{bgn}} \right) \right]^2 \quad (29)$$

Et la formule de Del-Alamo [9,10] est donnée par :

$$\Delta E_g(N) = -E_{bgn} \left[ \log \left( \frac{N}{N_{bgn}} \right) \right] \quad (30)$$

Où  $\Delta E_g$  est la diminution de la bande interdite,  $E_{bgn}$  est un paramètre du matériau qui caractérise la variation du gap,  $N_{bgn}$  est le niveau de référence du dopage. Donc la diminution de la bande interdite a lieu si le dopage est supérieur à  $N_{bgn}$ .

Le tableau 1 représente les paramètres utilisés par défaut des modèles de Bennett-Wilson et Del-Alamo pour le silicium.

Modèle	$E_{bgn}$	$N_{bgn}$
Bennett-Wilson	$6,84.10^{-3}$	$3,162.10^{18}$
Del-Alamo	$1,87.10^{-2}$	$7,0.10^{17}$

Tableau 1 Paramètres utilisés pour les modèles de Bennett-Wilson et Del-Alamo.

En plus, l'expérience a montré qu'en silicium le produit pn devient dépendante du dopage [11]

ce qui conduit à une variation spatiale de la concentration intrinsèque. celle-ci est définie comme suit:

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp \left( \frac{\Delta E_g}{k_B t} \right) \quad (31)$$

### I.2.3.4 Semi-conducteur hors équilibre

#### I.2.3.4.1 Injection de porteurs minoritaires

Dans un semi-conducteur à l'équilibre thermique le produit  $np = n_i^2$  est constant. On quitte l'état d'équilibre quand on modifie le nombre de porteurs de charges par un processus d'excitation convenable, le plus simple étant l'illumination par des photons. Alors  $np \neq n_i^2$ . Il y a injection si  $np > n_i^2$ , extraction si  $np < n_i^2$ . Dans les photopiles les photons absorbés produisent des paires électrons-trous. Il y a injection. Soient  $n_0, p_0$  les concentrations d'équilibre et  $\Delta n$  et  $\Delta p$  le nombre d'électrons et de trous excédentaires, alors:

$$n = n_0 + \Delta n \quad p = p_0 + \Delta p \quad (32)$$

Dans le cas d'un matériau de type N,  $n_0 \gg p_0$ . Il y a injection faible si  $\Delta n < n_0$ :  $n \approx n_0$  et  $p \approx \Delta p$ . Seul le nombre porteurs minoritaires est modifié. Il y a injection forte si celui des porteurs majoritaires est lui aussi modifié:  $n \approx \Delta n$ ,  $p \approx \Delta p$

#### I.2.3.4.2 Concentration des porteurs dans un semi-conducteur hors équilibre thermodynamique

Aussi dans le cas hors équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi n'est pas le même, alors nous définissons deux quasi-niveaux de Fermi, un pour les électrons  $E_{Fn}$  et un pour les trous  $E_{Fp}$ , qui expriment la modification de la probabilité d'occupation des états. Les concentrations des électrons  $n$  et des trous  $p$  hors équilibre thermodynamique sont alors données par :

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_c}{k_B T}\right) \quad (33)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (34)$$

On peut démontrer que

$$E_{Fn} = E_F + k_B \ln\left(1 + \frac{\Delta n}{n_0}\right) \quad (35)$$

$$E_{Fp} = E_F + k_B \ln\left(1 + \frac{\Delta p}{p_0}\right) \quad (36)$$

$\Delta n$  et  $\Delta p$  sont les variations des densités d'électrons et trous hors équilibre.

### I.2.4 Les méthodes de dopages :

#### a) La diffusion :

On utilise un four, dans lequel on injecte des gaz avec une solution dopante pour le silicium (généralement  $\text{POCl}_3$  et  $\text{BBr}_3$ ). Avec la chaleur, le dopant a une énergie suffisante pour entrer par diffusion thermique dans la plaquette de silicium. Cette méthode est assez ancienne, et nécessite d'avoir une température uniforme dans le four. Elle est la plus utilisée dans la réalisation des photopiles solaires commercialisées sur le marché mondial.

#### b) La croissance épitaxiale :

Cette méthode utilise toujours un four, mais cette fois-ci les atomes du dopant sont déposés en couche sur le silicium qui se présente sous la forme d'une plaquette. On a ainsi un dépôt en surface, et non pas une insertion comme pour la méthode de dopage par diffusion. La température du four doit avoisiner les 1 200 °C.

#### c) L'implantation ionique :

Une source (appelé faisceau ionique énergétique) produit des ions, qui sont ensuite accélérés, et par le biais d'un contrôle très précis, ceux-ci vont alors se positionner sur la plaquette. L'avantage de ce principe est que l'opération se déroule à température ambiante. Les défauts de cette technique est qu'elle peut provoquer des dommages au silicium induisant un réarrangement indésirable de sa structure cristalline, exigeant ainsi une recristallisation subséquente par un recuit thermique.

### I.3 L'effet photovoltaïque

Découvert en 1839 par le physicien français Antoine-César Becquerel, l'effet photovoltaïque utilisé dans les cellules solaires permet de convertir directement l'énergie lumineuse des rayons solaires en électricité par le biais de la production et du transport dans un matériau semi-conducteur de charges électriques positives (trous) et négatives (électrons) sous l'effet de la lumière. Ces charges créent une différence de potentiel entre les bornes de la cellule, basée sur la jonction, qui génère un courant électrique continu. En 1905, Einstein découvrit que l'énergie des quanta de lumière est proportionnelle à la fréquence de l'onde électromagnétique et expliqua en 1912 les mécanismes à l'origine de ce phénomène.

#### I.3.1 Propriétés optiques et photogénération

Quand un rayon frappe une interface entre deux milieux (qui sont, en général, dans les dispositifs photovoltaïque, air et silicium), il est divisé en deux composantes, l'une réfléchi et l'autre absorbée à travers le réseau cristallin ou traverse la couche de matériau sans être absorbée. En supposant que l'épaisseur du semi-conducteur est infinie, seulement la lumière qui ne se reflète pas est disponible pour la production d'électrons-trous et le coefficient de réflexion aide de quantifier l'intensité et la direction de ces deux composantes.

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur, le matériau sera transparent pour les photons d'énergie inférieure à  $E_g$  tandis que ceux d'énergie supérieure pourront être absorbés et engendrer une paire électron-trou.

L'intensité lumineuse réfléchi et transmise doit être calculée par la loi de Fresnel. Coefficient de réflexion  $R$  est défini comme le rapport entre l'intensité du rayonnement incident et réfléchi

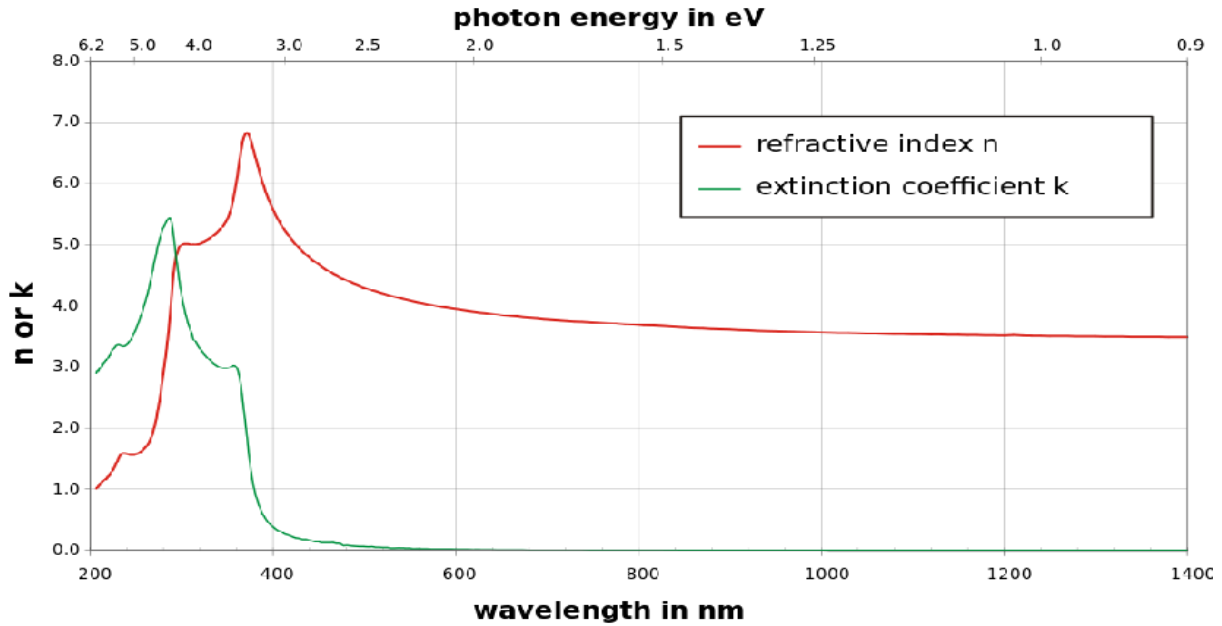


Figure.16 Courbe de l'indice de réfraction du silicium, n est la partie réelle, k la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

tandis que le coefficient de transmission T est le rapport entre intensités transmises et incidentes.

Les coefficients d'absorption  $\alpha(\lambda)$  et de réflexion R sont calculés en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  à partir du coefficient de réfraction complexe sous incidence normale ( $\theta_1 = \theta_2 = 0$ ):

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda) \quad (37)$$

$$k(\lambda) = \frac{\lambda_0}{4\pi} \alpha(\lambda) \quad (38)$$

$$R(\lambda) = \left( \frac{\sqrt{\tilde{\epsilon}_1(\lambda)} - \sqrt{\tilde{\epsilon}_2(\lambda)}}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_1(\lambda)} + \sqrt{\tilde{\epsilon}_2(\lambda)}} \right)^2 = \left( \frac{\tilde{n}_1(\lambda) - \tilde{n}_2(\lambda)}{\tilde{n}_1(\lambda) + \tilde{n}_2(\lambda)} \right)^2 \quad (39)$$

avec n coefficient de réfraction réel du milieu et k le coefficient d'atténuation (ou d'extinction), grandeurs sans unité, i le nombre complexe tel que  $i^2 = -1$  et  $\tilde{\epsilon} = (n - ik)^2$  le coefficient diélectrique complexe du milieu.

Prenons le cas du passage de la lumière du milieu air ( $\tilde{\epsilon}_2 = 1$ ) au silicium ( $\tilde{\epsilon}_1$ ). Le coefficient d'atténuation du silicium cristallin devient négligeable devant n pour  $\lambda > 400$  nm et l'on peut réécrire l'équation (39) :

$$R(\lambda) = \frac{(n_1(\lambda) - 1)^2 + k_1^2(\lambda)}{(n_1(\lambda) + 1)^2 + k_1^2(\lambda)} \approx \frac{(n_1(\lambda) - 1)^2}{(n_1(\lambda) + 1)^2} \quad (40)$$

L'expression du coefficient de transmission est donnée par:

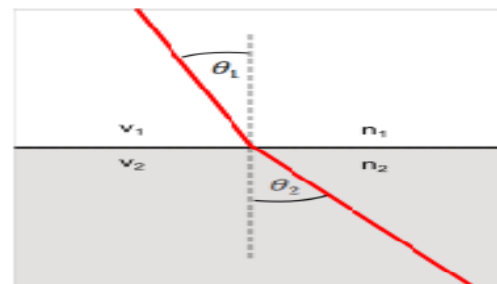


Figure. 17 Rayon incident et transmis à l'interface

$$T = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (41)$$

La figure 16, représente le coefficient de réfraction, où sa partie réelle  $n$  est le facteur par lequel la vitesse du rayonnement est réduite par rapport à la vitesse de la lumière dans le vide  $c$ . Au moyen de la loi de Snell-Descartes, il est possible de calculer l'angle d' incidence d'un rayon émis (figure 17), la connaissance de l' angle du rayon incident et l'index de réfraction des deux milieux est nécessaire:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (42)$$

Dans le cas du vide,  $n_2 = 1$ . La partie imaginaire  $k$  indique le facteur d' extinction , qui est l' absorption qui chaque onde traversant un matériau est soumise; lorsque  $k$  est supérieur à zéro, il y a une atténuation de l'intensité lumineuse , si  $k$  est zéro, le rayon passe sans absorption.

La valeur de  $n$  et  $k$  sont exprimés en fonction de la partie réelle et imaginaire de permittivité  $\varepsilon$ :

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon'}{2}} \quad (43)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon'}{2}} \quad (44)$$

où  $\varepsilon'$  et  $\varepsilon''$  sont les parties réel et imaginaires , respectivement, de la permittivité. Pour tous les semi-conducteurs,  $n$  varie entre 3 et 4, de sorte qu' environ 30 % du rayonnement incident est réfléchi.

### I.3.2 Absorption du rayonnement dans le matériau

L'absorption de la lumière dans les semi-conducteurs peut être décrite de manière quantique, et l'interaction entre les photons et un semi-conducteur se traduit globalement par une caractéristique essentielle du matériau: le coefficient d'absorption. Il traduit le nombre de photons absorbés par unité d'épaisseur du matériau en fonction de leur longueur d'onde. La figure 18 nous donne celui du silicium. Nous constatons que pour des longueurs d'ondes inférieures à 365 nm, la majorité des photons incidents est absorbée dans les 10 premiers nanomètres du matériau. L'énergie de ces photons est beaucoup plus élevée que le gap indirect du silicium ( $E_g = 1,12 \text{ eV}$ , correspondant à  $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$ ). Un électron de la bande de valence ne peut être directement excité vers la bande de conduction que grâce à un photon de plus grande énergie. L'énergie en excès est convertie en chaleur [5]. Ces transitions directes ne sont plus possibles pour des longueurs d'onde plus grandes que  $1,1 \mu\text{m}$  et les photons ne sont donc pas absorbés.

Selon la loi de Beer-Lambert, l'intensité de la lumière traversant un milieu transparent suit une loi exponentielle décroissante en fonction de la profondeur de pénétration et des propriétés du milieu qu'elle traverse.[5]:

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (45)$$

Avec  $I_0$ : l'intensité initiale de la lumière incidente,  $\alpha$  [ $\text{cm}^{-1}$ ]: le coefficient d'absorption et  $x$  [ $\text{cm}$ ]: profondeur de pénétration dans le matériau.  $I(x)$  est l'intensité de la lumière après l'atténuation due à sa pénétration sur la distance  $x$  dans le matériau. Le coefficient d'absorption  $\alpha$  dépend de la longueur d'onde du photon incident. Ce modèle de génération considère une décroissance exponentielle de l'absorption avec l'épaisseur du film. Les faibles longueurs d'onde (les photons les plus énergétiques) sont absorbées près de la surface du

matériau, créant donc des paires électron-trou près de la surface, et plus grandes seront les longueurs d'onde plus loin de la surface seront générées les paires électron-trou. La figure.18 résume très symboliquement cette loi physique.

L'absorption est une propriété physique du matériau. Dans le cas des cellules solaires à applications terrestres, le matériau semi-conducteur idéal doit absorber fortement les longueurs d'ondes disponibles du spectre AM1.5. La figure 18 représente la courbe caractéristique d'absorption de différents matériaux semi-conducteurs à 300 K.

Le silicium cristallin se singularise par une absorption étendue sur l'ensemble du spectre solaire. Toutefois, les coefficients d'absorption correspondant à ces longueurs d'ondes sont relativement peu élevés. Il en résulte que les cellules solaires en c-Si doivent avoir une épaisseur de plusieurs dizaines de microns pour absorber la lumière. Pour des raisons technologiques, les cellules c-Si disponibles sur le marché ont une épaisseur de 200 à 300  $\mu\text{m}$ . L'absorption du silicium amorphe est très élevée pour les longueurs d'ondes inférieures à environ 750 nm et une épaisseur de silicium amorphe inférieure à 1  $\mu\text{m}$  permet d'absorber la majeure partie de cette région du spectre. Au delà de cette limite, l'absorption décroît si rapidement que seule une augmentation considérable de l'épaisseur de la couche intrinsèque permettrait d'accroître la quantité de photons absorbés. L'épaisseur des cellules a-Si:H est généralement inférieure à 0.5  $\mu\text{m}$  pour une raison essentielle: le phénomène de dégradation des cellules amorphes s'accroît avec l'épaisseur (effet Staebler-Wronski) [13]. .

### I.3.3 Propriété optique du silicium

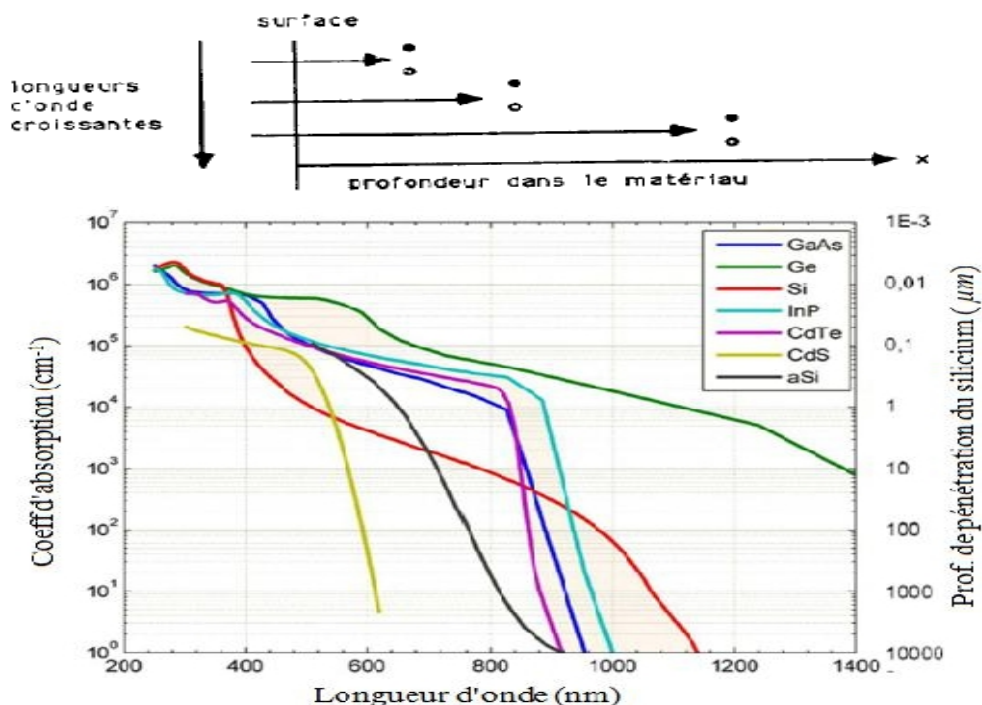


Figure 18 Coefficient d'absorption de différents matériaux semi-conducteurs à 300 K et profondeur de pénétration des photons du silicium cristallin en fonction de la longueur d'onde, d'après [12]

Lorsque le flux solaire pénètre dans un semi-conducteur, une partie de ce rayonnement est réfléchi, une autre est absorbée et une dernière composante traverse la couche de matériau sans être absorbée.

Ses propriétés optiques sont conditionnées par son schéma de bandes conventionnel tracé dans l'espace réciproque  $k$  [14].

L'absorption d'un photon dans un semi-conducteur présentant un gap direct (le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence coïncident dans l'espace des vecteurs d'onde) (figure 19a) est très probable du fait que cette transition électronique est seulement associée à deux particules : électron – photon. Le photon assure la conservation de l'énergie lors de la transition entre la bande de valence et la bande de conduction. Cette structure de bande directe correspond à des matériaux tels que de GaAs, CdTe, etc...

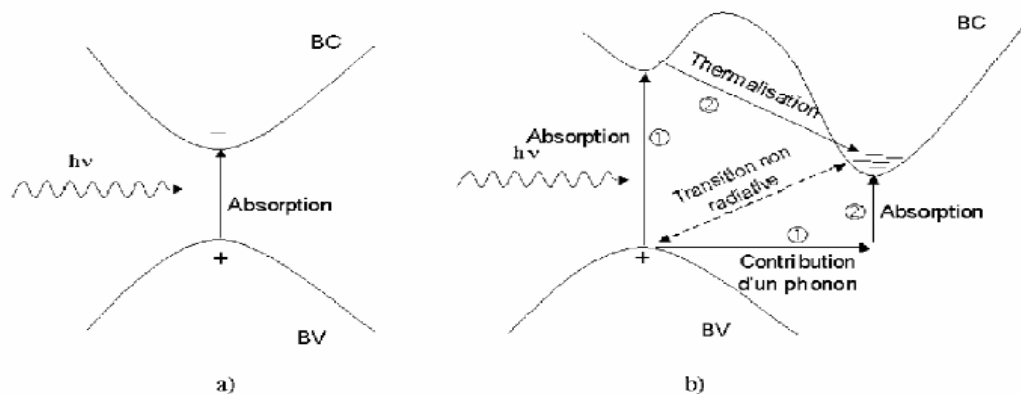


Figure 19. Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b)

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect (comme de Si, Ge et GaP, ...), (le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence ne se situent pas au même point de l'espace des vecteurs d'onde) (figure 19b), une troisième particule entre alors en jeu. Elle est associée aux vibrations du réseau cristallin et est désignée sous le terme de « phonon » d'énergie. Son intervention dans le processus d'absorption conduit à une probabilité d'absorption réduite près du seuil, et donc à un « front d'absorption » qui est moins raide que celui qui caractérise les transitions directes.

## I.4 Mécanisme de recombinaison des porteurs en excès

### I.4.1 Recombinaisons et durées de vie

Lorsqu'un matériau semi-conducteur est soumis à une excitation (thermique, lumineuse, etc,...), son équilibre est rompu et des porteurs en excès apparaissent. Ces porteurs en excès restent libres jusqu'à ce qu'ils perdent leur énergie, c'est-à-dire qu'ils se recombinent ou bien ils seront collectés. Le taux de recombinaison des ces porteurs minoritaires, comme on le verra plus loin, est un paramètre primordial qui doit être minimisé pour assurer leur collecte à la surface du composant. Ce taux de recombinaison correspond à la quantité de porteurs minoritaires en excès qui se recombinent par unité de temps et de volume. Il est défini par:

$$U = \frac{\Delta_n}{\tau} \text{ (Cas d'un matériau dopé p)}; \quad U = \frac{\Delta_p}{\tau} \text{ (Cas d'un matériau dopé n)}; \quad (46)$$

$$\text{où } \Delta_n = n - n_0 \text{ et } \Delta_p = p - p_0 \quad (47) \text{ et } (48)$$

sont respectivement les excès de concentrations des porteurs minoritaires pour les électrons et les trous et  $\tau_n$  et  $\tau_p$  représentent respectivement les durées de vie des électrons et des trous, c'est le temps qui sépare la recombinaison d'une paire électron-trou de sa génération.

Différents phénomènes de recombinaison (radiatif, Auger ou Shockley-Read-Hall (SRH) existent au sein d'un semi-conducteur comme le silicium cristallin et limitent la durée de vie des porteurs de charge. Ces recombinaisons interviennent à différents niveaux dans le silicium [15-18]. Certains, comme les phénomènes Auger (dépendant du dopage) et radiatifs (dépendant du gap) sont intrinsèques au matériau, tandis que d'autres comme Shockley-Read-Hall dépendent plus de la qualité du matériau (défauts et centres de recombinaison associés).

Ainsi le taux de recombinaison des porteurs minoritaires dans le volume cristallin  $U_{Bulk}$  est donné par la somme des phénomènes de recombinaison pouvant y avoir lieu, à savoir les trois recombinaisons évoquées plus haut:

$$U_{Bulk} = U_{Rad} + U_{Aug} + U_{SRH} \quad (49)$$

La durée de vie volumique est une combinaison des différents mécanismes de recombinaison. Elle s'exprime:

$$\frac{1}{\tau_{vol}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (50)$$

#### I.4.1.1 Recombinaison radiative

Dans un semi-conducteur a gap direct comme la plupart des composés issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments chimiques, le mécanisme de recombinaison radiative bande à bande domine les autres phénomènes. C'est l'inverse de la création d'une paire électron-trou par un photon : un électron de la bande de conduction retourne dans la bande de valence en cédant de l'énergie sous forme lumineuse, en émettant un photon. L'énergie du photon émis étant égale ou proche de celle du gap, il pourra avec une faible probabilité être recycle et créer une nouvelle paire e-h (figure 20). Pour un semi-conducteur a gap direct, les recombinaisons radiatives sont importantes car elles se font sans la participation de phonons. En revanche pour un gap indirect comme le silicium (colonne IV) , les recombinaisons radiatives sont peu probables. Dans ce cas l'électron doit émettre simultanément un photon et un phonon pour changer d'état. Le taux de recombinaison radiative est proportionnel aux concentrations de porteurs en électrons (n) et en trous (p) libres et s'exprime:

$$U_{Rad} = B(np - n_i^2) \quad (51)$$

où B est un coefficient de recombinaisons radiatives qui dépend du matériau.

Le coefficient de recombinaison radiative B mesuré pour le silicium cristallin vaut  $9,5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  [19], alors qu'il vaut  $7,2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  dans le GaAs [20]. De plus, il a été montré que sa valeur diminue assez fortement lorsque le niveau d'injection ou le dopage ont des valeurs supérieures à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  à 300 K (sa valeur est divisée par 2 lorsque  $N_{dopage}$  ou

$\Delta p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , et diminue à niveau d'injection et de dopage plus faibles à plus basse température) [21]. Dans le cas général des cellules solaires, on se situe au-dessous de ces valeurs (régime de faible injection) et la valeur de  $B$  est conservée .

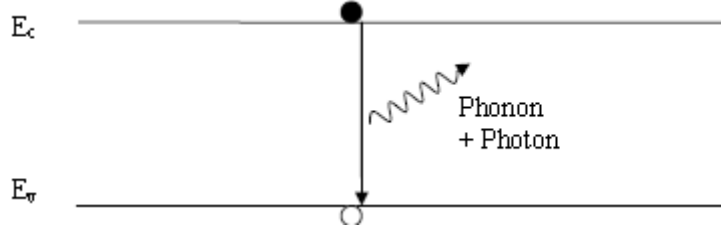


Figure 20 : Schéma illustrant la recombinaison radiative.

Sous éclairciment, les concentrations d'électrons et de trous s'écrivent respectivement  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  (52)

avec  $n_0$  et  $p_0$  les concentrations à l'équilibre, et  $\Delta n$  et  $\Delta p$  les excès de porteurs générés par la

lumière. Prenons le cas d'un matériau de type  $n$ , on a donc  $n_0 = N_d$  et  $p_0 = \frac{n_i^2}{N_d} \ll \Delta p$ .

$N_d$  est la densité d'atomes donneurs. D'autre part, en supposant un niveau d'injection tel que  $\Delta p = \Delta n$ , le taux de recombinaison radiative se réécrit :

$$U_{Rad} = B(N_d + \Delta p)\Delta p \quad (53).$$

En substituant ce taux de recombinaison dans l'équation (37), on écrit la durée de vie radiative dans notre cas :

$$\tau_{Rad} = \frac{\Delta p}{B\Delta p(N_d + \Delta p)} = \frac{1}{B(N_d + \Delta p)} \quad (54)$$

Selon la concentration de porteurs photogénérés dans le volume (faible injection notée fi:  $\Delta p \ll N_d$ , haute injection notée hi :  $\Delta p \gg N_d$ ), l'expression (54) se simplifie :

$$\tau_{Rad\,fi} = \frac{1}{BN_d}; \quad \tau_{Rad\,hi} = \frac{1}{B\Delta p} \quad (55)$$

À faible niveau d'injection de porteurs dans le matériau, la durée de vie radiative ne dépend pas de la concentration de porteurs mais uniquement du dopage  $N_d$ , tandis qu'à forte injection le terme devient indépendant du dopage et décroît en  $\Delta p^{-1}$  (la valeur de  $B$  dépend aussi de  $\Delta p$  mais cette dépendance n'apparaît qu'à des niveaux d'injection supérieurs à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [20])

### I.4.1.2 Recombinaisons non radiatives

#### I.4.1.2.1 Recombinaison Auger

Le processus de recombinaison Auger ( $U_{Aug}$ ) est non radiatif et implique l'interaction de trois particules. L'énergie libérée par la recombinaison d'un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence est ici transférée à un autre porteur libre (électron ou trou)

(figure 21). Ce porteur thermalisé, perd ensuite cette énergie en revenant a un état énergétique inférieur proche de la limite de bande. Ce mécanisme de recombinaison (en réalité plus complexe) est dominant a fort taux d'injection et pour de fortes densités de dopants [15].

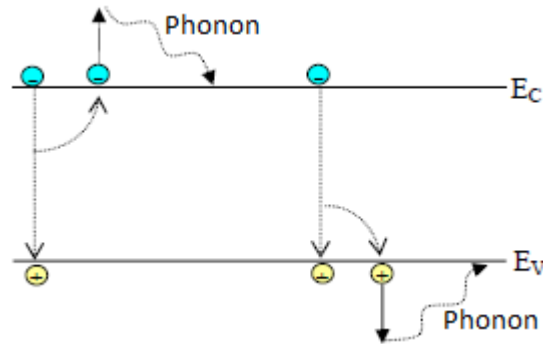


Figure 21 : Schéma illustrant la recombinaison Auger.

Le taux de recombinaison Auger est un processus d'interaction à trois particules. L'excès d'énergie de la recombinaison d'une paire électron-trou est fourni à une troisième particule qui peut être un trou dans la bande de valence ou un électron dans la bande de conduction [22]. Le taux de recombinaison Auger est donné par l'expression suivante [23] :

$$U_{Aug} = C_n (n^2 p - n_0 n_i^2) + C_p (np^2 - p_0 n_i^2) \quad (56)$$

où  $C_n$  et  $C_p$  sont respectivement les coefficients Auger pour les électrons et les trous et sont donnés à  $C_n = 2,8.10^{-31} \text{ cm}^6 .s^{-1}$  et  $C_p = 0,99.10^{-31} \text{ cm}^6 .s^{-1}$  [24].

La recombinaison Auger devient dominante dans le cas de substrats fortement dopés ou dans le cas du régime de forte injection (cellules sous concentration de la lumière). Les coefficients Auger dépendent donc de la concentration de dopants et du niveau d'injection.

Kerr et Cuevas ont proposé une paramétrisation générale couramment citée dans la littérature [25]. Cette paramétrisation est basée sur l'interaction coulombienne entre les porteurs et les nouveaux coefficients Auger sont ainsi définis :

$$C_n^* = 1,8.10^{-24} .N_D^{-0,35} \quad (57)$$

$$C_p^* = 6.10^{-25} .N_A^{-0,35} \quad (58)$$

En négligeant  $n_0 n_i^2$  et  $p_0 n_i^2$  la durée de vie associée à la recombinaison Auger est donnée par:

$$\tau_{Aug} = \frac{1}{C_n (N_D + \Delta n)^2 + C_p (N_D + \Delta n) \Delta n} \quad (59)$$

pour du silicium de type n, avec  $p_0 \ll \Delta p$  et  $\Delta p = \Delta n$  et

$$\tau_{Aug} = \frac{1}{C_p (N_A + \Delta p)^2 + C_n (N_A + \Delta p) \Delta p} \quad (60)$$

pour du silicium de type p, avec  $n_0 \ll \Delta n$  et  $\Delta p = \Delta n$  .

Dans le cas d'injection à faible et à fort niveau, les durées de vie Auger s'expriment par:

pour du silicium de type n:  $\tau_{Auger,li} = \frac{1}{C_n^* N_D^2}$  et  $\tau_{Auger,hi} = \frac{1}{(C_n^* + C_p^*) \Delta p^2}$  (61)

pour du silicium de type p:  $\tau_{Auger,li} = \frac{1}{C_p^* N_A^2}$  et  $\tau_{Auger,hi} = \frac{1}{(C_n^* + C_p^*) \Delta p^2}$  (62)

Le coefficient Auger ambipolaire est défini par:  $C_a = C_n^* + C_p^*$

Comme cette dernière expression des recombinaisons Auger est proportionnelle à l'inverse de la densité de porteurs au carré ( $\tau_{Auger} \sim \frac{1}{n^2}$ ), la dépendance avec le niveau d'injection de  $\tau_{Auger}$  sera plus forte que  $\tau_{rad}$ . Les recombinaisons Auger deviennent donc prépondérantes à fort niveau d'injection, comme dans le cas par exemple des cellules photovoltaïques à concentration ou dans les régions fortement dopées de la cellule (émetteur).

La tension de circuit ouvert maximale d'un dispositif photovoltaïque est en réalité limitée par les mécanismes de recombinaison évoqués ci-dessus.

#### I.4.1.2.2 Recombinaisons volumiques Shockley-Read-Hall (SRH).

Ces recombinaisons, qui sont le mécanisme prépondérant dans le silicium, font intervenir des niveaux pièges dans la bande interdite (figure 22) et le taux de recombinaisons est fonction de la section efficace de capture des électrons et des trous.

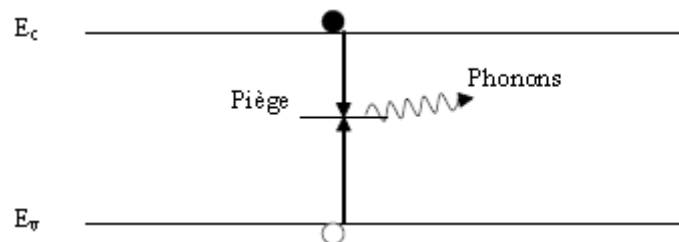


Figure 22 : Schéma illustrant la recombinaison SRH.

Contrairement aux phénomènes Auger et radiatifs, le mécanisme de recombinaisons(SRH) n'est pas intrinsèque pour silicium cristallin. Les recombinaisons SRH sont dues aux impuretés et défauts présents dans le c-Si. Celles-ci provoquent l'apparition de niveaux d'énergie discrets dans la bande interdite [26].

Le modèle physique décrivant les recombinaisons en volume est basé sur le modèle de Read-Shokley-Hall 1952 [27] à un seul niveau piège. Le taux de recombinaison par piège est donné par la relation:

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_n \left( p + n_{ie} \exp\left(\frac{-E_T}{k_B T}\right) \right) + \tau_p \left( n + n_{ie} \exp\left(\frac{E_T}{k_B T}\right) \right)} \quad (63)$$

Où :

$E_T$  représente l'énergie du niveau piège proche du milieu de la bande interdite,  $\tau_n$  et  $\tau_p$  ont en général une valeur égale proche de la centaine de microsecondes.

$n_{ie}$  est la concentration intrinsèque effective donnée par la relation suivante:

$$n_{ie}^2 = pn \exp\left(\frac{\Delta E_{gn} + \Delta E_{gp}}{k_B T}\right) \quad (64)$$

Elle est due au rétrécissement de la bande interdite pour un semi-conducteur fortement dopé et  $\Delta E_{gn}$ ,  $\Delta E_{gp}$  présentent le rétrécissement de la bande interdite.

L'émission thermique de porteurs à partir de ces niveaux est improbable lorsqu'ils sont suffisamment éloignés du bord des bandes de valence et de conduction. On parle alors de niveaux «profonds» qui augmentent la probabilité de recombinaison des porteurs libres. Par exemple, un électron libre peut être piégé dans un niveau profond ou il se recombinera, plus facilement, avec un trou de la bande de valence. Ces niveaux sont d'abord caractérisés par leur densité  $N_T$  ainsi que leur énergie  $E_T$  dans la bande interdite. Leurs sections efficaces de capture  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  permettent de représenter leur aptitude à capturer respectivement des électrons et des trous. Dans le cas du silicium de type  $p$ , et pour une densité  $N_T$  du niveau d'énergie très inférieure au dopage  $N_A$ , la durée de vie  $\tau_{SRH}$  est définie par l'équation (63):

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0}(n_1 + \Delta_n) + \tau_{n0}(N_A + P_1 + \Delta_n)}{N_A + \Delta_n} \quad (65)$$

Les paramètres  $\tau_{p0}$  et  $\tau_{n0}$  dépendent respectivement des sections efficaces de capture des trous ( $\sigma_p$ ) et des électrons ( $\sigma_n$ ) selon l'équation (64), tandis que  $n_1$  et  $n_2$  sont liés au niveau d'énergie  $E_T$  du piège par la relation (65).

$$\tau_{p0} = \frac{1}{\sigma_p N_T V_{th}} \quad ; \quad \tau_{n0} = \frac{1}{\sigma_n N_T V_{th}} \quad \text{avec} \quad v_{th} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}} \quad (66)$$

$$n_1 = N_c \exp\left(\frac{-(E_c - E_T)}{k_B T}\right) \quad ; \quad p_1 = N_v \exp\left(\frac{(E_v - E_T)}{k_B T}\right) \quad (67)$$

$V_{th}$  représente la vitesse thermique des porteurs ( $V_{th} = 10^7$  cm/s à la température ambiante).

$m^*$  la masse effective de densité d'états correspondante.

On définit  $n_1$  et  $p_1$  comme la densité d'électrons et de trous respectivement dans la bande de conduction  $E_c$  et de valence  $E_v$  lorsque le niveau de Fermi  $E_F$  coïncide avec le niveau piège  $E_T$ .  $N_c$  et  $N_v$  les densités effectives d'états dans la bande de conduction et la bande de valence. Plus les niveaux d'énergie apparus sont proches des bandes, moins ils vont agir dans le sens de la recombinaison des porteurs. En effet, il sera plus probable que le porteur capturé par ce niveau d'énergie soit réémis thermiquement plutôt qu'il ne se recombine. C'est pour cela que les niveaux situés vers la moitié du gap provoquent les plus forts taux de recombinaison. Les défauts et impuretés présents dans le c-Si modifient donc fortement ses propriétés électriques en favorisant les recombinaisons des porteurs. Il est en général nécessaire de limiter le nombre de défauts ainsi que la densité d'impuretés afin de garder des valeurs élevées de durée de vie des porteurs.

### I.4.1.3 Recombinaison en surface

La surface d'un semi-conducteur est un lieu où les recombinaisons sont particulièrement nombreuses, en raison des liaisons non satisfaites des atomes de surface et autres défauts caractéristiques à température constante ( $T=300^\circ\text{K}$ ). Le calcul du taux de recombinaison en surface se fait par une extension de la théorie SRH en introduisant les vitesses de recombinaison de surface ( $S_{n0}$  ou  $S_{p0}$ ). Le taux de recombinaison est ainsi calculé:

$$U_{surf} = \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_n^{eff} \left( p + n_{ie} \exp\left(\frac{-E_T}{k_B T}\right) \right) + \tau_p^{eff} \left( n + n_{ie} \exp\left(\frac{E_T}{k_B T}\right) \right)} \quad (68)$$

où  $n_{ie}$  est la concentration effective intrinsèque,  $\tau_n^{eff}$  la durée de vie effective des électrons et  $\tau_p^{eff}$  la durée de vie effective des trous sont données par :

$$\frac{1}{\tau_n^{eff}} = \frac{1}{\tau_n^i} + \frac{d_i}{A_i} S_{n0} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\tau_p^{eff}} = \frac{1}{\tau_p^i} + \frac{d_i}{A_i} S_{p0} \quad (69)$$

où  $\tau_n^i$  est la durée de vie volumique des électrons calculée à un nœud  $i$  de l'interface,  $\tau_p^i$  est la durée de vie volumique des trous calculée à un nœud  $i$  de l'interface,  $d_i$  et  $A_i$  représentant l'épaisseur et l'aire de l'interface pour un nœud  $i$ .

Les recombinaisons en surface avant et arrière de la cellule PV inhérentes aux densités de dopages selon la relation suivante :

$$S = S_0 \left( \frac{N}{N_{set}} \right)^\alpha \quad (70)$$

$S_0$ ,  $N_{set}$  et  $\alpha$  dépendent du traitement de la surface et de la passivation. Pour une oxydation thermique d'une couche de silicium de type  $n$ ,  $\alpha = 1$  et  $N_{set} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

La passivation est l'ajout d'une couche de SiO<sub>2</sub> en surface pour limiter les recombinaisons en surface et combler les liaisons cassées (en surface) lors de la découpe du semi-conducteur.

## I.5 Equation de base des dispositifs semi-conducteurs

Les équations de base décrivent le comportement des porteurs de charge dans des semi-conducteurs sous l'influence d'un champ électrique et / ou de la lumière, les deux phénomènes causent une déviation aux conditions d'équilibre thermique.

### I.5.1 Equation de Poisson

Le déplacement des porteurs libres peut entraîner la création d'une charge d'espace locale, qui est liée au potentiel interne dans le semi-conducteur par l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi(x, y, z) = \text{div}(\vec{\nabla}(\phi(x, y, z))) = -\text{div}\vec{E} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} = -\frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} = -\frac{q}{\epsilon_r \epsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^-) \quad (71)$$

Où  $\epsilon_s$  est la permittivité du semi-conducteur,  $\epsilon_r$  la permittivité relative du semi-conducteur,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\rho$  la densité locale de charge d'espace,  $q$  la charge électronique,

$\Phi(x, y, z)$  et  $\vec{E}$ , respectivement le potentiel et le champ électriques associés à cette densité de charge

Cette équation peut être écrite sous la forme unidimensionnelle suivante:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = -\frac{q}{\epsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^-) \quad (72)$$

Si tous les atomes donneurs et accepteurs sont ionisés, ce qui est le cas à température ambiante, on a:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = -\frac{q}{\epsilon_0} (p - n + N_d - N_a) \quad (73)$$

### I.5.2. équations de densité de courant

Les électrons et les trous peuvent contribuer au passage du courant par le processus de dérive (conduction) et de diffusion.

#### I.5.2.1 Densité de courant de dérive (conduction)

La densité de courant de dérive des électrons dans la bande de conduction, et dont la concentration vaut  $n$ , est donnée par:

$$\vec{J}_n = -qn\vec{v}_{d,n} = q\mu_n n\vec{E} \quad \text{avec} \quad \vec{v}_{d,n} = \mu_n \vec{E} \quad (74)$$

$\mu_n$  est la mobilité, elle dépend du matériau, du porteur de charge, de la température et de  $|\vec{E}|$ .

Lorsque les paires électrons-trous se sont dissociées, les charges libres doivent diffuser jusqu'aux électrodes. La mobilité des porteurs de charges ( $\mu_e$  et  $\mu_p$ ) définit l'aptitude de ces électrons ou de ces trous à se déplacer à l'intérieur d'un matériau. Elle s'exprime en  $cm^2V^{-1}S^{-1}$ . Son expression générale, dans un modèle simple, est donnée par la relation :

$$\mu_e = \frac{|e\tau_e|}{m_e} \quad \text{et} \quad \mu_p = \frac{|e\tau_p|}{m_p} \quad (75)$$

avec  $\tau_e$  le temps de relaxation des électrons dans la bande de conduction et  $m_e$  leur masse effective.,  $\tau_p$ ,  $m_p$  représentent les grandeurs correspondantes pour les trous dans la bande de valence.

De façon similaire, la densité de courant de dérive des trous dans la bande de valence, et dont la concentration vaut  $p$ , est donnée par

$$\vec{J}_p = -qp\vec{v}_{d,p} = q\mu_p p\vec{E} \quad (76)$$

La conductivité ( $\sigma$ ) et la résistivité ( $\rho$ ) d'un semi-conducteur dopé de façon homogène sont donc données par

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad \text{et} \quad \rho = \frac{1}{\sigma} \quad (77)$$

### I.5.2.2 Densité de courant de diffusion

la densité de courant de diffusion des électrons est selon les lois de Fick :

$$\vec{J}_n = qD_n \frac{dn}{dx} \vec{i} \quad (78)$$

De façon similaire, dans le cas d'un gradient de concentration de trous, on obtient la densité de courant de diffusion des trous, qui portent chacun une charge +q

$$\vec{J}_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \vec{i} \quad (79)$$

Les coefficients  $D_n$  et  $D_p$  sont appelés coefficients de diffusion des électrons et des trous et représentent la « fluidité » avec laquelle les porteurs peuvent diffuser dans le cristal. Leurs expressions sont:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n \quad \text{et} \quad D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p \quad (80)$$

Ces dernières relations, qui relient les mobilités aux coefficients de diffusion, sont appelées « relations d'Einstein » et elles relient les mobilités aux coefficients de diffusion. La quantité  $\frac{k_B T}{q}$  a la dimension d'une tension et est appelée « tension thermique ». Elle vaut 25,6 mV à

T = 300 K.

### I.5.2.3 Equations de dérive-diffusion

On peut à présent établir les équations de dérive-diffusion, qui s'obtiennent en écrivant la somme du courant de dérive des électrons (72) et du courant de diffusion des électrons (76) ainsi que la somme du courant de dérive des trous (74) et du courant de diffusion des trous (77):

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \frac{dn}{dx} \vec{i} \quad (81)$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \frac{dp}{dx} \vec{i} \quad (82)$$

ou encore, dans le cas tridimensionnel:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (83)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (84)$$

### I.5.3 Equations de continuité

Le gradient de la densité de courant  $J$  est lié aux taux de recombinaison et de génération des porteurs de charge par l'équation de continuité qui est définie respectivement pour les électrons et les trous par:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n(\vec{r}, t) + G_n(\vec{r}) - U_n(\vec{r}) \quad (85)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p(\vec{r}, t) + G_p(\vec{r}) - U_p(\vec{r}) \quad (86)$$

où  $q$  est la valeur absolue de la charge électronique élémentaire,  $n$  et  $p$  sont les concentrations d'électrons et de trous,  $\vec{J}_n(\vec{r}, t)$  et  $\vec{J}_p(\vec{r}, t)$  sont les densités de courant d'électrons et de trous,  $G_n(\vec{r})$  et  $G_p(\vec{r})$  sont les taux de génération des électrons et des trous,  $U_n(\vec{r})$  et  $U_p(\vec{r})$  sont les taux de recombinaison des électrons et des trous.

En cas du régime stationnaire, les équations se simplifient:  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$  et  $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ , ce qui signifie que les concentrations de porteurs ne sont plus fonction que de la position.

$$\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n(\vec{r}) = -G_n(\vec{r}) + U_n(\vec{r}) \quad (87)$$

$$\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p(\vec{r}) = G_p(\vec{r}) - U_p(\vec{r}) \quad (88)$$

L'ensemble des équations précédentes (dérive-diffusion, Poisson, courant de déplacement et continuité) permettent d'étudier tous les phénomènes se produisant dans les semi-conducteurs et de calculer les propriétés des dispositifs fabriqués à l'aide de ces matériaux (diodes, cellules solaires, transistors,...).

### I.6 Eclairage d'un semi-conducteur par une source lumineuse.

Si un semi-conducteur est éclairé avec des photons d'énergie supérieure à la largeur de la bande interdite, ces photons sont absorbés et il en résulte l'excitation d'un certain nombre d'électrons de  $BV$  vers  $BC$ . Il reste des trous  $p$  dans  $BV$ . Mais rien ne permet de séparer les paires électron-trou ainsi formées, leur recombinaison est très rapide. On ne peut pas recueillir d'énergie électrique de cette façon. Il faut donc trouver un moyen de séparer les charges initialement formées. Ceci est réalisé dans un dispositif appelé jonction PN.

#### I.6.1 Formation d'une jonction pn

Une jonction  $PN$  est l'accolement d'une région dopée  $P$  au bore, et d'une région dopée  $N$  au phosphore.

Lors de cet assemblage deux phénomènes se manifestant de part et d'autre de l'interface:

-Un phénomène transitoire de durée très brève (figure 23): des trous de la région  $P$ , proches de l'interface, diffusent vers la région  $N$ . En effet comme les trous sont plus nombreux dans  $P$  que dans  $N$ , ils vont avoir tendance à diffuser pour rétablir l'équilibre (idem pour les électrons proches de l'interface qui vont diffuser de  $N$  vers  $P$ ).

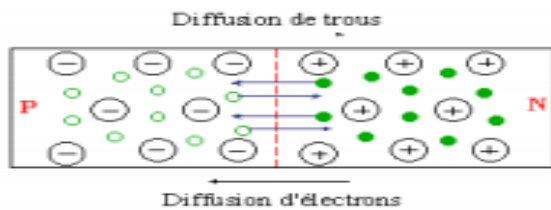


Figure.23 Diffusion de charges électriques



Figure 24 Champ électrique  $\vec{E}_i$

-Phénomène permanent (figure 24): les trous qui ont envahi la région  $N$  (où ils ont disparu par recombinaison avec les électrons majoritaires dans cette région) ont laissé derrière eux des ions fixes de bore ionisés négativement. De même, les électrons de la région  $N$  qui sont passés du côté  $P$  ont laissé derrière eux des ions fixes de phosphore ionisés positivement. Ces ions fixes de bore et de phosphore chargés respectivement - et + forment de part et d'autre de la jonction métallurgique une zone de charge d'espace (Z.C.E) d'épaisseur faible  $W_0$ . Cette zone de charge d'espace est caractérisée par une barrière de potentiel:

$$V_D = \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q} \tag{89}$$

( $E_{Fn}$  et  $E_{Fp}$  sont les niveaux de Fermi respectivement dans les régions  $n$  et  $p$ ;  $q$  est la charge élémentaire) qui provoque alors l'apparition d'un champ électrique interne  $E_0$  au niveau de la jonction et qui empêche les charges libres restantes dans chaque zone de traverser la jonction pour se recombiner. Cette barrière de potentiel  $V_D$  équilibre en fait les phénomènes de diffusion et de conduction.

Dans les régions quasi-neutre qui se trouvent en dehors de la région de charge d'espace les donneurs et accepteurs de charges sont compensées par des électrons et des trous libres, de sorte que la densité de charge d'espace soit est égal à zéro. Les porteurs majoritaires sont le type de porteurs dominants ( $n_{n0} \gg p_{p0}$  et  $p_{p0} \gg n_{n0}$ ) (voir à droite la figure 25) et leurs concentrations  $n_{n0}$  et  $p_{p0}$  dans les régions quasi-neutre à la température ambiante sont donnés par la densité des dopants ionisées.

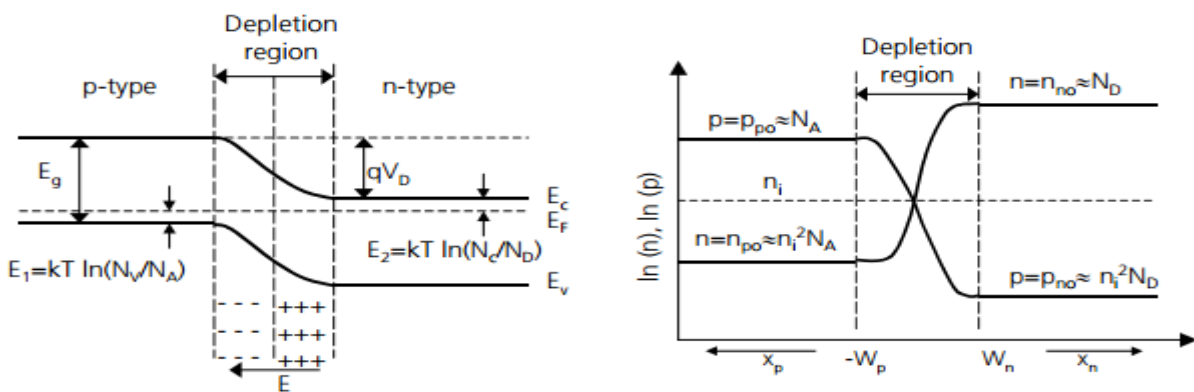


Figure 25: Courbure de bandes (gauche) et densité de porteurs (droite) à l'équilibre d'une jonction P-N [27].

La distance  $qV_D = E_g - E_1 - E_2$  et le voltage de diffusion  $V_D$  est décrit avec  $n_i$  comme suit:

$$V_D = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (90)$$

Alors, la densité de charges  $\rho(x)$  est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = -qN_A \quad (-W_p \leq x \leq 0) \quad (91)$$

$$\rho(x) = qN_D \quad (0 \leq x \leq W_n) \quad (92)$$

L'équation de Poisson est définie pour chaque région:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq -W_p \\ \frac{qN_A}{\varepsilon} & \text{si } -W_p < x < 0 \\ -\frac{qN_D}{\varepsilon} & \text{si } 0 < x < W_n \\ 0 & \text{si } x \geq W_n \end{cases} \quad (93)$$

Comme le système est neutre, cela implique donc que le total des charges négatives développées dans la région de type P est égal au total des charges positives développées dans la région de type N:

$$N_A W_p = N_D W_n \quad (94)$$

Ainsi l'épaisseur de la zone de déplétion dépend de la concentration du dopage. En intégrant l'équation (91), le champ électrique peut être obtenu, comme indiqué dans la figure 26, son maximum est atteint au jonction métallurgique:

$$E_{\max} = |E(x=0)| = \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qN_D W_n}{\varepsilon} = \frac{qN_A W_p}{\varepsilon} \quad (95)$$

En intégrant de nouveau, par rapport à l'espace, le potentiel électrostatique sera:

$$\phi = \begin{cases} V_{bi} & \text{si } x \leq -W_p \\ V_{bi} - \frac{qN_D}{2\varepsilon} (x + W_p)^2 & \text{si } -W_p < x < 0 \\ \frac{qN_A}{2\varepsilon} (x - W_n)^2 & \text{si } 0 < x < W_n \\ 0 & \text{si } x \geq W_n \end{cases} \quad (96)$$

Le potentiel est continu à  $x=0$ :

$$V_{bi} - \frac{qN_D}{2\varepsilon} (x + W_p)^2 = \frac{qN_A}{2\varepsilon} (x - W_n)^2 \quad (97)$$

L'épaisseur de la région de déplétion est déduite des équations (91) et (95):

$$W_{DEP} = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left( \frac{N_D + N_A}{N_D N_A} \right) V_{bi}} \quad (98)$$

Si un voltage extérieur  $V_A$  est appliqué (cas de la polarisation), alors la relation devient:

$$W_{DEP} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left( \frac{N_D + N_A}{N_D N_A} \right) (V_{bi} - V_A)} \quad (99)$$

En substituant les valeurs de  $W_N$  et  $W_P$  déduites des équations (97) et (93), on obtient la valeur maximum du champ électrique:

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2q}{\varepsilon} (V_{bi} - V_A) \left( \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)^{-1}} \quad (100)$$

L'excès des porteurs minoritaires dans les régions quasi neutres respectifs N et P (ou uniquement la composante du courant diffusé existe) dans le cas d'une polarisation externe  $V_A$ , est exprimé par:

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) \quad (101)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) \quad (102)$$

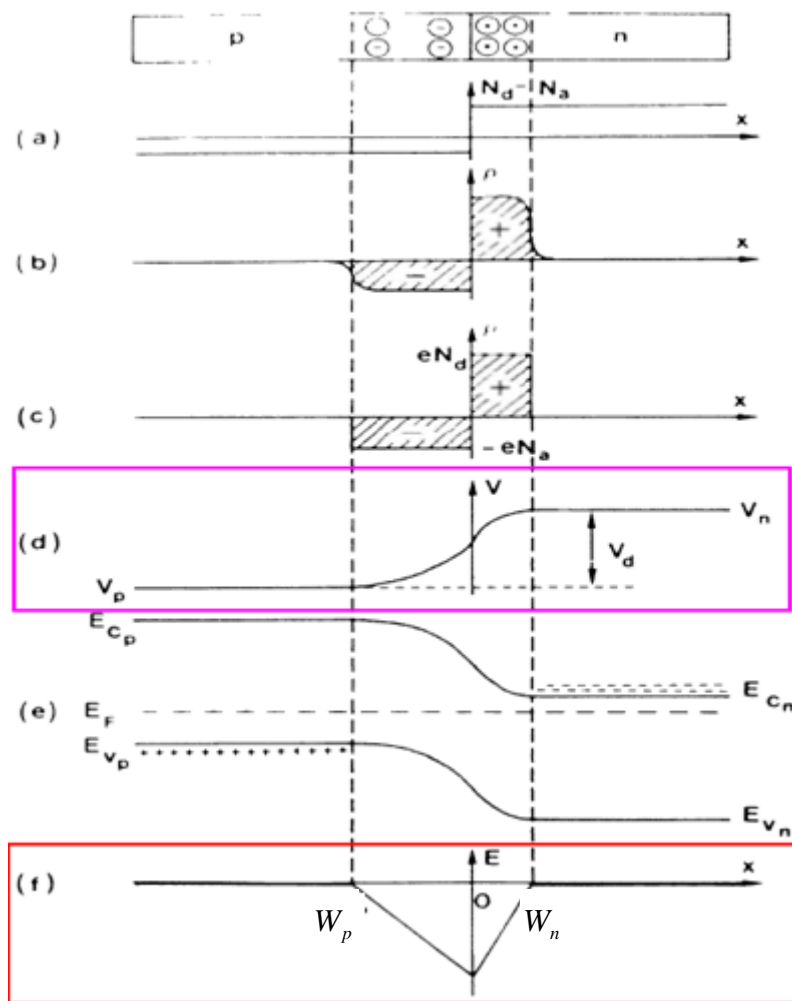


Figure 26: Jonction PN à l'équilibre thermodynamique a) Distribution de dopage. b, c) Charge d'espace. d) Potentiel e) Bandes d'énergie. f) Champ électrique

### I.6.1.1 Caractéristique dans l'obscurité

En régime de faible injection ( le nombre de porteurs minoritaires est beaucoup inférieur à celui des majoritaires ) sans considérer le mécanisme de génération et de recombinaison dans la zone de déplétion et sans existence de porteurs photogénérés, le courant peut être calculé de la manière suivante. Dans la région quasi neutre de type n le courant de diffusion des trous est obtenu de l'équation (74 ) et des équations de continuité (85,86); donc en considérant un taux de recombinaison net égal à  $(p_n - p_{n0})/\tau_p$  , sans génération, il résulte alors que :

:

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (103)$$

dont la solution générale est comme suit:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (104)$$

Où  $L_p$  est la longueur de diffusion des trous. De (74) et de l'expression précédente, le courant des trous peut être déduit:

$$J_p(x) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (105)$$

Le courant est constant dans la zone de déplétion, donc, le courant de densité des trous, de la région N, et le courant de densité des électrons, de la région P, peuvent s'additionner en  $x=0$ :

$$J_{TOT} = J_p(x)|_{x=0} + J_n(x)|_{x=0} = \left( \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right) \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (106)$$

et, par conséquent, l'expression du courant est:

$$I = I_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (107)$$

Où  $I_0$  est le courant de saturation.

### I.6.1.2 Jonction p-n sous illumination

Lorsque la jonction p-n est illuminée, des paires électrons-trous sont créées dans le volume de la jonction. La densité de porteurs augmente et dépasse l'équilibre. L'augmentation du nombre de porteurs majoritaires est faible tandis que le nombre de porteurs minoritaires augmente fortement (figure 27) (régime de faible injection). Les porteurs générés sous éclaircissement auront un comportement différent selon la région :

- dans la ZCE, les paires sont instantanément séparées par le champ électrique. Les électrons sont accélérés et injectés dans la zone n et les trous dans la zone p : c'est le photocourant de génération (conduction).

- les porteurs minoritaires générés dans les zones n et p diffusent dans le matériau. Si ces porteurs atteignent la ZCE, le champ électrique les accélère et les injecte dans la zone où ils sont majoritaires : c'est le photocourant de diffusion.

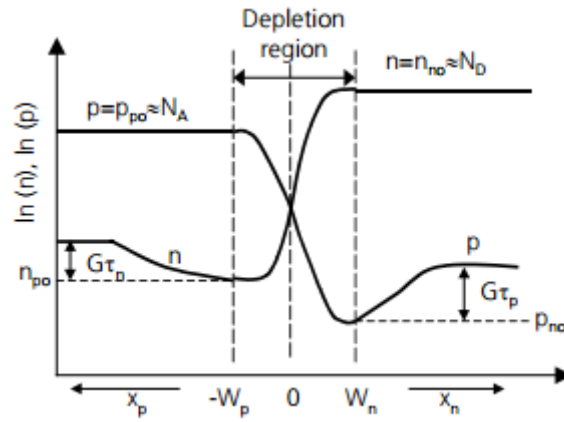


Figure 27 : Densité de porteurs d'une jonction sous illumination [27].

Si la génération optique est supposé constante dans le dispositif photovoltaïque, l'équation (101) devient:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} - \frac{G}{D_p} \quad (108)$$

Où la solution de l'équation différentielle est:

$$J_p(x) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) - qGL_p \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (109)$$

Le courant généré dans la zone de déplétion doit être aussi considéré:

$$J_n^{depl} = J_p^{depl} = q \int_{-W_{DEP}}^0 -G dx = qGW_{DEP} \quad (110)$$

et le courant résultant total est:

$$I = I_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) - I_L \quad (111)$$

dans lequel le courant photogénéré est la somme de tous les courants, générés dans les trois différentes régions.

$$I_L = qAG(W_{DEP} + L_p + L_n) \quad (112)$$

Où A est la surface du dispositif.

## I.7 Mécanisme de transport des porteurs

### I.7.1 Créations des charges. Les excitons

Lorsqu'un photon d'énergie supérieure à  $E_g$  (pour les semi-conducteurs ayant un gap direct) ou à  $E_g + \Omega$  (pour les semi-conducteurs ayant un gap indirect), est absorbé par le semi-conducteur, une paire électron-trou est créée et la conductivité du matériau est ainsi localement modifiée. Les charges électriques (électron et trou) restent liées par une force coulombienne et forment un ensemble appelé « exciton ». Pour générer un courant électrique les excitons doivent se dissocier en électrons et trous libres avant que ces deux éléments ne se recombinent.

## I.8 Fabrication des cellules PV

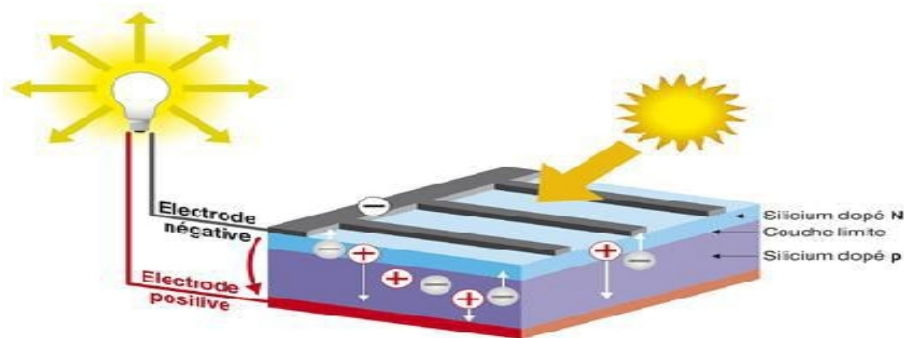


Figure. 28. Schéma d'une cellule photovoltaïque au silicium

Les cellules PV sont fabriquées à partir de matériaux semi-conducteurs qui sont capables de conduire l'électricité ou de la transporter. Plus de 90 % des cellules solaires fabriquées à l'heure actuelle sont au silicium cristallin. Une des faces de la cellule est dopée n (par exemple du phosphore). L'autre est dopée P (par exemple du bore). Des électrodes métalliques sont placées sur les 2 faces pour permettre de récolter les porteurs et de réaliser un circuit électrique (figure 28).

La face supérieure de la cellule est traitée de manière à optimiser la quantité de lumière entrant dans la cellule au moyen de traitement de surface, par l'application d'une couche anti réflexion.

D'un point de vue électrique, une cellule photovoltaïque est l'équivalent d'un générateur de courant auquel on a adjoint une diode.

Il existe différentes technologies de cellules photovoltaïques. Les différences entre elles se situent au niveau des matériaux utilisés et des procédés de fabrication.

## I.9 Différents type de technologies de cellules photovoltaïques et leur rendement de conversion

Un système photovoltaïque est constitué d'un module photovoltaïque qui fournit l'électricité en courant continu ainsi qu'un onduleur qui convertit cette électricité en courant alternatif. Le module photovoltaïque est lui constitué de plusieurs cellules interconnectées électriquement en série ou en parallèle de manière à produire de l'électricité à une certaine tension. L'efficacité d'un module PV est évaluée par son rendement de conversion qui est le rapport

entre l'énergie solaire arrivant sur le module et l'énergie électrique produite par celui-ci. Les rendements des modules dépendent en grande partie du type de cellules utilisées pendant la fabrication de celui-ci.

Il existe plusieurs types de cellules photovoltaïques. Actuellement, les plus répandues sur le marché sont les cellules en silicium cristallin et les cellules en couches minces. D'autres en sont au stade de la Recherche et Développement. Parmi ces types, trois grandes familles sont distinguées:

**I.9.1 Les cellules de première génération:** Silicium cristallin (c-Si) et multicristallin (mc-Si). Cette génération de cellule repose sur les wafers (fine tranches) de silicium cristallin. Ces wafers sont sciés dans des lingots de silicium. Ces lingots sont le résultat d'un processus de purification de manière à obtenir un matériau contenant 99,99999% de Silicium. Les cellules cristallines se subdivisent en 2 catégories : mono- et poly- cristalline (figure. 29) selon le type de structure. Ces deux types de cellules proviennent de procédé de purification et de solidification différents (processus Czochralski (Cz) FZ, Bridgman, etc et processus

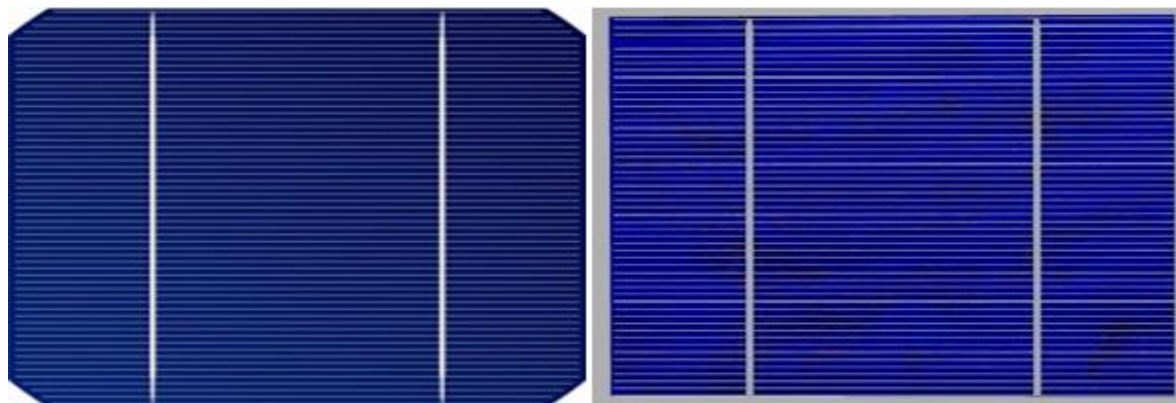


Figure. 29. a) cellule mono cristalline

b) cellule poly cristalline

Siemens). Les procédés de purification Cz et Siemens ont des structures d'approvisionnement différentes et sont généralement réalisées par des industries différentes.

Les cellules monocristallines se distinguent par leurs coins cassés et à leur aspect uniforme. Les cellules poly-cristallines ont quant à elles un aspect plus irisé provenant de l'orientation des différents réseaux cristallins par rapport au plan de coupe.

Ces technologies sont caractérisées par des efficacités de conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique allant de 14% à 19% en général pour les cellules mono-cristallines avec une méthode de fabrication laborieuse et difficile, nécessitant une grande quantité d'énergie pour obtenir du cristal pur donc très chère; et de 12% à 14% pour les cellules poly-cristallines, avec coût de production moins élevé et un procédé nécessitant moins d'énergie. Les cellules amorphes ont un coût de production bien plus bas, mais leur rendement est aussi bas: 8-10% (13% en labo) avec une durée de vie plus faible.

C'est le silicium amorphe que l'on trouve le plus souvent dans les produits de consommation comme les calculatrices, les montres etc... Toutefois, ils réagissent mieux à des températures élevées ou à une lumière diffuse.

De plus, les cellules mono et poly-cristallines sont les types de cellules les plus répandues sur le marché du photovoltaïque (environ 60% de la production).

### **I.9.2 Les cellules de deuxième génération:**

Cette génération de cellule repose sur la déposition de matériaux semi conducteurs en couches minces (thin film). Ces matériaux sont déposés par des procédés tels que PE-CVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) sur un substrat. L'épaisseur de la couche varie entre quelques nanomètres à des dizaines de micromètres. Ces technologies qui étaient initialement chères étaient réservées aux applications spatiales (en raison de leur poids par watt crête plus faible) et aux technologies de concentration. Avec l'augmentation des volumes de production, le prix de revient de ces technologies a baissé pour devenir compétitif avec les technologies cristallines de la première génération. Parmi les technologies en couches minces qui sont exploitées industriellement (production de masse), on distingue :

- CdTe : Tellure de Cadmium (Cadmium Telluride en anglais),
- CIS : Cuivre-Indium-Sélénium,
- CIGS : Cuivre-Indium-Gallium-Selenium (Copper Indium Gallium Selenide),
- Silicium en couche mince : silicium amorphe (a-Si) et microcristallin ( $\mu\text{c-Si}$ ).

Ces technologies sont caractérisées par des efficacités de conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique allant de 6% (a-Si) à 5 à 11% (CdTe) (efficacité des cellules, les modules présentant une efficacité un peu moindre due aux espaces entre les cellules).

À noter que le tellure de cadmium est un alliage de métal lourd, très toxique, et peut -tout comme le plomb ou le mercure- se concentrer dans la chaîne alimentaire. L'UE en a interdit l'usage pour les appareils électriques... exception faite pour les cellules PV...

**I.9.3 Les cellules de troisième génération :** les cellules nanocristallines, organiques, cellules à encre sensibilisé (Dye-sensitized solar cell, DSSC), et les nouveaux concepts de cellule solaire.

#### **I.9.3.1 Les cellules nanocristallines**

Une des dernières générations de photopiles ; elles fonctionnent selon un principe qui différencie les fonctions d'absorption de la lumière et de séparation des charges électriques. Elles atteignent un rendement global de 10,4 %, confirmé par des mesures au laboratoire. Leur procédé et coût de production est encore plus bas.

#### **I.9.3.2 Les cellules à concentration**

Les cellules à concentration sont placées au sein d'un foyer optique qui concentre la lumière. Leur rendement est élevé, de l'ordre de 20 à 30 %, mais elles doivent absolument être placées sur un support mobile afin d'être constamment positionnées face au soleil.

#### **I.9.3.3 Les cellules organiques**

Les cellules photovoltaïques organiques sont des cellules photovoltaïques dont au moins la couche active est constituée de molécules organiques et déposés sur un substrat de plastique ou de verre. Il en existe principalement deux types:

- Les cellules photovoltaïques organiques moléculaires
- Les cellules photovoltaïques organiques en polymères

Apparues dans les années 1990, ces technologies ont pour but de réduire le coût de production de l'électricité. Les cellules photovoltaïques organiques bénéficient du faible coût des semi-conducteurs organiques et des simplifications potentielles dans le processus de fabrication. Elles offrent la perspective d'une production en continu qui pourrait réduire drastiquement le prix de revient des panneaux solaires. Ces cellules offrent un rendement moyennement élevé (de l'ordre de 5 à 13%) mais présentent des perspectives intéressantes de réduction de coûts. L'intérêt de ces cellules vient aussi du fait que, contrairement aux cellules à base de matériaux inorganiques, elles offrent l'avantage de pouvoir être déposées en grande surface, à grande vitesse, par des techniques d'impression classiques. Elles ouvrent également la voie aux applications légères, nomades et souples.

### I.10 Les cellules solaires à haut rendement de conversion

La puissance des installations est exprimée en Watt crête ( $W_c$ ).

Il existe trois structures de cellule qui ont un potentiel intéressant pour atteindre des hauts rendements

**I.10.1 Les structures dites à contact localisé « Point contact »** qui sont la **PERL** (Passivated Emitter Rear Locally Diffused), la **PERT** (Passivated Emitter, Rear Totally-diffused), et la **PERC** (Passivated Emitter, Rear Cell) [28]. Toutes ces structures (figure 30) ont pour but la réduction des recombinaisons de surface et de volume et en limitant

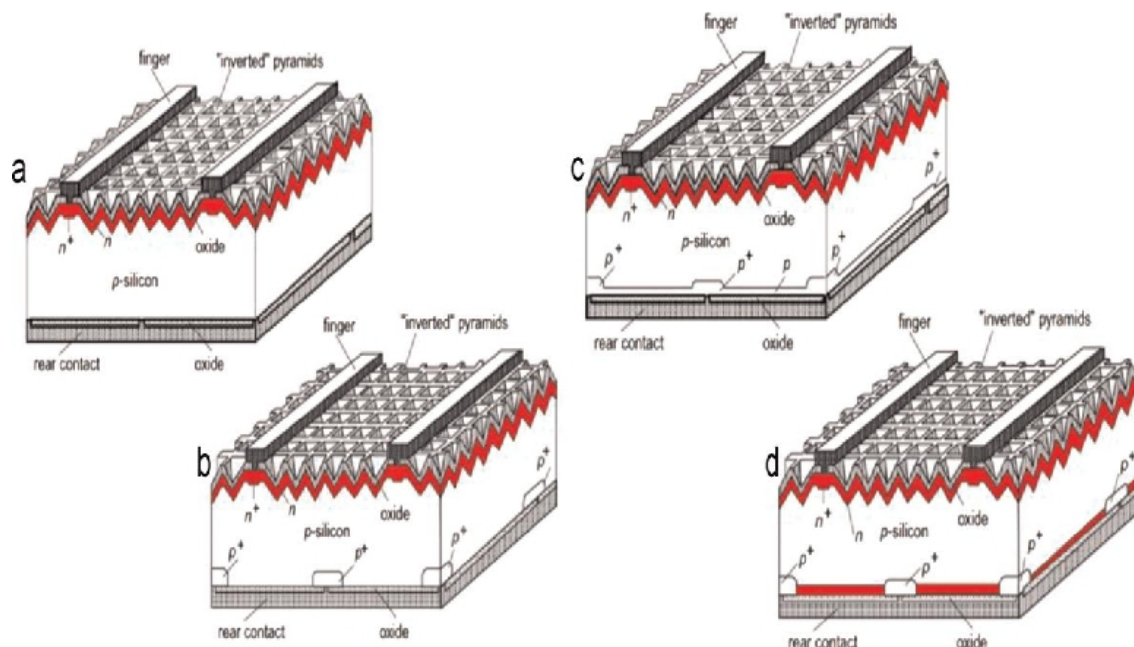


Figure 30 Schéma de la structure (a) PERC (Passivated Emitter, Rear cell); (b) PERL (Passivated Emitter, Rear Locally-doped); (c) PERT (Passivated Emitter, Rear Totally-diffused); (d) PERF (Passivated Emitter, Rear Floating-junction).

l'augmentation des pertes résistives. Des rendements de conversion supérieurs à 20% ont été obtenus avec chacune d'elles sur cellule industrielle [29] et le record mondial est attribué à la structure PERL [30]. Ces bonnes performances peuvent être accordées à une bonne répartition des zones dopées et aux progrès effectués sur les couches de passivation de surface: une réduction importante du coefficient de réflexion et des pertes optiques.

**I.10.2 La structure à contacts interdigités en face arrière IBC** (Interdigitated Back Contact) (figure 31) qui a été développée par l'université de Stanford [31] puis simplifiée et industrialisée par SunPower Corp [32]. Récemment, 24.2% de rendement a été obtenu sur une cellule IBC de grande taille (155cm<sup>2</sup>) avec des équipements de production industriels [33]. Les cellules à contacts interdigités en face arrière (IBC) ont un potentiel évident pour atteindre les hauts rendements. En effet, dans ces structures les zones d'émetteur et de BSF (Back Surface Field : Champ de surface arrière) sont localisées en face arrière de la cellule. Ceci permet d'éviter l'ombrage optique des métallisations de la face avant. La zone de collecte est loin de la zone de photogénération des porteurs qui est localisée en face avant de la cellule [34], ce qui nécessite des substrats de bonnes qualités[35-37]. Ces excellents résultats ont été obtenus grâce aux très faibles pertes optiques et résistives de cette structure [38]. Elle reste cependant très chère à cause du nombre d'étapes nécessaire à sa fabrication [39].

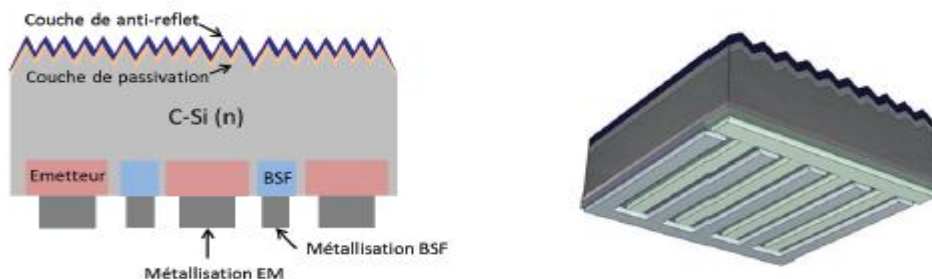


Figure 31. Schéma d'une cellule à contact interdigités en face arrière (IBC) (gauche) vue en coupe (droite) vue d'en bas.

### I.10.3 La structure à hétérojonctions de silicium (Si-HJ):

Celle-ci utilise le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) pour effectuer la jonction avec le silicium cristallin (c-Si) (figure 32). Contrairement aux cellules à homojonction, les zones dopées et la passivation de surface sont ici réalisées par un unique dépôt de silicium amorphe hydrogéné de quelques nm. En effet, celui-ci possède des propriétés intéressantes pour l'application photovoltaïque pour différentes raisons :

- Un gap plus élevé que le silicium cristallin, autour de 1,8 eV, mieux adapté aux radiations solaires.
- Un procédé d'élaboration à basse température ( $T < 250\text{ °C}$ ) qui permet de réduire le budget thermique de fabrication et d'intégrer des substrats en verre dans le procédé,
- Une meilleure stabilité en température menant à un rendement annuel plus important,
- Une tension de circuit ouvert plus élevée due à la présence de l'hétérojonction,
- Une excellente qualité de passivation de surface, et l'on peut changer ses propriétés électriques par l'insertion d'impuretés dopantes. Le dépôt des couches de a-Si :H est le plus souvent réalisé par CVD assisté par plasma (PECVD: Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à basse température ( $< 250\text{ °C}$ ). Cette structure apparue en 1974 [40]

a été très largement étudiée et développée notamment par Sanyo. De très bon résultats cellulaires ont été obtenus [40-41] grâce à de très faibles recombinaisons en surface sans l'utilisation de contact localisé. La progression au niveau performance est toutefois limitée par des pertes optiques fortes dues à la grille métallique en face avant et à l'absorption d'une partie du rayonnement dans les couches déposées.

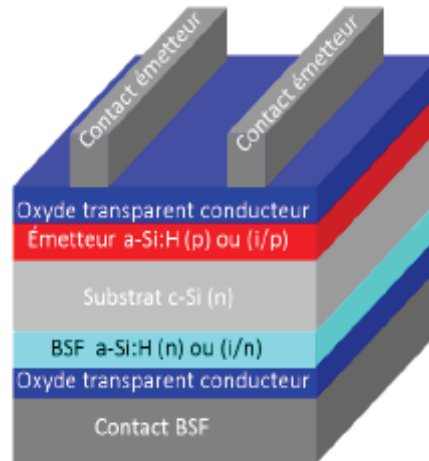


Figure 32. Schéma d'une cellule à hétérojonction a-Si:H/c-Si

La combinaison de la structure Si-HJ et la structure IBC a été envisagée pour la première fois par la firme EBARA [42]. En effet, la structure à hétérojonction de silicium et à contacts interdigités en face arrière ( **IBC-SiHJ**) (figure 33) combinerait les avantages optiques et électriques de la structure IBC avec les faibles recombinaisons de surface de la structure Si-HJ. Une telle structure pourrait avoir des rendements supérieurs à 26% [43].

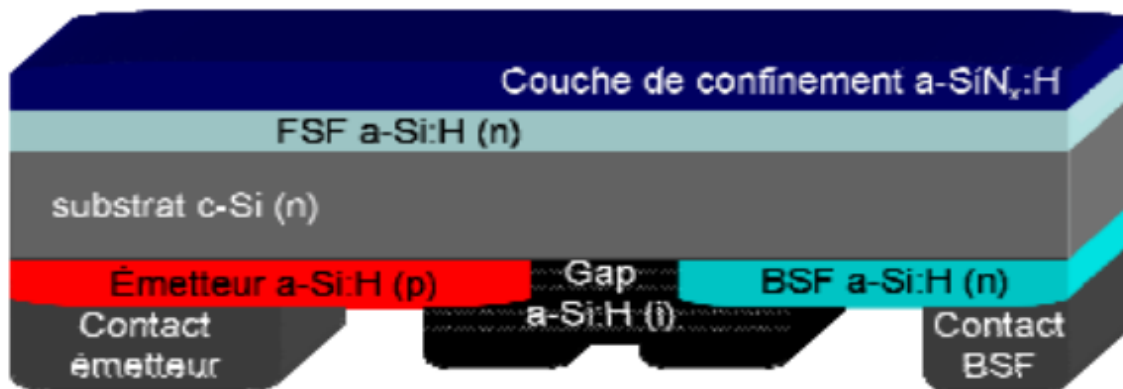


Figure 33 Structures des cellules solaires IBC-SiHJ INES [41]

Récemment, 25,6% de rendement a été obtenu sur une cellule (IBC-SiHJ) de grande taille (143,7cm<sup>2</sup>) avec des équipements de production industriels [44]. Son potentiel justifie donc le développement de la structure et son optimisation. Même si les cellules Si-HJ ont été étudiées depuis presque 20 ans, c'est durant ces dix dernières années que l'implémentation de l'IBC-SiHJ a reçu un intérêt particulier avec le brevet de l'entreprise EBARA en 2003 [42] et les premiers résultats obtenus en 2007 par l'IEC (Institute for Energy Conversion) du Delaware (USA) [43]. Cette structure pourrait théoriquement atteindre des rendements

supérieurs à 25% [43]. Plusieurs éléments avaient été évoqués en perspective pour augmenter les performances des cellules IBC-Si-HJ, notamment la simplification de la géométrie en face arrière et donc du procédé de localisation des couches dopées, l'optimisation des couches en face avant pour augmenter leur transparence et, le passage sur des cellules de grandes tailles avec la problématique d'épaississement des lignes de métallisation. Une optimisation des couches dopées en face arrière est aussi une voie vers l'obtention de dispositifs plus efficaces.

### **I.11 Les filières technologiques**

Ces différents types de technologies coexistent sur le marché dans des proportions équivalentes depuis de nombreuses années malgré des prix et des rendements très différents. L'augmentation des rendements focalise particulièrement l'intérêt des chercheurs.

Les modules existants permettent des rendements électriques compris entre 5 et 15%. Actuellement le matériau semi-conducteur le plus utilisé est le silicium, sous forme de plaquettes, offrant le meilleur rendement de conversion de l'énergie solaire en électricité. Cependant, sa purification et son traitement conduisent à des coûts très élevés qui constituent un frein important au développement du photovoltaïque.

La figure 34 indique l'évolution des rendements obtenus en laboratoire pour les principales technologies actuelles [45].

On s'aperçoit immédiatement de la multitude de filières de cellules photovoltaïques, affichant en 2016 des rendements allant de plus de 11.5 % pour les cellules organiques à 46 % pour les cellules à multijonctions. On pourra constater que la meilleure cellule de la filière silicium monocristallin sans concentration est la cellule "Passivated Emitter Rear Locally diffused cell" (PERL) de l'Université de South Wales en Australie (UNSW) qui affiche 25 % de rendement, et celle en silicium multicristallin est à 21,3 %. Du côté des couches minces, les cellules réalisées à partir de silicium amorphe hydrogéné ont des rendements de l'ordre de 13,6 % tandis que les technologies CdTe et CIGS ont des valeurs de rendement de 22.1 % et 22,3 % respectivement.

### **I.12 Conclusion:**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions de base relatives au rayonnement solaire, tels que le spectre solaire, l'air masse et les mécanismes de leurs interactions avec les semi-conducteurs pour produire une conversion photovoltaïque. Nous avons décrit la cellule solaire, ses différents constituants et les expressions de base qui gouvernent tous les phénomènes physiques internes permettant la génération du photo-courant. Aussi, nous avons présenté la physique des semi-conducteurs qui se trouve à la base de la conception et de la modélisation de notre cellule. A la base de la modélisation physique se trouvent cinq équations aux dérivées partielles qui sont l'équation de Poisson, deux équations de continuités et deux équations de transport. L'intégration de la lumière dans le système des équations est réalisée via une génération optique dans les deux équations de transport, celle des électrons et des trous.



# Best Research-Cell Efficiencies

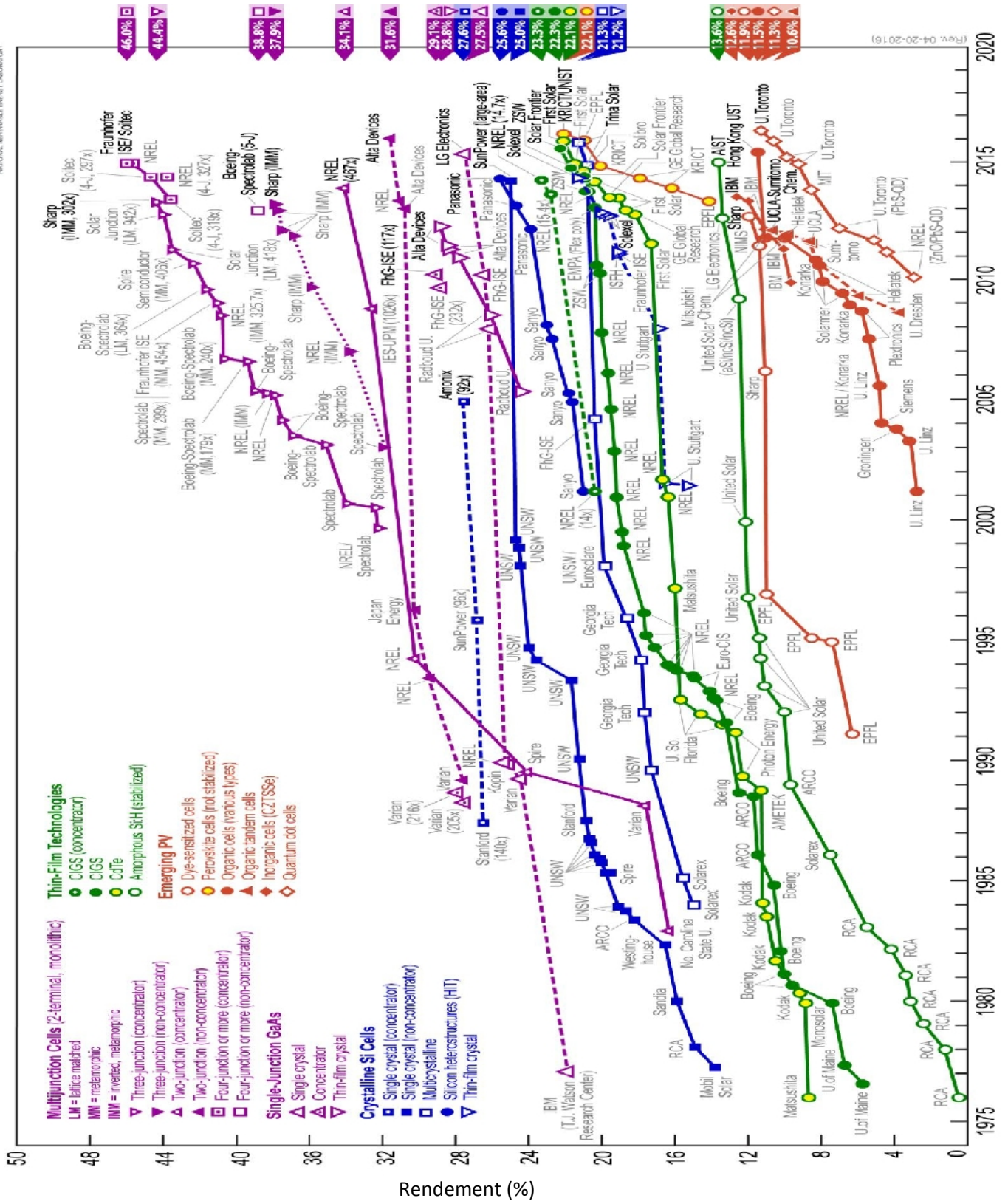


Figure 34 – Évolution des meilleurs rendements mondiaux de cellules photovoltaïques obtenus en laboratoire de 1976 à 2014 classés par filière : multijonctions, GaAs simple jonction, silicium cristallin, couches minces et technologies émergentes [45].

**Bibliographie du chapitre I:**

- [1] C.Honsberg, Bowden. Photovoltaics: Devices, Systems and Applications [CDROM]. Sydney (Aus) : Univ. of New South Wales, 1998.
- [2] ASTM Standard E490.
- [3] ASTM Standard G173-03.
- [4] <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/>.
- [5] A. Ricaud, Photopiles solaires, Presse polytechniques et universitaires romandes (1997).
- [6] "2010 survey of energy resources," rapport du Conseil Mondial de l'Energie, 2010.
- [7] F.A.LINDHOLM, S.S.LI, AND C.TSAH, " Fundamental limitations imposed by high doping on the performance of PN junction silicon solar cells", 11th IEEE Photovoltage specialists conference (1975), pp. 3-12. (s.d.).
- [8] J. DEL ALAMO, R.M. SWANSON AND S. SWIRHUN, "Measuring and modelling minority carrier transport in heavily doped silicon" Solid-state electronics, Vol.28 N°12, (1985), PP. 47-54. (s.d.).
- [9] BENNETT, H.S., AND C.L. WILSON, "Statistical comparisons of data on band-gap narrowing in heavily doped Silicon: Electrical and Optical measurements", J. Appl. Phys. Vol 55, No. 10, (1984): 3582-3587. (s.d.).
- [10] J. DEL ALAMO, AND R.M. SWANSON, "Simultaneous measuring of hole lifetime, hole mobility and bandgap narrowing in heavily doped n-type silicon", IEDM Technical Digest, (December 1985): 290-293. (s.d.).
- [11].J.W, Slotboom, "The PN Product in Silicon", *Solid State Electronics* 20 (1977): 279-283.
- [12] Pveeducation, [www.pveeducation.org](http://www.pveeducation.org).
- [13] D.L. Staebler and C.R. Wronski, Appl. Phys. Lett. **31**, 292 (1977).
- [14] [http://en.wikipedia.org/wiki/Solar\\_cell](http://en.wikipedia.org/wiki/Solar_cell).
- [15] S. Dubois. "Influence des interactions impureté-défaut et impureté-impureté sur le rendement de conversion des cellules photovoltaïques au silicium cristallin". Thèse de Doctorat, Université Paul Cézanne Aix-Marseille III, 2007
- [16] D. K. Schroder. IEEE Transactions on Electron Devices. 44,160 (1997).
- [17] D. H. Macdonald. "Recombination and Trapping in Silicon Solar Cells". Ph. D., Australian National University. 2001.
- [18] M. J. Kerr. "Surface, Emitter and Bulk Recombination in Silicon and development of Silicon Nitride Passivated Solar Cells". Ph. D. Australian National University. 2002.
- [19] H. Schlangenotto, H. Maeder et W. Gerlach, " Temperature dependance of the radiative recombination coefficient in silicon ", *Physica Status Solidi*, vol. 21a, p. 357–367, 1974.
- [20] H. Mathieu et H. Fanet, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Dunod, 2009.
- [21] P. P. Altermatt, F. Geelhaar, T. Trupke, X. Dai, A. Neisser et E. Daub, " Injection dependence of spontaneous radiative recombination in crystalline silicon : Experimental verification and theoretical analysis ", *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 261901, 2006.
- [22] J.G. Fossum and D.S. Lee, Solid State Electronics **25**, 741 (1982).
- [23] S.E. Swirhun, Electrical Engineering Stanford, 318 (1987).

- [24] J. Dzewior et W. Schmid, " Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon ", *Applied Physics Letters*, vol. 31, p. 346–348, 1977.
- [25] M. J. Kerr and A. Cuevas, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 35 (2002).
- [26] W Shockley , HJ Queisser . "Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells". *Journal of Applied Physics*, volume 32, numéro 3, pages 510-519, 1961
- [27] S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, J. Wiley and Sons, p. 30, 1981
- [28] J Zhao, et al. "Recent advances of high-efficiency single crystalline silicon solar cells in processing technologies and substrate materials". *Solar Energy Materials and Solar Cells*, Volume 82, numéro 1 et 2 , pages 53-64.
- [29] Z Wang, et al. "Advanced PERC and PERL production cells with 20.3% record efficiency for standard commercial p-type silicon wafers". *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, Volume 20, numéro 3, pages 260-268, 2012
- [30] J Zhao, et al. 24.5% efficiency silicon PERT cells on CZ substrates and 24.7% efficiency PERL cells on FZ substrates. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, Volume 7, numéro 6, pages 471-474, 1999
- [31] R.M Swanson, et al. Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells. *Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Lake Buena Vista, USA, pages 889-894, 2005
- [32] W.P Mulligan, et al. "Manufacture of solar cells with 21% efficiency". *Proceedings of the 19th European photovoltaic Solar Energy Conference*, pages 387-390, 2004
- [33] P.J Cousins, et al. Generation 3: "Improved performance at lower cost". *Proceedings of 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Honolulu, USA, pages 275-278, 2010
- [34] F Duerinckx. et al. Large-area Epitaxial Silicon Solar Cells Based on Industrial Screen-printing Processes. *Progre*
- [35] F Granek. et al. Enhanced lateral current transport via the front N+ diffused layer of n-type high-efficiency back-junction back-contact silicon solar cells. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, Volume 17, numéro 1 , pages 47-56
- [36] D Diouf. et al. 2D simulations of interdigitated back contact heterojunction solar cells based on n-type crystalline silicon. *Physica Status Solidi (C)*, Current Topics in Solid State Physics, Volume 7, numéro 3-4 , pages 1033-1036, 2010
- [37] O Nichiporuk. "Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïque à contacts arrière interdigités". Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2005
- [38] N.P Harder. Simplified Cost Analysis of n-type Silicon Solar Cells. Présentation au Workshop npV, Amsterdam, Pays-Bas, 2012.
- [39] W Fuhs. et al. Heterojunctions of Amorphous Silicon and Silicon Single Crystals. *Proceedings of International Conference on Tetrahedrally Bonded Amorphous Semiconductors*, New York, USA, pages 345-350, 1974
- [40] T Mishima. et al. "Development status of high-efficiency HIT solar cells *Solar Energy Materials and Solar Cells*". Volume 95, numéro 1 , pages 18-21, 2011
- [41] K Maki. et al. High-efficiency HIT solar cells with a very thin structure enabling a high Voc. *Proceedings of the 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Seattle, USA, pages 57-61, 2011

- [42]. T Mishima. Ishikaw N. "Photovoltaic element and method of manufacturing the same", Demande de brevet WO03083955A1, 2003
- [43] M Lu. et al. "Optimization of interdigitated back contact silicon heterojunction solar cells by two-dimensional numerical simulation", Proceedings of the 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Philadelphia, USA, pages 1475-1480, 2009
- [44] Keiichiro Masuko, Masato Shigematsu, Taiki Hashiguchi, Daisuke Fujishima, Motohide Kai, Naoki Yoshimura, Tsutomu Yamaguchi, Yoshinari Ichihashi, Takahiro Mishima, Naoteru Matsubara, Tsutomu Yamanishi, Tsuyoshi Takahama, Mikio Taguchi, Eiji Maruyama, and Shingo Okamoto, Achievement of More Than 25% Conversion Efficiency With Crystalline Silicon Heterojunction Solar Cell, IEEE Journal Of Photovoltaics, Vol. 4, No. 6, November 2014.
- [45] National Center for Photovoltaics (NREL) : Best research-cell efficiencies. 2014. URL <http://www.nrel.gov/ncpv/>. (Cité pages 5 et 215.)

**Chapitre II**  
**Fonctionnement des cellules photovoltaïques**

## II.1- Cellule solaire

La première cellule solaire fonctionnelle fut réalisée en 1883 par l'inventeur américain Charles Fritts (1850 - 1903). Mais le rendement de sa cellule: 1% étant très faible, empêcha à l'époque son utilisation. Seulement, le phénomène était encore considéré comme anecdotique jusqu'à la Seconde Guerre Mondiale. Les premières vraies cellules sont apparues en 1930 avec les cellules à oxyde cuivreux puis au sélénium.

Les recherches d'après guerre ont permis d'améliorer leurs performances et leur taille et ce n'est qu'en 1954 que trois chercheurs américains, Chapin, Pearson et Prince mettent au point une cellule photovoltaïque au silicium dans les laboratoires de la compagnie Bell téléphone (Usa) atteignant un rendement de 6%. Alors que les premières cellules commercialisées étaient développées par Sharp en 1963. On entrevoit alors la possibilité de fournir de l'électricité grâce à ces cellules.

### II.1.1 Définition d'une cellule photovoltaïque

Une cellule photovoltaïque, aussi appelée cellule solaire (Figure 1), est un composant électronique qui, constitue l'élément de base de la conversion photovoltaïque. Il s'agit d'un dispositif semi-conducteur qui transforme en énergie électrique l'énergie lumineuse fournie par une source d'énergie inépuisable, le soleil. Elle exploite les propriétés des matériaux semi-conducteurs utilisés dans l'industrie de l'électronique: diodes, transistors et circuits intégrés. Elle peut être utilisée seule (calculatrice, montre...) mais, la plupart du temps, les cellules sont regroupées dans des modules ou panneaux photovoltaïques.

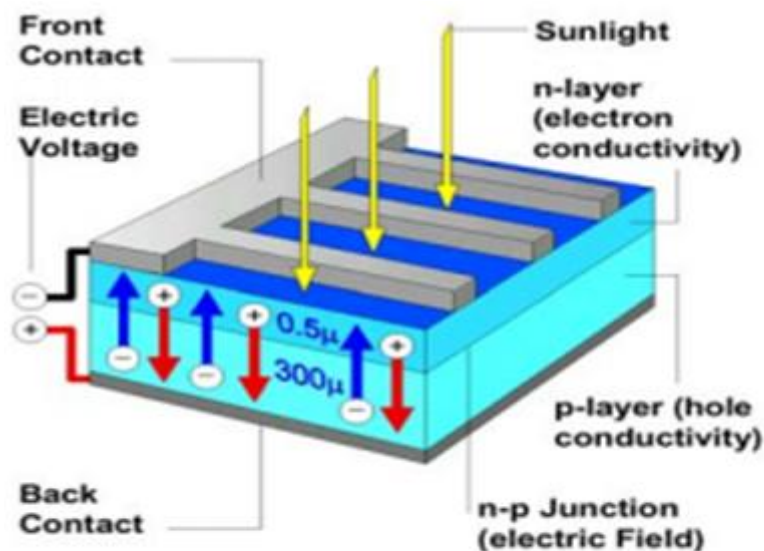


Figure 1. Représentation en coupe d'une cellule photovoltaïque

### II.1.2 Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

L'effet photovoltaïque se manifeste quand un photon est absorbé dans un matériau composé de semi conducteurs dopés P (positif) et N (négatif), dénommé comme jonction P-N (ou N-P).

Sous l'effet de ce dopage, un champ électrique est présent dans le matériau de manière permanente (comme un aimant possède un champ magnétique permanent). Quand un photon incident (grain de lumière) interagit avec les électrons du matériau, il cède son énergie  $h\nu$  à l'électron qui se retrouve libéré de sa bande de valence et subit donc le champ électrique intrinsèque. Sous l'effet de ce champ, l'électron migre vers la face supérieure lorsque la face exposée au soleil est du type N, laissant place à un trou qui migre en direction inverse (figure 2). Une paire électron-trou photogénérée dans la zone de charge d'espace (ZCE) est immédiatement dissociée par ce champ électrique: les trous sont accélérés vers la zone P et les électrons vers la zone N. On a ainsi un photocourant de génération. Dans les zones N et P, les porteurs minoritaires photogénérés diffusent lorsqu'ils ne sont pas recombinés et ceux qui atteignent la ZCE (dépendant de la longueur de diffusion  $L_D$  de ces porteurs) sont propulsés vers la région dans laquelle ils deviennent majoritaires, où ils peuvent être collectés par les contacts ohmiques. On a ainsi un photocourant de diffusion dans les zones neutres. Ces deux contributions s'ajoutent pour donner le photocourant résultant  $I_{ph}$ . C'est un courant de porteurs minoritaires proportionnel à l'intensité lumineuse. Ce courant s'oppose au courant de diode, appelé courant d'obscurité  $I_{obs}$ , qui résulte de la polarisation du composant.

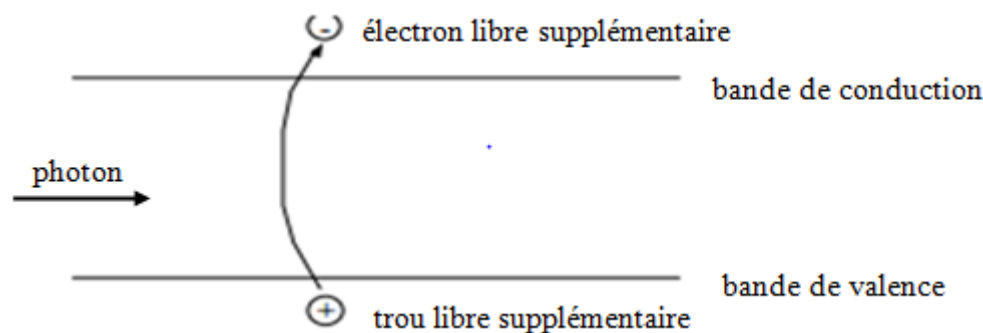


Figure 2 : Création d'une paire électron/trou par le photon incident

Pour passer de l'effet photovoltaïque à l'application pratique, il est nécessaire de trouver des matériaux qui permettent d'optimiser les trois phases essentielles de ce principe:

- Absorption de la lumière incidente
- Transformer l'énergie ainsi absorbée en charges électriques libres (électrons)
- Collection des électrons créés en surface

### II.1.3 Modélisation électrique

Le fonctionnement d'une cellule solaire peut être modélisé en considérant le schéma électrique équivalent ci-dessous (figure 3) [1]. Nous pouvons considérer le cas d'une cellule solaire idéale comprenant une source de courant et deux diodes en parallèle. La source de courant  $J_{ph}$  modélise la densité de courant photogénéré. Les branches de chacune des diodes représentent respectivement la densité de courant de diffusion dans la base et l'émetteur ( $J_I$ ),

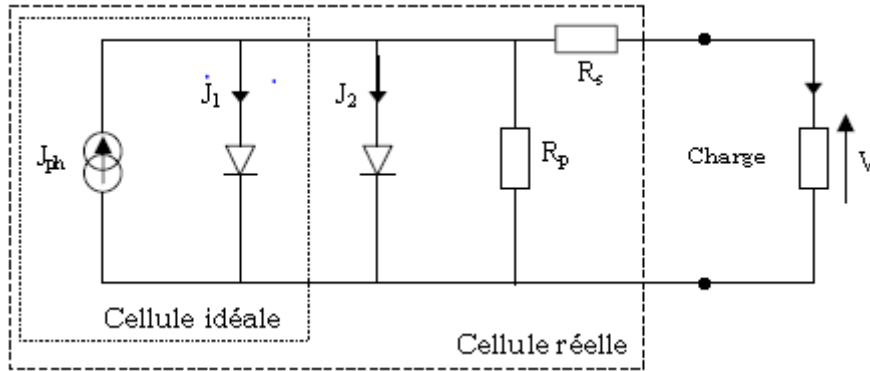


Figure 3. Circuit équivalent d'une cellule solaire à jonction P-N.

et la densité de courant de génération-recombinaison ( $J_2$ ) dans la zone de charge d'espace de la jonction (ZCE).

Pour envisager le cas d'une cellule solaire réelle, le circuit équivalent doit intégrer:

- une résistance série  $R_s$ , qui modélise les pertes résistives au sein de la photopile et donc les métallisations
- une résistance parallèle  $R_p$  modélisant les courants de fuite qui court-circuitent la jonction (fuites par les bords de la cellule et au niveau de la jonction)

Le densité de courant délivrée par une cellule photovoltaïque éclairée sur une charge s'écrit :

$$J(V) = J_{ph} - J_{obs}(V) \quad (1)$$

où:

$J_{ph}$  : densité de courant photonique

$J_{obs}$  : densité de courant d'obscurité

Soit:

$$J = J_{ph} - J_{01} \left[ \exp\left(\frac{q(V + JR_s)}{n_1 kT}\right) - 1 \right] - J_{02} \left[ \exp\left(\frac{q(V + JR_s)}{n_2 kT}\right) - 1 \right] - \frac{V + JR_s}{R_p} \quad (2)$$

Dans cette expression,  $J_{01}$  est la densité de courant de saturation d'obscurité de la première diode qui résulte de la densité de courant de diffusion, soit:

$$J_{01} = J_{01,n} + J_{01,p} \quad (3)$$

où  $J_{01,n}$  et  $J_{01,p}$ , pour une dimension de jonction supposée finie, sont donnés par [2]:

$$J_{01,n} = q \frac{n_i^2 D_n}{N_A L_n} \left\{ \frac{\frac{D_n}{L_n} \sinh[(X_p - W_p)/L_n] + S \cosh[(X_p - W_p)/L_n]}{\frac{D_n}{L_n} \cosh[(X_p - W_p)/L_n] + S \sinh[(X_p - W_p)/L_n]} \right\} \quad (4)$$

et

$$J_{01,p} = q \frac{n_i^2 D_p}{N_D L_p} \left\{ \frac{\frac{D_p}{L_p} \sinh[(X_N - W_N)/L_p] + S \cosh[(X_N - W_N)/L_p]}{\frac{D_p}{L_p} \cosh[(X_N - W_N)/L_p] + S \sinh[(X_N - W_N)/L_p]} \right\} \quad (5)$$

où:  $X_n$  et  $X_p$  sont respectivement les longueurs des régions quasi neutres N et P,  $D_n$  et  $D_p$  sont les diffusivités des électrons et des trous (celles des porteurs minoritaires),  $L_n$  et  $L_p$  sont les longueurs de diffusion correspondantes et  $S$  la vitesse de recombinaison de surface. Ces expressions sont très générales pour la densité de courant de saturation d'obscurité et peuvent être simplifiées sous certaines conditions appropriées.

$J_{02}$  est la densité de courant de saturation de la seconde diode qui résulte du courant de génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction.

$$J_{02} = q \frac{W_{DEP} n_i}{\tau_D} \quad (6)$$

où  $\tau_D$  est la durée de vie des porteurs et  $W_{DEP}$  est la largeur de la zone de déplétion. Sa dimension est définie dans l'équation (98) (I.6.1:page 40) et elle dépend de la tension appliquée, par conséquent,  $J_{02}$  est dépendant du biais.

$n_1$  et  $n_2$  : facteur d'idéalité des diodes  $D_1$  et  $D_2$

La figure suivante (figure 4) donne la représentation schématique d'une cellule photovoltaïque sous éclairage et son diagramme de bandes correspondant.

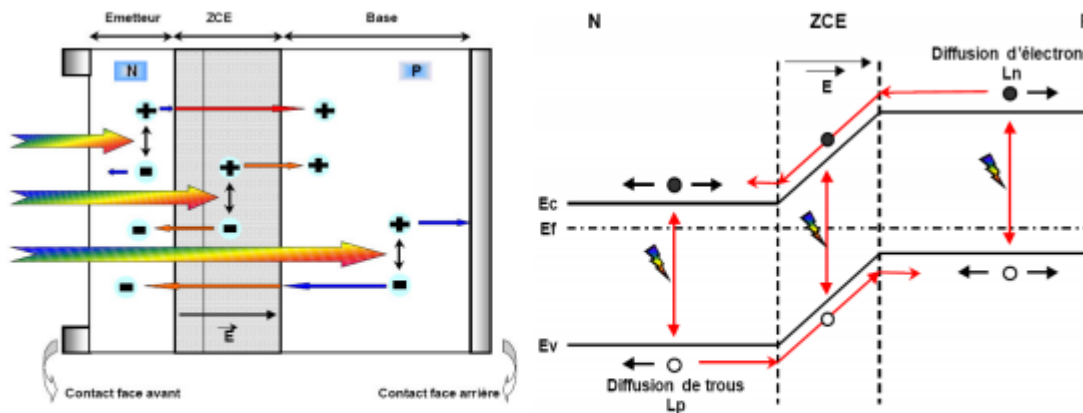


Figure 4: Structure et diagramme de bandes d'une cellule photovoltaïque sous éclairage

Le fort dopage de la zone de type N, appelée émetteur, assure l'existence d'un champ électrique suffisant dans la ZCE et minimise la résistance série au niveau du contact métallique [3].

### II.1.4 caractéristique I-V

La caractéristique I-V sous éclairage et sous obscurité est montré sur la figure 5.  $I_{cc}$  est le courant de court-circuit, la tension de circuit ouvert  $V_{co}$  est la tension aux bornes de la cellule pour un courant nul, son expression dans le cas d'une cellule solaire idéale est:

$$V_{co} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_0} + 1\right) \quad (7)$$

et  $P_{max}$  la puissance maximale.

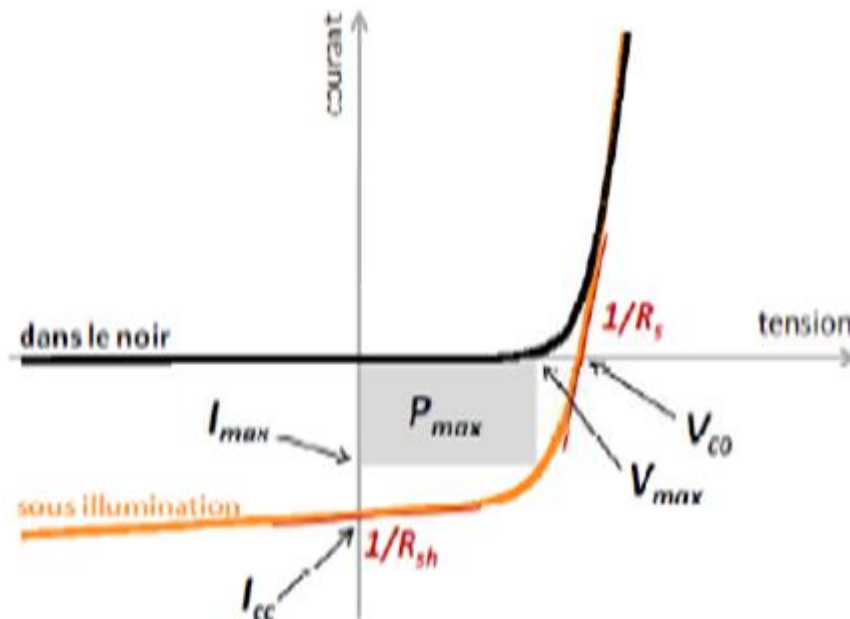


Figure 5: Caractéristique  $I - V$  et paramètres physiques d'une cellule solaire sous éclairage et sous obscurité

Le facteur de remplissage (fill factor en anglais) ( $FF$ ) est défini à partir de ces valeurs par:

$$FF = \frac{P_m}{I_{cc} V_{co}} = \frac{I_{max} \cdot V_{max}}{I_{cc} V_{co}} \quad (8)$$

Une expression empirique [4] pour le facteur de forme peut être définie comme suit:

$$FF = \frac{V_{co} - \frac{kT}{q} \ln(qV_{co}/kT + 0,72)}{V_{co} + \frac{kT}{q}} \quad (9)$$

Dans le cas idéal le rendement de conversion  $\eta$  est défini par le rapport entre la puissance maximale  $P_m$  et la puissance lumineuse incidente  $P_{inc}$ :

$$\eta = \frac{P_m}{P_{inc}} = \frac{I_{cc} V_{co} FF}{\int_0^{\infty} P(\lambda) d\lambda} \quad (10)$$

où  $P(\lambda)$  est la densité de puissance lumineuse à la longueur d'onde  $\lambda$  (AM1,5).

### II.1.5 Facteurs de limitation du rendement

la conversion de la puissance lumineuse éclairant une cellule photovoltaïque en énergie électrique n'est pas totale. Un certain nombre de facteurs, physiques et technologiques, sont susceptibles de limiter le rendement des cellules.

### II.1.5.1 Les pertes physiques

Les pertes physiques limitent le rendement de conversion théorique à environ 29 % (mesuré sous éclairement AM1,5G) [4]. Dans le cas des cellules photovoltaïques en silicium, les quatre principales causes de pertes physiques sont les suivantes:

#### a) L'absorption incomplète

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

Sous un éclairement de AM1.5, ces pertes sont évaluées à 23.5% dans le cas du silicium [6] (figure 6).

#### b) L'excès d'énergie

Un photon absorbé génère seulement une paire électron/trou. L'excès d'énergie des photons dont l'énergie est supérieure à celle du gap ( $E_{ph} > E_g \approx 1,12 eV$ ) est dissipé sous forme de chaleur. Sous un éclairement de AM1.5, ces pertes sont évaluées à 33% de la puissance totale dans le cas du silicium [6] (figure 6).

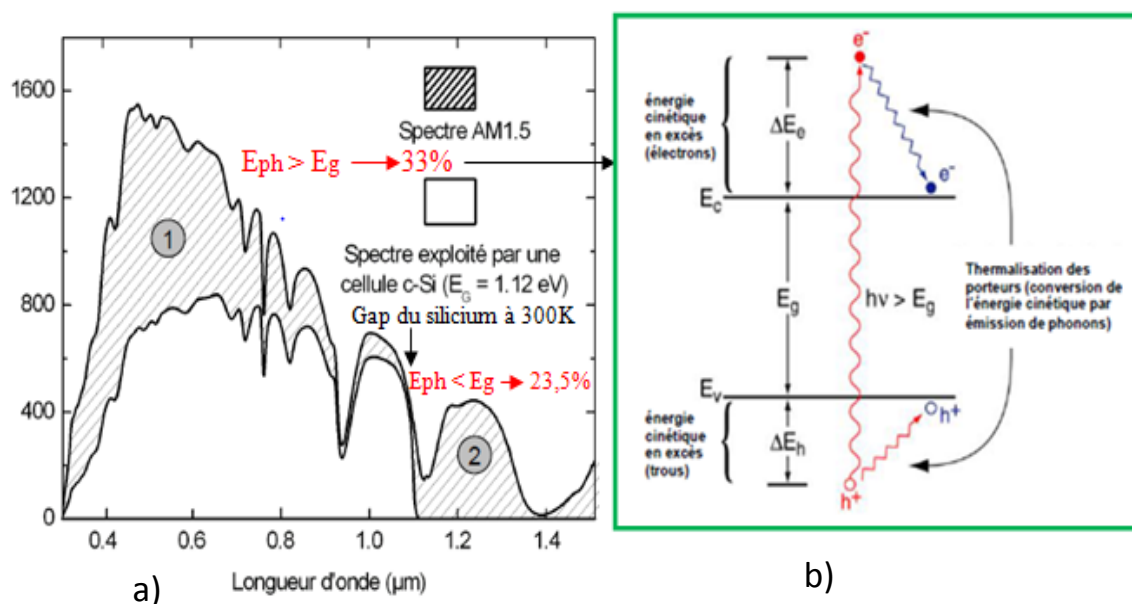


Figure 6. a) Principales pertes intrinsèques pour une cellule photovoltaïque en silicium. (1) Pertes dues à l'énergie excédentaires des photons. (2) Pertes des photons de grandes longueurs d'onde. b) illustre le phénomène de thermalisation.

#### c) Le facteur de tension

Le facteur de tension est le rapport de la tension maximale de circuit ouvert développée par la cellule ( $V_{co}$ ) par la tension de gap ( $E_g/q$ ). Cette tension maximale  $V_{co}$  ne peut excéder la

valeur  $(E_g/q)$ , à savoir environ 1,12 V. Les recombinaisons Auger ainsi que la chute de potentiel au niveau des contacts et de la jonction limitent également la valeur de  $V_{co}$  à des valeurs comprises entre 680mV et 720mV pour des cellules photovoltaïques en silicium à haut rendement [7].

### **d) Le facteur de forme FF**

La puissance maximale pouvant être générée par une cellule n'est pas égale au produit du courant de court-circuit  $I_{cc}$  par la tension de circuit ouvert  $V_{co}$ , auquel cas le FF vaudrait 1. En effet, les équations courant-tension sont régies par les équations de Boltzmann sous forme exponentielle ( $\exp[qV/kT]$ ). La courbe  $I(V)$  ne peut donc avoir une forme rectangulaire et, même dans le cas d'une cellule idéale, le facteur de forme ne peut dépasser 89% [8]. Ce terme dépend également fortement des paramètres technologiques modélisés par les résistances série et parallèle.

Le rendement est donc limité par ces différents facteurs à une valeur théorique maximale. D'après les travaux de Schokley et Quiesser [9], une limite d'environ 30% peut être démontrée, valeur qui a été affinée depuis à 29% [10]. De nouveaux concepts, dits de 3<sup>ème</sup> génération [11], permettraient cependant de contourner cette limite théorique en exploitant notamment les photons de hautes et basses énergies.

### **II.1.5.2 Pertes technologiques**

D'autres pertes, liées à la technologie de la cellule photovoltaïque, sont également responsables de la limitation du rendement: les pertes optiques, les pertes par recombinaison et les pertes résistives. Nous proposons de décrire brièvement l'origine de chacune d'elles.

#### **II.1.5.2.1 Les pertes optiques**

Les pertes optiques empêchent l'absorption d'une partie de l'éclairement incident. Leur principal effet sur les performances de la cellule photovoltaïque est la réduction du courant de court-circuit  $I_{cc}$ . Les origines possibles de ce phénomène technologique sont les suivantes:

##### **a) la réflexion au niveau de la surface silicium**

une partie de l'énergie incidente est réfléchiée par la surface (non métallique) de la cellule dont la réflectivité vaut environ 36 % dans le cas d'une surface polie [12]. Cette valeur peut être réduite à 10 % environ en mettant en œuvre de traitements de surface adéquats et par le dépôt d'une couche antireflet appropriée en face avant. Il est également possible de réaliser une texturation de surface du silicium, qui aura pour effet d'augmenter la probabilité d'absorption grâce aux multiples réflexions [13]. L'association de ces deux traitements permet de réduire le coefficient de réflexion à environ 5%.

##### **b) la réflexion de l'éclairement sur la grille métallique en face avant ou taux d'ombrage**

Les contacts métalliques (de surface S métal) présents sur la face avant afin de collecter les porteurs entraînent des pertes de puissance puisqu'ils couvrent en partie la surface S de la cellule. Le taux d'ombrage est un compromis entre les pertes dues à la couverture partielle de

l'émetteur par les contacts et les pertes de facteur de forme provoquées par la résistance série, liée à la largeur de la métallisation.

### **c) l'absorption des photons par le métal de la face arrière**

Aux grandes longueurs d'onde, plus l'indice de réflexion du métal est important, meilleure est l'absorption des photons de faible énergie grâce à de multiples réflexions entre la face arrière et la face avant.

### **d) cellules très fines**

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

### **e) Rendement de collecte:**

c'est le rapport entre le nombre de porteurs effectivement collectés et le nombre total de porteurs photogénérés. En effet, certains porteurs se recombinaient dans le volume ou à la surface de la cellule, ce phénomène dépendant directement de la durée de vie  $\tau$  des porteurs minoritaires. Ces recombinaisons peuvent être réduites en mettant en œuvre différents traitements appropriés.

## **II.1.5.2.2 Les pertes par recombinaison**

Les porteurs minoritaires générés doivent diffuser jusqu'à la ZCE de la jonction P-N pour pouvoir être collectés. C'est pourquoi la minimisation des phénomènes de recombinaison apparaît comme un enjeu technologique essentiel pour l'amélioration de la durée de vie des porteurs et donc du rendement de conversion. Les principaux mécanismes responsables de la recombinaison en surface et en volume, sont les suivants:

### **a) la recombinaison radiative:**

la recombinaison radiative correspond à la recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence avec émission d'un photon. Cependant, ce mécanisme est peu probable dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, comme c'est le cas du silicium, et peut être par conséquent négligé par rapport aux autres types de recombinaisons pour une cellule photovoltaïque en silicium.

### **b) la recombinaison Auger**

Lors de laquelle l'énergie excédentaire produite par la recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence est transférée à un autre électron ou trou. La particule ainsi activée émet ensuite cette énergie sous forme de phonons dans la matrice de silicium. Ce type de recombinaison est d'autant plus probable que le dopage du silicium est élevé [14].

### **c) la recombinaison assistée par défauts dans le matériau**

Encore appelée recombinaison Shockley Read Hall (*SRH*), est liée à la présence de niveaux « pièges » dans la bande interdite induits par des défauts cristallins, tels que des dislocations ou des impuretés dans la matrice de silicium. Les électrons passent d'abord de la bande de conduction au niveau d'énergie associé au défaut, pour finalement atteindre la bande de valence [15].

#### d) la recombinaison en surface (et aux joints de grains dans le cas du silicium multicristallin)

Elle est due à la présence d'une grande densité de défauts, notamment des liaisons pendantes, et donc de niveaux pièges dans la bande interdite. Le mécanisme de recombinaison est de type *SRH*.

Les recombinaisons réduisent la tension de circuit ouvert  $V_{co}$  et le facteur de forme  $FF$  par l'augmentation des courants de saturation  $I_{01}$  et  $I_{02}$ . Le courant de court circuit  $I_{cc}$  peut lui aussi être affecté dans le cas où les porteurs minoritaires se recombinaient avant d'atteindre la *ZCE*.

Les recombinaisons radiatives et Auger sont dites intrinsèques puisqu'elles sont dépendantes du matériau utilisé pour la fabrication de la cellule.

La réduction des recombinaisons *SRH*, dites extrinsèques, en volume et en surface est rendue possible par l'ajustement des paramètres du procédé de fabrication. En effet, plusieurs techniques de passivation sont envisageables pour limiter ce type de recombinaison

#### II.1.5.2.3 Les pertes résistives

Les pertes résistives affectent également le rendement en limitant le facteur de forme  $FF$ . Elles peuvent être dues à :

- la résistance parallèle  $R_p$ , causée en général par des fuites à travers l'émetteur, causé par un défaut. Ceci est le cas lorsque la diffusion des contacts métalliques à haute température perce l'émetteur. Elle peut aussi être due à un court-circuit sur les bords de la cellule. Cette valeur devra être la plus élevée possible.

L'influence de la résistance parallèle sur la caractéristique de la cellule solaire est représentée sur la figure 7 [16].

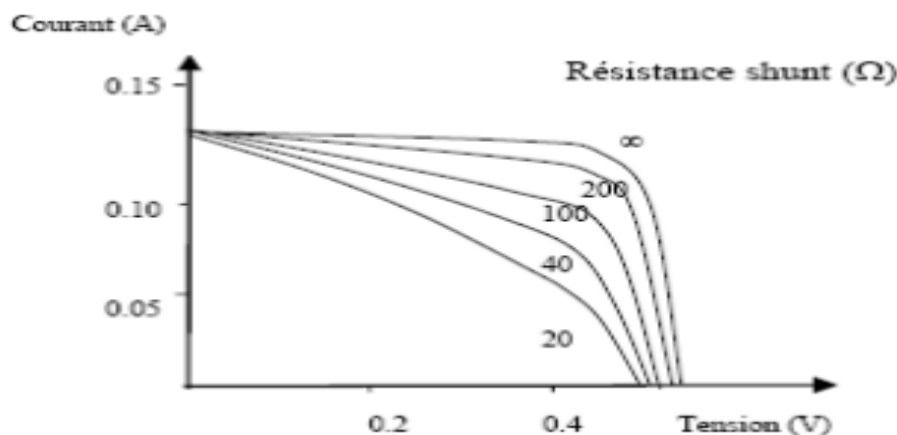


Figure 7: Effet de la résistance shunt  $R_p$  sur la caractéristique  $I-V$  [17].

-la résistance série  $R_s$  est due à la résistivité des différentes couches de la cellule : émetteur, base et contacts métalliques (en particulier leur interface avec le semi-conducteur). Ce terme doit idéalement être le plus faible possible pour limiter son influence sur le courant de la cellule. Ceci peut être réalisé en optimisant le contact métal/semi-conducteur, et en

diminuant la résistivité du matériau utilisé. Cependant, un dopage trop élevé entraîne une augmentation de la recombinaison des porteurs.

L'influence de la résistance série sur la caractéristique  $I=f(V)$  de la cellule solaire est représentée sur la figure 8 [16-18].

[

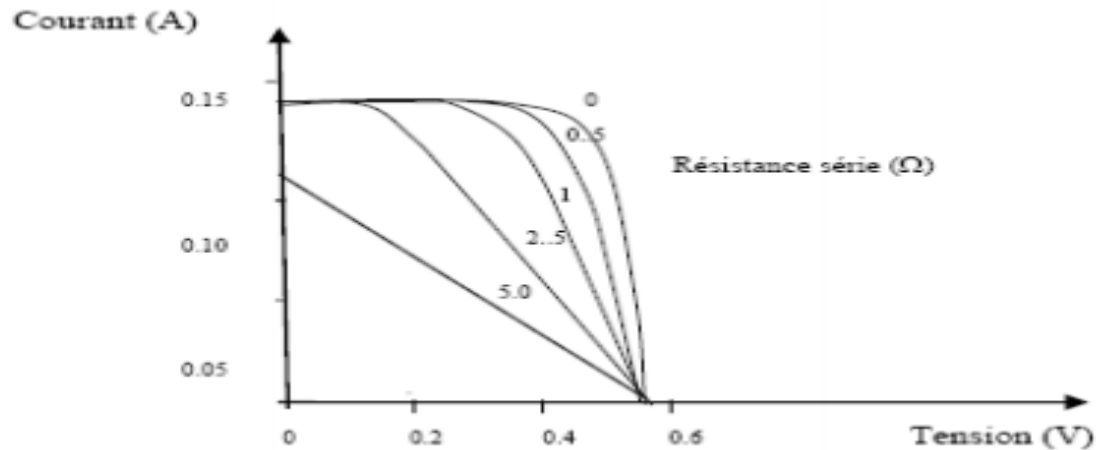


Figure 8: Effet de la résistance série  $R_s$  sur la caractéristique I-V [17].

### II.1.5.3 Réduction des pertes

Les pertes optiques sont dues principalement à la réflexion de la lumière à la surface de silicium ainsi qu'à la transmission des longueurs d'onde faiblement absorbées hors du silicium. Les pertes de réflexion à la surface exposée du silicium peuvent être réduites en appliquant une couche anti-réflexion (ou antireflets). En outre, l'absorption de la lumière dans le silicium est limitée par la dépendance forte du coefficient d'absorption de silicium avec la longueur d'onde. Si l'on augmente l'épaisseur de silicium, on peut augmenter l'absorption optique mais cela augmente le coût du matériau. L'épaisseur de silicium doit être réduite tout en maximisant la quantité de lumière absorbée dans le volume du silicium, en particulier aux longueurs d'onde infrarouge qui sont partiellement transmises. Ceci peut être réalisé en augmentant la longueur du trajet optique de la lumière traversant le silicium par une multi-réflexion du rayon incident sur une surface structurée. Des solutions sont examinés dans les paragraphes suivants

#### a)couche antireflet

Afin de minimiser la réflexion de la lumière incidente, une couche antireflet (CAR) est déposée sur la face avant de la cellule. Son principe repose sur les interférences destructives des faisceaux lumineux dans les couches diélectriques minces

En incidence normale, on a la relation:

$$d_{car} = \frac{(2N + 1)\lambda}{4n_{car}} \quad (11)$$

Où  $d_{car}$  est l'épaisseur de la couche antireflet,  $n_{car}$  son indice optique,  $\lambda$  la longueur d'onde considérée et N un nombre entier positif. Cette équation correspond à la condition d'interférences destructives pour laquelle il y a annulation des faisceaux réfléchis à l'interface *air/CAR* et *CAR/Semi – conducteur*. Dans le procédé standard, la couche antireflet utilisée

est du nitrure de silicium  $SiN_x$  d'indice moyen 2 aux longueurs d'onde visibles et d'épaisseur voisine de  $75\text{ nm}$ . Avec une telle couche antireflet, le coefficient de réflexion passe d'environ  $30\%$  à moins de  $1\%$  aux alentours de  $600\text{ nm}$ .

Une réflexion nulle peut être réalisée à  $\lambda_0$  si la relation suivante est satisfaite:

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_2} \quad (12)$$

Avec  $n_0 = n_{air} = 1$  ou  $n_{verre} = 1,5$ ,  $n_{Si} = 3,723$  (à la longueur d'onde de  $750\text{ nm}$ ), l'indice de réfraction de la CAR  $n_1$  devra être  $1,93$  ou  $2,36$ , respectivement.

La figure 9 [19] représente la réflectance typique d'une couche de silicium recouverte d'une CAR d'indice de réfraction égale à 2.

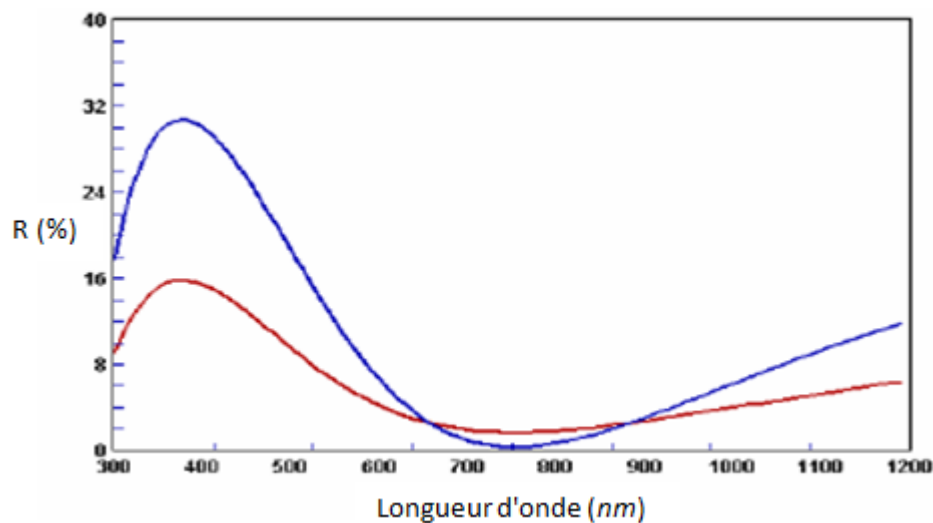


Figure 9. Réflectance du silicium en combinant avec une CAR ( $n=2$ ,  $d=94\text{nm}$ ) dans l'air (bleu) et dans du verre (rouge).

### b) texturation de surface

La texturation du silicium est utilisée pour confiner la lumière et augmenter ainsi la proportion de photons absorbés et consiste à structurer la face avant du silicium à l'échelle micro et submicrométrique, afin de bénéficier d'une réflexion multiple du rayon incident en diminuant la réflectivité de la surface de la cellule. Cette opération vise à créer une rugosité de surface. La longueur d'onde de la lumière incidente étant inférieure aux dimensions des structures réalisées, les rayons incidents suivent les lois de l'optique géométrique (figure 11). Aujourd'hui, le procédé le plus employé pour réaliser la texturation de la surface est une attaque chimique basique (potasse ( $KOH$ ) ou soude ( $NaOH$ )) créant une rugosité en forme de pyramides (de dimensions caractéristiques allant de  $5$  à  $10\ \mu\text{m}$  et un angle  $\theta_l = 36^\circ$  (figure 11)) [20] ou de forme rectangulaire [21, 22] (figure 10). Mais il existe aussi d'autres procédés comme attaques chimiques acides [23], texturation mécanique [24] (laminage à froid sous un peigne dentelé) et texturation laser [25].

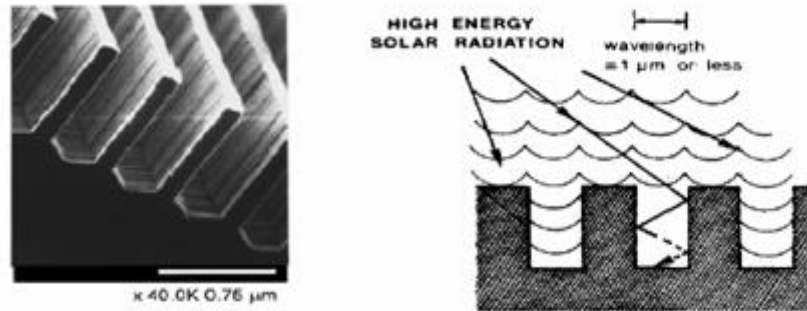


Figure 10. Texturisation du silicium sous forme de rectangle [4, 19]

Le principe d'absorption accrue par des réflexions multiples concernant la géométrie de texture pyramidale est illustrée sur le schéma de la figure 11, dans le cas d'une structure bidimensionnelle simple.

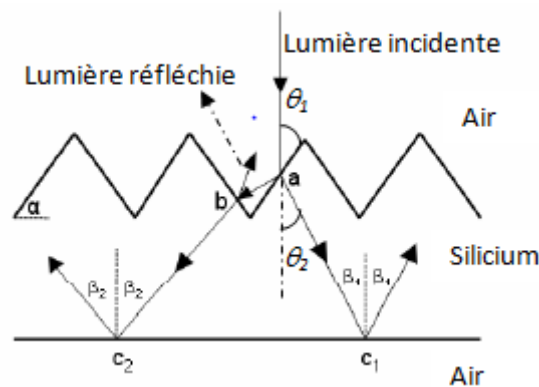


Figure 11 Réduction de la réflexion et le piégeage de la lumière dans la géométrie texturée

Soit un rayon arrivant avec une incidence normale en un point **a** de la surface structurée. Environ 70% de cette lumière est transmise dans le silicium et le reste est réfléchi. Cette lumière réfléchi impacte à nouveau la surface de silicium pour une seconde chance de transmission au point adjacent **b**. Cette double réflexion augmente donc la quantité de lumière dans le matériau et donc entraîne à un piégeage plus important des photons. De cette façon, la lumière est injectée plus efficacement dans le volume du silicium, grâce à une réduction de la réflexion, sans utilisation d'une couche d'antireflet. Le nombre de « rebonds » sur la face avant pour un tel motif périodique symétrique dépend de l'angle  $\alpha$  des facettes de la surface structurée. Dans ce cas, l'utilisation de motifs de petites périodes et de grande hauteur augmentera la quantité de lumière piégée dans le silicium.

### c) passivation

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

thermique de silicium ( $SiO_2$ ) et le nitrure de silicium hydrogéné ( $SiNx:H$ ), après un nettoyage chimique.

**d) champ de surface arrière (BSF)**

Le champ électrique arrière (BSF: Back Surface Field en anglais) consiste à créer une barrière de potentiel (par exemple, jonction  $p^+/p$  (appelée aussi Basse-haute jonction (Low-High Junction en anglais)) sur la face arrière de la cellule pour assurer une passivation. La barrière de potentiel induite par la différence de niveau de dopage entre la base et le BSF tend à confiner les porteurs minoritaires dans la base. Ceux-ci sont donc tenus à l'écart de la face arrière qui est caractérisée par une vitesse de recombinaison très élevée.

Ces procédés pour minimiser les pertes sont représentés sur la figure 12.

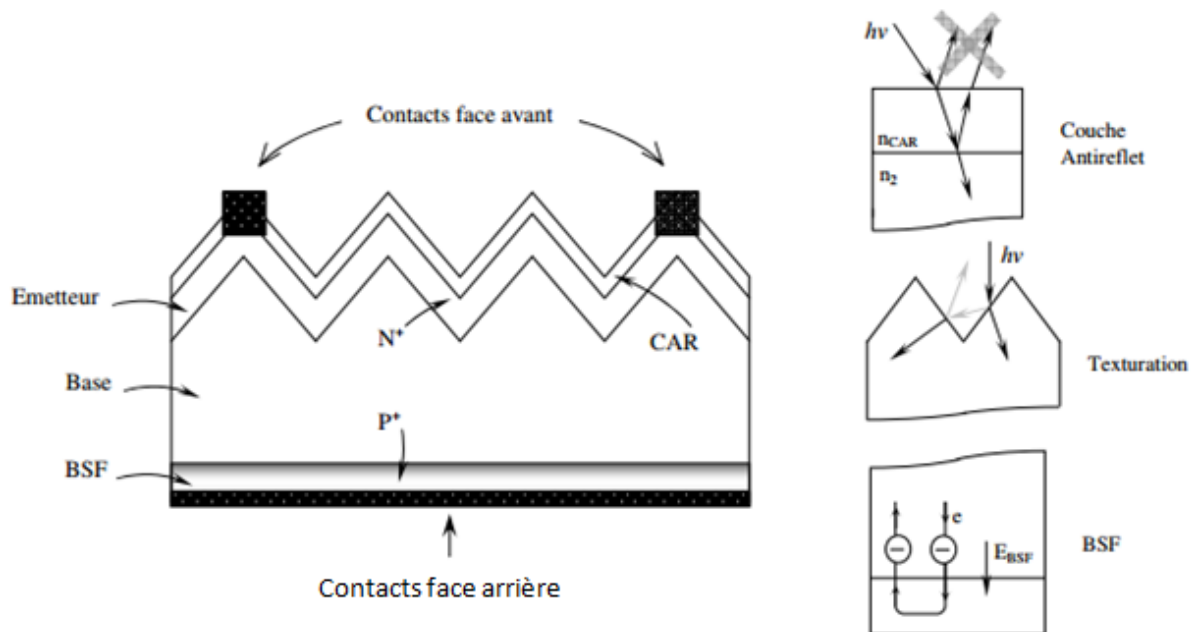


Figure 12: composition d'une cellule photovoltaïque classique [26, 3]

**II.1.6 D'autres notions (définitions essentielles)**

**II.1.6.1 Transmission, réflexion et absorption**

Transmission et réflexion sont définies par:

$$T(\lambda) = \frac{P_{tran}}{P_{inc}} \tag{13}$$

$$R(\lambda) = \frac{P_{ref}}{P_{inc}} \tag{14}$$

où  $P_{tran}$  est la puissance traversant le dispositif sans être absorbée et transmise par sa face arrière et  $P_{ref}$  est la puissance optique réfléchiée par la surface de la cellule solaire. Le coefficient d'absorption  $A(\lambda)$  est défini de tel sort qu'il satisfait la loi de conservation optique.

$$A(\lambda) + R(\lambda) + T(\lambda) = 1 \tag{15}$$

**II.1.6.2. Réponse spectrale et rendement quantique d'une cellule photovoltaïque**

La réponse spectrale externe est notée  $R_s$ , elle exprime (à la longueur d'onde  $\lambda$ ) le courant de court-circuit  $I_{cc}$  de la cellule par unité de flux monochromatique incident. et donnée par la relation suivante:

$$R_s(\lambda) = \frac{I_{cc}(\lambda)}{P_{inc}(\lambda)} = \frac{I_{cc}(\lambda)}{\phi(\lambda)S} = \frac{q\lambda}{hc} RQE \quad (A/W) \quad (16)$$

avec  $P_{inc}(\lambda)$  puissance lumineuse incidente, exprimé en  $W$ ,  $\phi(\lambda)$  flux lumineux incident en  $W/m^2$ ,  $S$  la surface de la cellule en  $m^2$ ,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $q$  est la charge de l'électron.  $RQE$  représente le rendement quantique externe de la cellule, c'est le rapport du nombre de porteurs générés et collectés par la cellule solaire sous les conditions de court circuit sur le nombre de photons incidents pour chaque longueur d'onde :

$$RQE(\lambda) = \frac{I_{cc}(\lambda)}{I_{in}(\lambda)} = \frac{I_{cc}(\lambda)}{q\phi(\lambda)} = \frac{R_s(\lambda)hc}{q\lambda} \quad (17)$$

Si chaque photon d'une longueur d'onde précise génère un porteur de charge effectivement collecté, le rendement quantique vaut l'unité. Comme nous l'avons vu précédemment, le coefficient d'absorption du silicium varie avec la longueur d'onde du rayonnement. Les photons de faible longueur d'onde sont absorbés près de la surface (vers la zone d'émetteur) alors que ceux de forte longueur d'onde le sont plus en profondeur du dispositif (au niveau de la base). On peut donc accéder au comportement et à l'efficacité de chaque région constitutive de la cellule. Ainsi, ce paramètre est diminué par plusieurs facteurs: les phénomènes de recombinaison en surface et en volume y jouent une part importante. La réflexion sur la face avant et la faible longueur de diffusion des porteurs ont pour conséquence de diminuer le rendement quantique sur toute la gamme de longueurs d'onde (figure 13).

La réponse spectrale interne ( $R_{sint}$ ) est la valeur de courant de court-circuit de la cellule, par unité de flux monochromatique traversant la surface de la cellule.

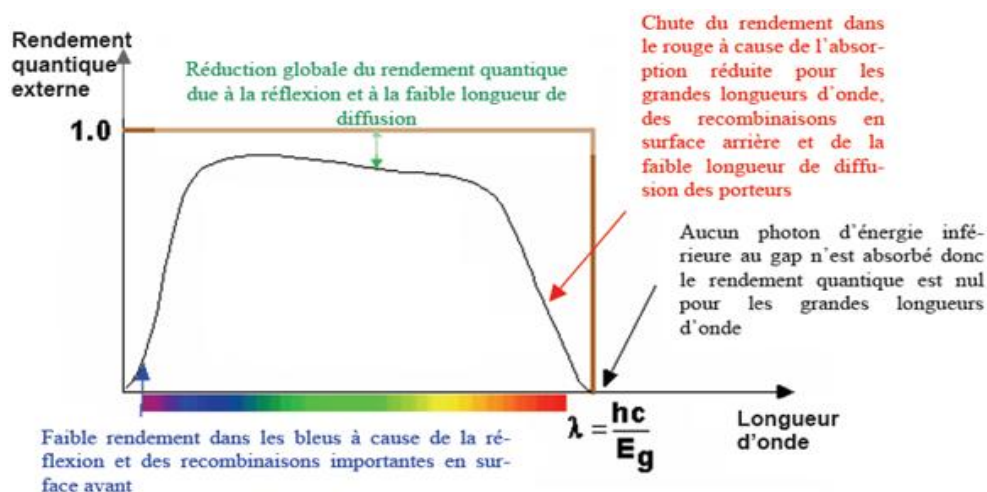


Figure 13 Rendement quantique externe d'une cellule photovoltaïque [1]

$$R_{s\text{int}}(\lambda) = \frac{I_{cc}(\lambda)}{P_{inc}(\lambda)(1-R(\lambda))} \quad (18)$$

Où  $R(\lambda)$  est le coefficient de réflexion du silicium.

La mesure de la réponse spectrale, nous permet de distinguer d'une manière plus précise les phénomènes de recombinaison aux surfaces et dans le volume de la cellule photovoltaïque. En tenant compte des pertes par réflexion, nous pouvons déterminer le nombre des photons interagissant avec le silicium, ce qui définit la notion du rendement quantique interne  $IQE$  :

$$IQE(\lambda) = \frac{RQE(\lambda)}{(1-R(\lambda))} = \frac{1}{(1-R(\lambda))} \frac{hc}{q\lambda} R_s \quad (19)$$

### II.1.7 Effet de la température sur la cellule photovoltaïque

La température est un paramètre très important dans le comportement des cellules solaires. Sachant que sur 100 % d'énergie incidente, une très faible proportion est réfléchiée par la surface de la cellule et environ 13 % est extraite sous forme d'énergie électrique. En conséquence c'est plus de 85 % de l'énergie incidente qui devra être dissipée sous forme de chaleur. Ceci conduit, sous rayonnement, à une température de fonctionnement relativement élevée si cette énergie non convertie en électricité n'est pas évacuée. Elle influence le profil de la caractéristique courant-tension de la cellule photovoltaïque.. Ainsi, une cellule photovoltaïque mal ventilée voit sa température monter très rapidement et par conséquent le réseau cristallin se dilate. On observe que la température de la cellule photovoltaïque induit un effet notable sur la tension de celle-ci. Par contre, l'effet de la température sur le courant de la cellule photovoltaïque est peu négligeable, mais, il s'améliore légèrement en raison de la diminution de la largeur de la bande interdite  $E_g(T)$  lorsque la température augmente. La relation reliant  $E_g(T)$  à la température  $T$  est donnée par le modèle de Varshni (avec les coefficients de Thurmond) [27-28], corroboré plus récemment par des mesures de photoluminescence [29], et valide jusqu'à des températures supérieures à 750 K :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (20)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes spécifiques pour certains semi-conducteurs.

Pour le silicium cristallin,  $E_g(0)=1,17$  eV à température nulle, et  $\alpha = 4,73.10^{-4}$  eV.K<sup>-1</sup> et  $\beta=636 \pm 50$  K.

Soit l'équation suivante exprimant  $V_{co}$  en fonction de  $T$  [30]:

$$V_{co}(T) = \frac{1}{q} E_g(0) - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{BT^\xi}{I_{cc}}\right) \quad (21)$$

On constate que  $V_{co}$  varie à peu près linéairement avec la température et une extrapolation de  $V_{co}$  jusqu'à  $T = 0$  donne le voltage de la bande interdite puisque  $\lim_{T \rightarrow 0} [T \ln T] = 0$ .

Il apparaît que, plus la température de la cellule augmente, plus la tension à vide de celle-ci diminue. La puissance de la cellule étant égale au produit du courant et de la tension, la même

règle s'applique sur la puissance: plus la température de la cellule augmente, plus la puissance de celle-ci diminue.

L'influence de la température sur la caractéristique  $I(V)$  et  $P(V)$  de la cellule solaire est représentée sur la figure 14 pour un éclairement fixe  $P_{inc}=1000\text{ W/m}^2$ .

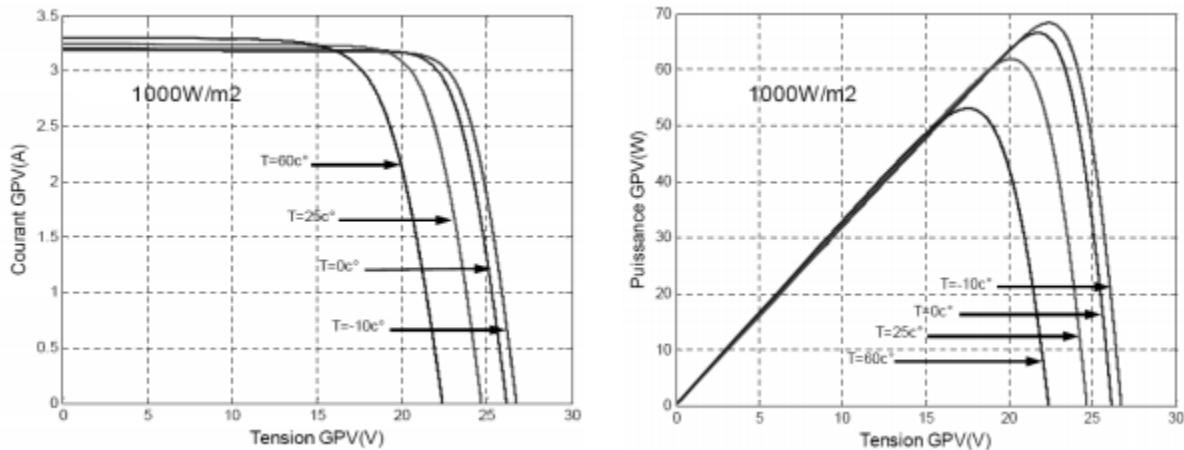


Figure 14: Influence de la température sur les courbes  $I(V)$  et  $P(V)$  [31].

## II.2 Les composants de la cellule silicium à hétérojonctions

### II.2.1 L'oxyde transparent conducteur

Un oxyde transparent conducteur (TCO) est placé sur la face avant (face éclairée) de la structure standard d'une cellule photovoltaïque. Il doit avoir les propriétés suivantes:

- Sa transparence optique doit être excellente. Etant placé sur la face avant, cette condition est nécessaire pour avoir le maximum de lumière qui pénètre dans la cellule pour générer des paires électron-trou.
- Sa conductivité doit être bonne pour assurer la collecte des porteurs
- Il Son adhérence doit être aussi bonne sur une variété de substrats

Le gap des oxydes transparents conducteurs est grand. Il existe une grande variété d'oxydes transparents conducteurs qui sont les oxydes de zinc, les oxydes d'étain et les oxydes d'indium. Ils peuvent être dopés avec un grand nombre d'éléments atomiques (selon les cas : Al, In, Ga, F, Sn).

L'oxyde d'indium dopé avec l'étain ITO (*Indium Tin Oxide* : en anglais) est l'oxyde transparent conducteur le plus connu et aussi le plus utilisé. Il possède en effet d'excellentes propriétés : transparence supérieure à 80 % sur le spectre visible, résistivité faible de  $10^{-4}\ \Omega\cdot\text{cm}$  pour les meilleurs ITO mais pour les médiocres elle peut excéder  $5\cdot 10^{-3}\ \Omega\cdot\text{cm}$ .

Pour la cellule à contact arrière, le TCO en face avant est remplacé par des matériaux qui joueront à la fois le rôle de couche antireflet et de couche de passivation de la surface du substrat c-Si. Le nitrure de silicium ( $\text{SiN}_x$ ) est généralement utilisé pour ce type de structure.

### II.2.2 L'émetteur

L'émetteur est constitué par une fine couche de silicium amorphe hydrogéné de dopage opposé au substrat ou du c-Si fortement dopé dans le cas d'une homojonction. L'émetteur permet d'avoir une jonction p-n afin de séparer les paires électron-trou photogénérés. Il doit être pris très mince pour minimiser l'absorption dans cette couche qui a une résistance carrée importante d'où la nécessité de la couvrir d'un excellent conducteur (métal ou oxyde transparent conducteur) pour assurer la collecte des porteurs.

### II.2.3 Le BSF

Le BSF est une couche qui crée un champ électrique arrière et qui permet également de passiver la face arrière de la cellule. Le BSF est une couche fortement dopée ( $p^+$  ou  $n^+$ ) avec le même type de dopage que le substrat. Avec une jonction  $p^+-p$  ou  $n^+-n$ , une barrière de potentiel est induite par la différence de niveau de dopage entre le substrat et le BSF. Cette barrière de potentiel sur la face arrière de la structure permet de confiner les porteurs minoritaires dans le substrat et ainsi d'éviter qu'ils ne se recombinent sur la face arrière de la cellule. La structure BSF permet de réduire les recombinaisons sur la face arrière et d'assurer une meilleure collecte des porteurs majoritaires.

### II.2.4 Les contacts

Les contacts métalliques sont placés sur les deux faces de la cellule pour les structures standards représentées sur la figure 1. Ces contacts permettent de collecter le courant photogénéré. Les contacts métalliques de type ohmique constituent un cas idéal car le maximum de courant sera collecté avec ce type de contact. Outre un choix de métal donnant des contacts ohmiques, il est aussi important d'avoir des résistances de contact le plus faible possible.

La métallisation de la face avant résulte d'un compromis entre taux d'ombrage et résistances série. En effet, diminuer le taux d'ombrage se traduit par un courant élevé puisque plus de photons pénètrent dans la cellule mais cela suppose d'un autre côté d'avoir des doigts de métallisation moins larges et donc une augmentation des résistances série.

Pour réaliser les contacts métalliques, nous avons principalement les techniques suivantes :

- l'électrolyse : faible coût, bonne résistivité mais nécessite de nombreuses étapes
- l'évaporation : excellente résistivité et résistance de contact mais plus chère et avec un faible rendement d'utilisation du métal,
- la sérigraphie : faible coût, simple, adaptée à de gros volumes mais technologie développée à haute température.

La sérigraphie constitue la solution la plus compatible avec les standards industriels et est de plus en plus utilisée. Elle permet en une seule étape de réaliser les doigts et les bus des métallisations pour un coût raisonnable et selon un procédé facilement automatisable

## II.3 Notion d'ombrage électrique

Quand les zones de contacts sont éloignées, et la longueur de diffusion est plus faible que la distance à parcourir, les trous photogénérés loin du contact donc de la jonction se

recombineront avant d'être collectés. Ce phénomène est le plus souvent appelé « ombrage électrique » [32]. Ce phénomène est aussi présent sur les cellules IBC-SiHJ (figure 15) [33] pour les porteurs photogénérés au-dessus des zones de BSF

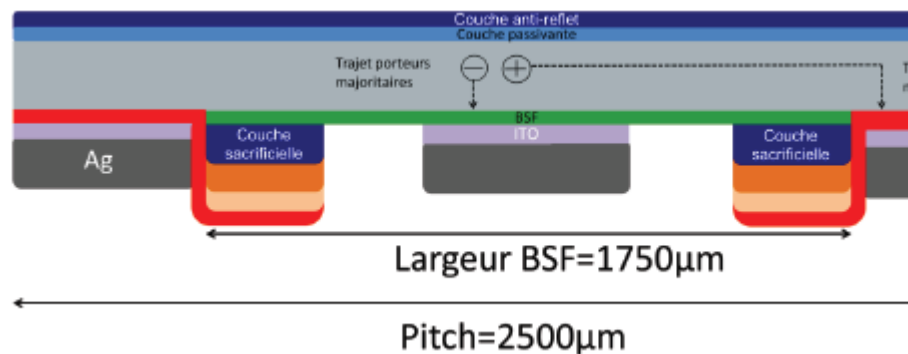


Figure 15. Représentation schématique d'une cellule IBC-SiHJ avec un pitch de 2500μm et une fraction d'émetteur de 30%

#### II.4 Conclusion:

Dans ce chapitre, nous avons décrit la cellule solaire avec ses différents paramètres électriques (rendement, facteur de forme, courant de court circuit, ...). Nous avons aussi présenté son circuit équivalent ainsi que les différents facteurs limitant son rendement. Ce dernier dégrade progressivement avec les pertes optiques, résistives ainsi qu'avec les recombinaisons volumiques, surfaciques et au niveau des contacts.

### Bibliographie du chapitre II

- [1] C. Honsberg and S. Bowden, *Photovoltaics: "Devices, Systems and Applications," [CDROM]*. Sydney, Australia : University of New South Wales, 1998.
- [2] M. A. GREEN. Solar Cells:"Operating Principles Technology," (The Red Book). UNSW Sydney Autralie, Photovoltaics., 1996.
- [3] S. Quoizola, "épitaxie en phase vapeur de silicium Sur silicium mesoporeux pour report sur substrats économiques et application photovoltaïque bas coût," thèse de doctorat, l'institut national des sciences appliquées de Lyon, 2007
- [4] R. Swanson, "Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells," in *Photovoltaic Specialists Conference, 2005. Conference Record of the Thirty-first IEEE*, pp. 889–894, IEEE, 2005.
- [5] M.A GREEN. *Silicon Solar Cells : "Advanced Principles and Practice,"*. Sydney, Australia : Centre for photovoltaic devices and systems, UNSW, 1995, 366 p.
- [6] A RICAUD. "*Photopiles solaires,*". Lausanne, Suisse : Presse polytechniques et universitaires romandes, 1997, 332 p.
- [7] J. Szlufcik, S. Sivoththaman, J. Nlis, R. Mertens, and R. Van Overstraeten, "Low cost industrial technologies of crystalline silicon solar cells," *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, no. 5, 2002, pp. 711–730.
- [8] J Szlufcik. et al. "*Low-cost industrial technologies of crystalline silicon solar cells.* Proc. of the IEEE, vol. 85, No. 5, 1997, pp. 711-729.
- [9] W SHOCKLEY. and H.J QUEISSER. "*Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells,*". Journal of Applied Physics, 1961, vol. 32, n°3, pp. 510-519.
- [10] M SWANSON. "*Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells,*". Proc. of the 20th European Solar Energy Conference, June 2005, Barcelona, Spain, pp. 584-589.
- [11] M.A GREEN. "*Third generation photovoltaics: solar cells for 2020 and beyond,*". Physica E, 2002, vol.14, pp. 65-70.
- [12] A. Mette, "*New concepts for front side metallization of industrial silicon solar cells,*". PhD thesis, Fraunhofer Institute for Solar Energy System, 2007
- [13] P. Papet, "*Nouveaux concepts pour la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts arrière sur substrats minces en silicium cristallin,*". PhD thesis, INSA Lyon, 2007.
- [14] M. Kerr, *Surface, "Emitter and Bulk Recombination in Silicon and Development of Silicon Nitride Passivated Solar Cells,*". PhD thesis, Australian National University (ANU), 2002.
- [15] W. Shockley and W. Read, "Statistics of the recombinations of holes and electrons," *Physical Review*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, 1952.
- [16] R. Maouedj, "Application de l'énergie photovoltaïque au pompage hydraulique sur les sites de Tlemcen et de Bouzareah," mémoire de magister, université de Tlemcen, 2005
- [17] F. Boukhtouche Cherfa, "Etude et réalisation d'une centrale Photovoltaïque connectée au réseau de distribution électrique BT," mémoire de magister, école nationale polytechnique, Alger, 2004.

- [18] S. Alem-Boudjemline, "Réalisation et caractérisation des cellules Photovoltaïques plastiques", thèse de doctorat, université d'Angers, 2004
- [19] <http://pveducation.org/pvcdrom/design/anti-reflection-coatings>
- [20] S. Winderbaum et al. "Reactive ion etching (RIE) as a method for texturing polycrystalline silicon solar cells", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **46** (3), pp. 239-248, 1997.
- [21] S.H. Zaidi et al. "Diffraction gratings structures in solar cells" Photovoltaic Specialists Conference, Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE, pp. 395 – 398, 2000.
- [22] S.H. Zaidi et al. "Optical properties of nanoscale, one-dimensional silicon grating structures", *Journal of Applied Physics* **80** (12), pp. 6997-7008, 1996.
- [23] M.J STOCKS., A.J CARR., A.W BLAKERS. "Texturing of polycrystalline silicon". *Solar En.Mat.&Sol.Cells*, 1996, Vol. 40, pp. 33-42.
- [24] P FATH., C BORST. et al. "Progress in a novel high-throughput mechanical texturization technology for highly efficient multicrystalline silicon solar cells". *Solar En.Mat.&Sol.Cells*, 1997, Vol. 48, pp. 229-236.
- [25] Centre for Photovoltaic Engineering. Annual Report 2014 : Reseach., Centre for Photovoltaic Engineering, UNSW (en ligne). Disponible sur <<http://www.pv.unsw.edu.au/documents/Annual%20Report%202014/Research.pdf>> (consulté le 20/04/2016)
- [26] N. Oleksiy, "Simulation, fabrication et analyse des cellules photovoltaïques à contacts arrières interdigités", thèse de doctorat, l'institut national des sciences appliquées de Lyon, 2005
- [27] Y. Varshni, " Temperature dependence of the energy gap in semiconductors ", *Physica*, vol. 34, p. 149–154, 1967.
- [28] C. Thurmond, " The standard thermodynamic function of the formation of electrons and holes in ge, si, gaas and gap ", *Journal of Electrochemical Society*, vol. 122, p. 1133, 1975.
- [29] V. Alex, S. Finkbeiner et J. Weber, " Temperature dependence of the indirect energy gap in crystalline silicon ", *Journal of Applied Physics*, vol. 79, p. 6943, 1996.
- [30] W Shockley , *Bell Syst. Tech.* 28, 435–489 (1949).
- [31] S. M. Ait-Cheikh, "Etude, Investigation et conception d'algorithmes de commande appliqués aux systèmes photovoltaïques", thèse de doctorat, école nationale polytechnique (ENP), Alger, 2007
- [32] Granek F. et al. Enhanced lateral current transport via the front N+ diffused layer of n-type high-efficiency back-junction back-contact silicon solar cells. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, Volume 17, numéro 1 , pages 47-56
- [33] Sylvain De Vecchi. « Développement de cellules photovoltaïques à hétérojonction de silicium et contacts interdigités en face arrière », thèse de doctorat. Matériaux. INSA de Lyon, 2013. Français. <NNT : 2013ISAL0050>. <tel-01127620>

**CHAPITRE III**  
**Matériaux silicium, homojonctions et hétérojonctions**

### III.1 Les cellules conventionnelles silicium

#### III.1.1 Cellules photovoltaïques à homojonction de silicium cristallin

Les cellules photovoltaïques à homojonction de silicium cristallin (monocristallin et multicristallin) dominent le marché depuis plus de 50 ans [1]. Il existe de nombreuses configurations de cellules, de la simple homojonction avec métallisations sur les deux faces aux structures plus complexes comme la PERL (“Passivated Emitter, Rear Locally diffused cell”) ou encore les cellules RCC (“Rear Contact Cell”) où tous les contacts sont pris à l’arrière du composant, supprimant l’ombrage en face avant de cette manière [2]. Ces deux dernières catégories de cellules photovoltaïques affichent respectivement des rendements cellule certifiés de  $\eta_{PERL,c-Si} = 25\%$  et  $\eta_{RCC,c-Si} = 24,2\%$  [3]. Il n’est pas inutile de noter que la structure PERL est optimisée pour les wafers de silicium cristallin de type P.

### III.2 Les deux semi-conducteurs de base: le silicium cristallin et le silicium amorphe

#### III.2.1 Le silicium cristallin

Le choix de la largeur de bande interdite idéale pour une cellule résulte d’un compromis: une largeur de bande interdite plus importante entraîne d’une part un courant de saturation plus faible (augmentation du  $V_{CO}$ ) et d’autre part une réduction de l’absorption (diminution du  $I_{CC}$ ). Compte tenu de ces évolutions, la largeur de bande interdite optimale se situe à 1,4 eV. Les matériaux les mieux adaptés pour les applications photovoltaïques sont dans l’ordre le GaAs (1,42 eV à 300 K), l’InP (1,27 eV à 300 K) et le silicium cristallin (1,12 eV à 300 K). Le silicium n’est pas donc a priori le choix idéal d’autant plus que c’est un semi-conducteur à bande interdite indirecte ce qui limite l’absorption du rayonnement lumineux comparé à un matériau à bande interdite directe comme le GaAs. En effet, 1  $\mu\text{m}$  de GaAs permet d’absorber 90 % du rayonnement lumineux alors qu’il faut 100  $\mu\text{m}$  de silicium cristallin.

Cependant le silicium reste le matériau le plus utilisé dans l’industrie photovoltaïque. Les cellules photovoltaïques à base de silicium cristallin occupaient 67% du marché de la production mondiale des modules photovoltaïques en 2008 [4].

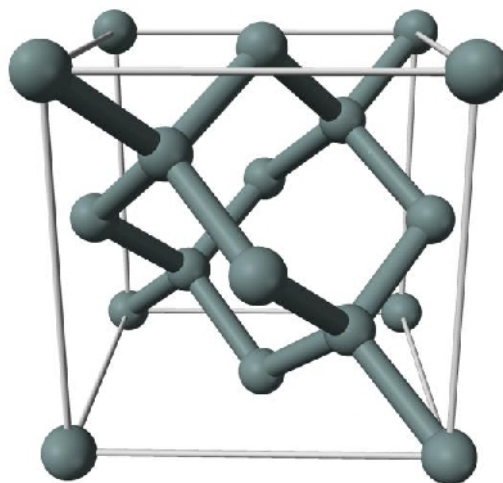


Figure 1. Représentation tridimensionnelle de la maille élémentaire de type diamant du silicium cristallin

Le silicium est l'élément 14 du tableau périodique. Il s'agit du deuxième élément le plus abondant de la croûte terrestre, après l'oxygène sous la forme d'oxydes [5].

À l'état pur, le silicium cristallin (c-Si) est le semi-conducteur qui a permis le développement de l'industrie informatique moderne. Sa densité est de  $2,329 \text{ g/cm}^3$ . Visuellement, il prend une apparence métallique. Sa structure cristalline est celle du diamant où chaque atome de silicium forme des liens de nature covalente avec quatre voisins formant ainsi un tétraèdre. À la température ambiante, la longueur moyenne d'un lien est de  $2,35 \text{ \AA}$  et l'angle moyen qui sous-tend deux liaisons voisines est l'angle tétraédrique, soit  $109,47^\circ$  (figure 1). Le silicium à l'état solide existe également sous la forme d'un solide désordonné appelé silicium amorphe (a-Si). L'adjectif «amorphe» est ici synonyme de «sans ordre» ou «désordonné». Les propriétés structurales précises du a-Si dépendent fortement de la méthode utilisée pour le fabriquer.

### III.2.2 Le silicium amorphe

L'arrangement des atomes dans le silicium amorphe (a-Si) n'est plus régulier, ils sont orientés aléatoirement: il n'y a donc pas d'ordre cristallographique ni de périodicité spatiale à longue portée [6]. Cependant, des distortions apparaissent dans le réseau, induisant une distribution des états électroniques, ce qui se traduit par l'apparition d'états localisés dans la bande interdite. Ils forment ce que l'on appelle liaisons pendantes (dangling bonds: en anglais). Ces liaisons sont des défauts qui agissent comme des centres de recombinaison pour les porteurs de charges. La densité élevée de ces défauts ( $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) empêche le dopage de a-Si et par conséquent, il est inefficace en tant que semi-conducteur. Un exemple de configuration de a-Si :H est donné sur la figure 2.

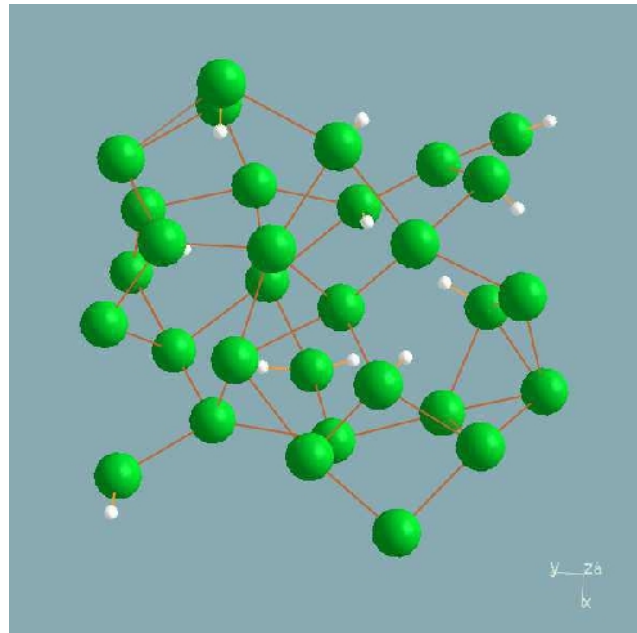


Figure 2– Représentation tridimensionnelle d'un assemblage amorphe d'atomes de silicium et d'hydrogène [7].

#### III.2.2.1.Histoire

L'intérêt pour les semi-conducteurs amorphes est apparu avec la Xérographie, inventée en 1938, et surtout à partir des années 1950 avec la fabrication en 1956 du premier copieur fonctionnel à base

de matériaux chalcogènes [8]. Les premières couches d'a-Si:H étaient déposées par pulvérisation ou évaporation et n'étaient pas hydrogénées. Des nouvelles techniques de dépôt utilisant la décomposition chimique du silane ( $\text{SiH}_4$ ), permettant ainsi l'incorporation de l'hydrogène, apparaissent à la fin des années 1960 avec les travaux de Chittick et al. [9]. Ce matériau hydrogéné contient moins de défauts, en effet, l'hydrogène permet de réduire la densité de défauts à  $10^{15}$ - $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et de redonner au matériau ses propriétés semi-conductrices. Il présente des propriétés photoconductrices intéressantes et peut être dopé en incorporant des gaz tels que la phosphine ( $\text{PH}_3$ ) ou le diborane ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ) dans la chambre de dépôt. Cependant, c'est seulement en 1975 avec les travaux de Spear et Le Comber [10] que le dopage substitutionnel est démontré et contrôlé. Dès lors, les études sur ce matériau se sont multipliées et les premiers dispositifs fonctionnels à base d'a-Si:H ont commencé à voir le jour. Notamment en 1976, Carlson et Wronski [11] furent parmi les premiers à fabriquer des cellules solaires n-i-p à base d'a-Si:H, utilisées quelques années plus tard par Sanyo dans les calculatrices. Les premiers rendements n'étaient que de 2 à 3% mais ont rapidement progressé pour atteindre 12 à 14% en 1989 [8]. D'autres applications sont envisagées pour les couches d'a-Si:H: transistors en couches minces (TFT), imageurs, scanners optiques, écrans à cristaux liquides (LCD) [2]. Enfin, c'est au cours des années 1990 [12] que les propriétés de passivation du silicium amorphe hydrogéné dopé p de surface d'a-Si:H ont été exploitées dans les cellules solaires HET. Aujourd'hui, a-Si:H est principalement déposé en utilisant les techniques de dépôts chimiques en phase vapeur assistés par plasma (PECVD) ou assistés par fil chaud (HWCVD) qui permettent de contrôler la micro-structure, le contenu en Hydrogène ainsi que le dopage de la couche [13-15].

### III.2.2.2 Intérêt théorique

L'étude des matériaux amorphes demeure au cœur de la physique moderne un sujet de fascination, alimentée par le défi mathématique que représente la description topologique de systèmes désordonnés. Ce défi repose sur l'absence de périodicité translationnelle dans ces matériaux, qui rend caducs les outils usuels de la physique du solide: zones de Brillouin, états de Bloch, règles de sélection en théorie des groupes, etc. L'analyse de la structure électronique et des propriétés magnétiques de systèmes désordonnés aura d'ailleurs valu le prix Nobel de physique, en 1977, à un trio de chercheurs: Philip Anderson, Nevill Mott et John Van Vleck. La capacité quasi-universelle des solides à former une phase amorphe ouvre un chapitre important en matière condensée, en parallèle à la physique des matériaux cristallins, dans lequel l'investigation de la structure atomique fait appel à la géométrie stochastique puisqu'elle repose majoritairement sur des distributions statistiques. La description topologique des solides amorphes demeure un mystère, et différents modèles ont émergé au fil des années pour décrire ceux-ci: le random close packing pour les verres métalliques,[16-17] le random coil model pour les polymères organiques, [18] ainsi que le réseau aléatoire continu pour les amorphes covalents parmi lesquels le silicium amorphe[19-20]

### III.2.2.3 Intérêt technologique

Les multiples applications technologiques du silicium amorphe (production de circuits intégrés, d'écrans plats à cristaux liquides et de cellules solaires ) ont motivé, au cours des dernières décennies, une étude approfondie de sa structure atomique. Utilisé depuis l'Antiquité à des fins

architecturales (sous forme de silice,  $\text{SiO}_2$ ), son coût de production moindre comparativement au cristal, son isotropie optique, ainsi que ses qualités d'isolant thermique en font jusqu'à aujourd'hui un candidat avantageux pour la fabrication de larges fenêtres à base de silice. Il se démarque également par ses qualités électroniques et constitue un composant essentiel pour différents dispositifs électroniques. D'autre part, le silicium amorphe joue un rôle important dans la production de cellules photovoltaïques de grande surface. Dans ce domaine, son efficacité électronique inférieure à celle du cristal est contrebalancée, en plus de son coût de production moindre, par sa capacité à absorber la majorité du spectre solaire à partir d'une couche très mince ( $\sim 1\mu\text{m}$ ) relativement à l'épaisseur nécessaire dans le cas du cristal ( $\sim 50\mu\text{m}$ ). Cet avantage s'explique par la brisure des règles de sélection optiques qui gouvernent les transitions interbandes dans le cristal, brisure induite par le désordre. Au niveau des cellules solaires, le silicium amorphe dopé à l'hydrogène (a-Si:H) démontre de meilleures propriétés électroniques que le silicium amorphe pur en raison de la passivation des liens pendants. Finalement, il s'agit d'un matériau de choix pour la fabrication de transistors en couches minces, au cœur des technologies d'affichage matriciel.[20]

### III.2.2.4 Fabrication

Contrairement à d'autres solides désordonnés (par exemple la silice), le a-Si n'est pas un verre et il n'existe pas de transition vitreuse permettant de passer du liquide à l'amorphe. Le a-Si doit donc être produit par d'autres méthodes hors-équilibre. Il faut d'abord noter que le a-Si peut être utilisé comme semi-conducteur uniquement lorsqu'il est sous la forme d'un alliage de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H). En effet, le a-Si à l'état pur possède un grand nombre de défauts électroniques dans sa bande interdite. En 1975, Spear et Lecomber découvrirent qu'il était possible de l'utiliser

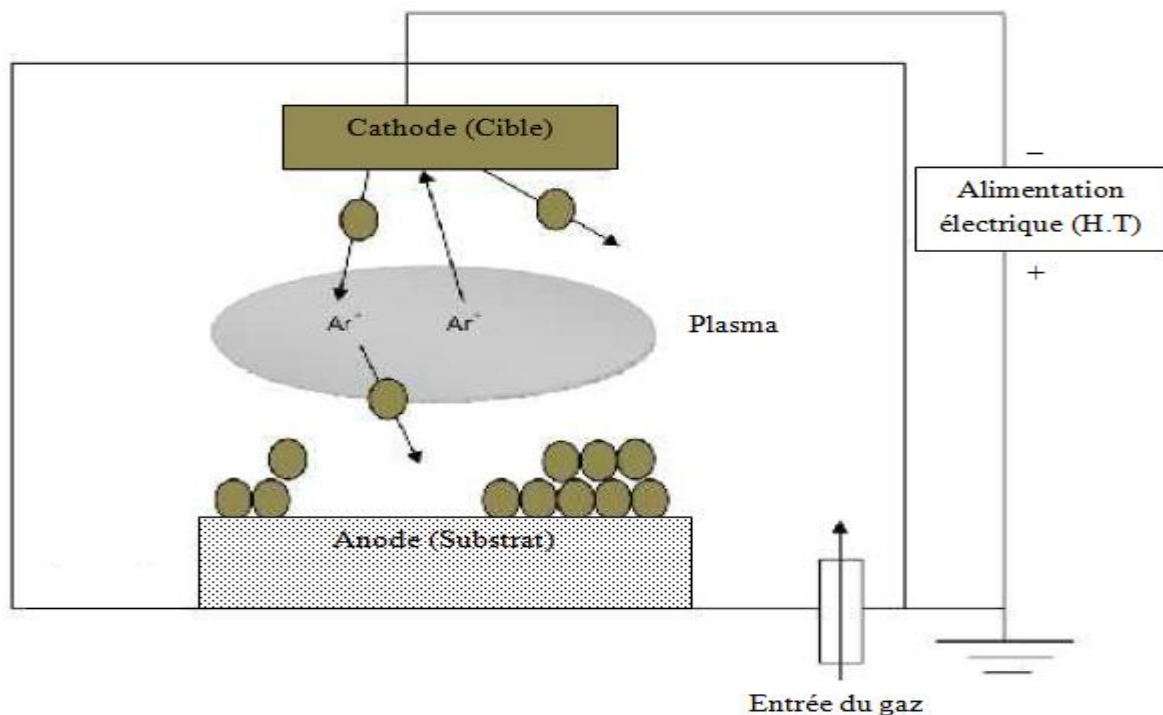


Figure 3. Schéma de principe de la pulvérisation cathodique diode.

comme semi-conducteur et de le doper avec des impuretés en ajoutant une certaine quantité d'hydrogène (autour de 10 %) [21]. Malgré que ses semi-conductrices sont inférieures à celles du silicium monocristallin, elles restent assez bonnes pour permettre la fabrication de composants actifs tels que les transistors à effet de champ. La méthode usuelle de dépôt de silicium amorphe hydrogéné est celle citée plus haut, avec d'autres gaz ajoutés pour le dopage. Le dépôt se fait à des pressions de gaz de 0.1 à 1 Torr, qui est le domaine de pression optimum d'entretien du plasma. La morphologie des films obtenus est tributaire de la chimie de dépôt ainsi que de la mobilité de surface des molécules qui se déposent [22].

La pulvérisation réactive est aussi une méthode de dépôt de films amorphes a-Si:H dans laquelle une cible en silicium est pulvérisée, généralement avec des ions d'argon, mais aussi en présence d'hydrogène. Le silicium pulvérisé réagit avec les atomes d'hydrogène dans le plasma formant des radicaux SiH<sub>x</sub> à partir desquels le dépôt prend place. Les films déposés ont essentiellement les mêmes propriétés que les matériaux déposés par PECVD [22], avec l'inconvénient du bombardement des ions d'énergie plus élevées qui atteignent la surface de ces films et l'endommagent. Le schéma de principe de la pulvérisation cathodique selon la configuration "diode" est présenté dans la figure 3.

L'utilisation principale du a-Si:H est dans la fabrication de capteurs solaires à faible coût. En effet, cette méthode de déposition permet de déposer de minces couches sur de grandes surfaces et utilise une fraction du silicium nécessaire à la fabrication de cellules cristallines[23].

### III.2.2.5 Densité d'états du silicium amorphe hydrogéné

La définition la plus utilisée pour la densité d'états du silicium amorphe hydrogéné correspond au modèle introduit par Davis et Mott [24]. Dans ce modèle, la *DOS* (Density Of States, ou *DOS*) est constituée de deux distributions exponentielles respectivement pour les queues de bandes de conduction (*QBC*) et de valence (*QBV*), et de distributions gaussiennes (2 à 4) pour les états profonds. Les premières sont liées au désordre dans le matériau (angles et longueurs des liaisons interatomiques) tandis que les secondes dépendent de la coordination (liaisons pendantes notamment). Ces distributions d'états dans la bande interdite seront détaillées ultérieurement.

Un exemple de densité d'états constituée de deux distributions de types donneurs (*QBV* et gauss-Don) et deux autres de types accepteurs (*QBC* et Gauss-Acc) modélisée d'après Davis et Mott est donnée sur la figure 4. Lorsque les états localisés sont considérés comme états monovalents, on distingue les états donneurs des états accepteurs, qui peuvent prendre respectivement la charge +q/0 et -q/0 selon qu'ils sont libres ou occupés par un électron. On peut aussi les définir comme des états amphotères ou corrélés, où dans ce cas ils peuvent tous prendre la charge +q/0/-q quand ils sont libres ou occupés par 1 ou par 2 électrons.

Outre ce modèle standard de distribution d'états dans la bande interdite (gap), il existe aussi un modèle basé sur un réservoir de défauts (*Defect Pool model en anglais*). Ce modèle, souvent cité dans la littérature, a été développé par Powell et Deane [25-26] et est basé sur l'équilibre thermodynamique entre les liaisons faibles Si-Si et les liaisons pendantes. La distribution d'états dans ce modèle est représentée dans la figure 5. Pour un dopage de type n, un excès d'électrons est

fourni au matériau qui s'adapte en transformant des liaisons faibles en liaisons brisées qui peuvent piéger ces électrons supplémentaires et cela se traduit par une augmentation de la densité de défauts profonds près de la bande de valence. Pour un dopage de type p, nous avons une accumulation de trous dans le matériau qui réagit en créant des liaisons brisées capables de piéger ces trous supplémentaires et cela se traduit par une augmentation de la densité de défauts profonds près de la bande de conduction.

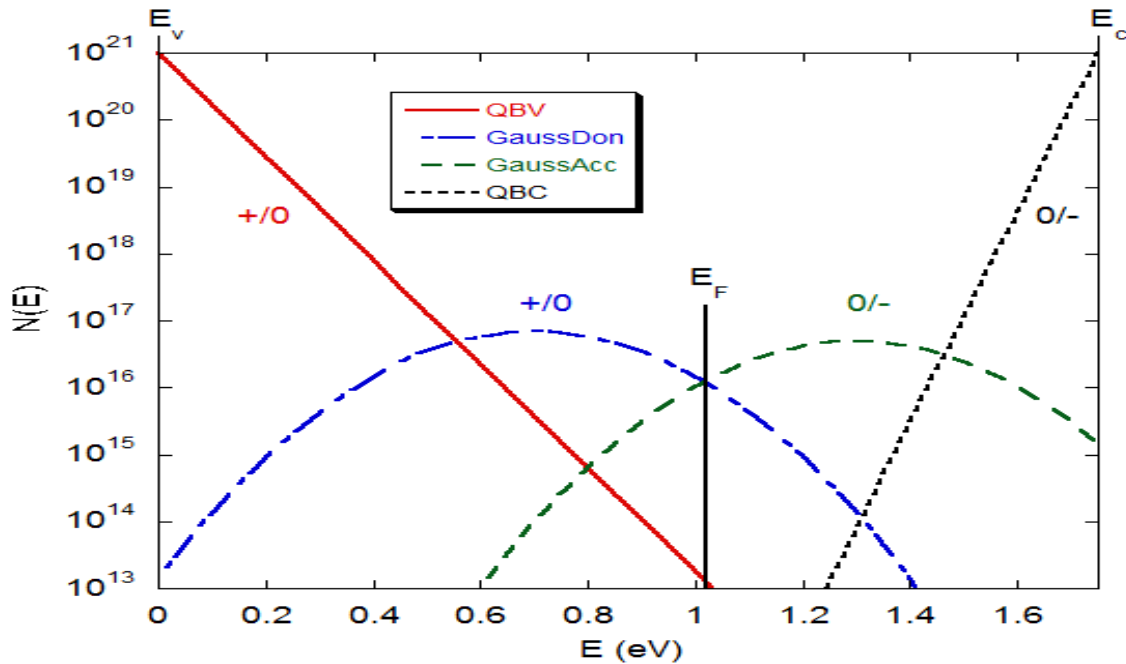


Figure 4– Exemple de densité d'états  $N(E)$  dans le gap d'une couche de silicium amorphe hydrogéné non dopée.  $N(E)$  est constituée de deux queues de bandes exponentielles (QBV et QBC) et deux gaussiennes pour les états profonds selon le modèle introduit par Davis et Mott [24]. On distingue les états donneurs et accepteurs. Le niveau de Fermi est aussi indiqué sur la figure.

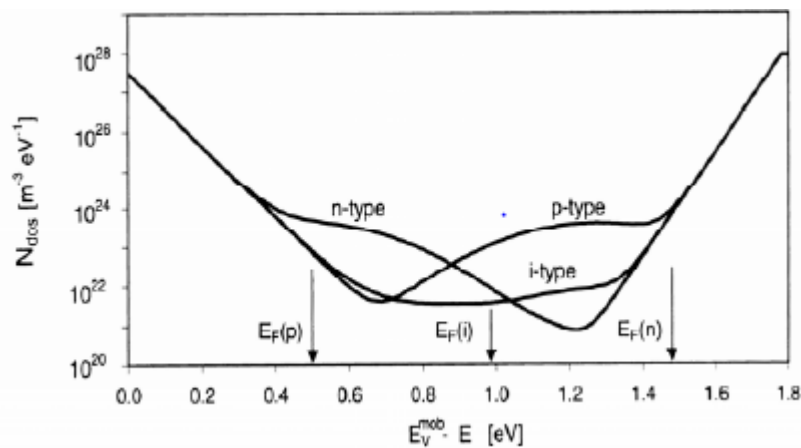


Figure 5 : La distribution d'états dans le gap avec le modèle defect Pool.

Les queues de bande et les défauts profonds contrôlent le transport électronique dans le silicium amorphe par exemple via les recombinaisons dans ces états. Ce modèle [27] considère une

distribution d'états corrélés qui évolue avec l'introduction de dopants et avec le vieillissement du a-Si :H avec la lumière.

L'énergie de gap du silicium amorphe hydrogéné dépend de la composition atomique et structurale du matériau et peut varier de 1,55 à 2,10 eV [28], la valeur standard étant proche de 1,75 eV à 300 K. Comme pour le silicium cristallin, une variation de son énergie avec la température selon le modèle de Varshni (décrit II.1.7 p:69) a été proposée par Freeman [29-30].

### III.2.2.6 Notion de gap de mobilité, gap optique

La figure 6 montre une représentation plus réaliste de la distribution d'états aux bords de bande où les états localisés s'étendent à l'intérieur du gap. La définition du gap n'est pas donc unique comme dans le cas du silicium cristallin.

Nous avons principalement ces trois définitions du gap dans le silicium amorphe:

a) le gap de mobilité  $E_\mu$  défini comme l'écart d'énergie entre les bandes de conduction et de valence (états étendus) tel que:

$$E_\mu = E_c - E_v \quad (1)$$

b) le gap optique de Tauc  $E_{g,Tauc}$  est plus couramment utilisé. Il dépend de l'absorption de la lumière dans le matériau et lié aux queues de bandes (états localisés). Le gap de mobilité du silicium amorphe est légèrement plus grand que le gap optique, de l'ordre de 0,1 à 0,2 eV [31].

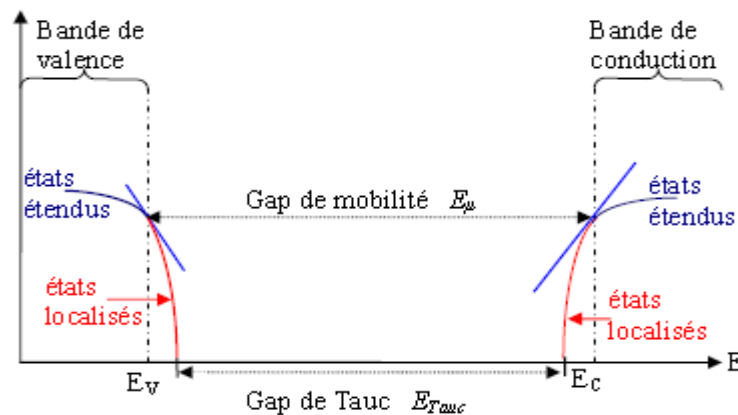


Figure 6: Définitions du gap dans le silicium amorphe

Ce gap optique dû aux liaisons Si-Si correspond à la génération de paires électron-trou induite par l'absorption de photons.  $E_{g,Tauc}$  se mesure expérimentalement par un tracé des variations de la quantité  $(\alpha h\nu)^{0,5}$  en fonction de  $h\nu$ , où  $\alpha$  est l'absorption du matériau et  $h\nu$  l'énergie des photons. Mathématiquement  $E_{g,Tauc}$  peut être défini à partir des expressions suivantes, et correspond alors à la distance énergétique entre les deux distributions paraboliques de la bande de valence et la bande de conduction:

$$\text{-bande de valence: } N_{E_v}(QBV) = N_{parabole}(E_v) \text{ et } \frac{\partial N_{E_v}(QBV)}{\partial E} = \frac{\partial N_{parabole}(E_v)}{\partial E} \quad (2)$$

$$\text{-bande de conduction: } N_{Ec}(QBC) = N_{parabole}(E_c) \text{ et } \frac{\partial N_{Ec}(QBC)}{\partial E} = \frac{\partial N_{parabole}(E_c)}{\partial E} \quad (3)$$

Le gap de Tauc est défini par [32] :

$$\alpha(h\nu) = A \frac{(h\nu - E_{g,Tauc})^2}{h\nu} \quad (4)$$

avec  $A$  une constante,  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence des photons,

c) le gap optique  $E_{04}$  L'exploitation du coefficient d'absorption  $\alpha(h\nu)$  permet de déterminer le gap optique  $E_{04}$ , qui correspond à l'énergie pour laquelle le coefficient d'absorption vaut  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ .

Ces différentes définitions du gap optique ( $E_{g,Tauc}$  et  $E_{04}$ ) donnent des valeurs sensiblement identiques avec des écarts de l'ordre de  $0,1 \text{ eV}$  au maximum.

### III.2.2.7 Défauts induits par le dopage

Le dopage dans le silicium cristallin consiste à insérer des impuretés de la colonne III (accepteurs) ou V (donneurs) de la classification périodique en substitution des atomes du réseau [25]. D'après la règle de l'octet, ces impuretés devraient adopter préférentiellement une coordination 3 ou 5. Cependant, la structure cristalline les contraint à adopter la même coordination que le système hôte, à savoir 4 pour le silicium cristallin. Par conséquent, à température ambiante, les dopants donneurs (accepteurs) s'ionisent et fournissent chacun un électron (trou) supplémentaire à la bande de conduction (valence) du silicium comme schématisé sur la figure 7. On dit alors que les dopants sont actifs.

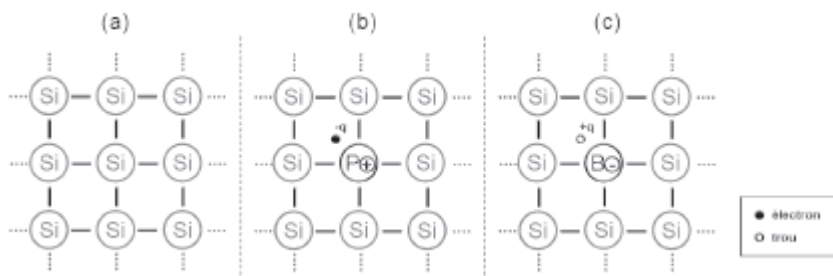


Figure 7– Représentation simplifiée du mécanisme de dopage dans le silicium cristallin. Trois cas sont représentés : (a) Silicium non dopé, (b) dopage n au Phosphore, (c) dopage p au Bore.

Cependant, dans une structure amorphe la configuration dopante 4 n'est pas la plus énergétiquement favorable, par conséquent elle n'est pas stable. Les premières études sur le silicium amorphe remontent au début des années soixante. Ces études font suite à un intérêt grandissant pour les semi-conducteurs amorphes en général. Les premiers dépôts réalisés ont révélé une densité élevée de défauts profonds (de l'ordre de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) dans le silicium amorphe qui empêchait son dopage et dégradait en même temps les propriétés électroniques (photoconductivité, mobilité des porteurs). Avec cette densité élevée de défauts profonds, le niveau de Fermi reste bloqué (au milieu du gap) et les atomes dopants introduits sont inactifs. Le dopage du silicium amorphe est rendu possible grâce à l'introduction de l'hydrogène. En effet, l'hydrogène atomique sature les liaisons pendantes ce qui se traduit par une baisse de la densité de

défauts profonds jusqu'à quelques  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  pour un bon silicium amorphe hydrogéné. La concentration d'hydrogène dans le silicium amorphe hydrogéné varie de 6% à 35% car son niveau final dépend du substrat, du plasma, du dopage, de la température de dépôt et des éventuels recuits.

Spear et LeComber ont réussi en 1975 à doper le silicium amorphe hydrogéné avec du phosphore (type n) et du bore (type p) [33]. Dès lors, le silicium amorphe devenait un matériau utile car pouvant être intégrés dans des dispositifs classiques (jonctions p-n, transistors). Les premières cellules solaires à base de silicium amorphe hydrogéné furent réalisées par Carlson en 1976 avec des rendements de conversion allant de 2% à 2,5% [34]. Il est important de noter que même si le dopage est possible dans a-Si:H, il est très peu efficace.

Les mécanismes de dopage du a-Si:H sont détaillés dans la référence [35] même si des zones d'ombre subsistent.

### III.2.3 Propriétés optiques et photogénération du silicium amorphe hydrogéné

Le coefficient d'absorption du silicium amorphe hydrogéné est lié aux distributions exponentielles des états localisés. On peut donc s'attendre à des variations pour ce coefficient selon la couche étudiée. Le coefficient d'absorption d'une couche de silicium amorphe standard à 300 K (le gap de cette couche standard étant de 1,7eV) est comparé à celui du silicium cristallin sur la figure 8.

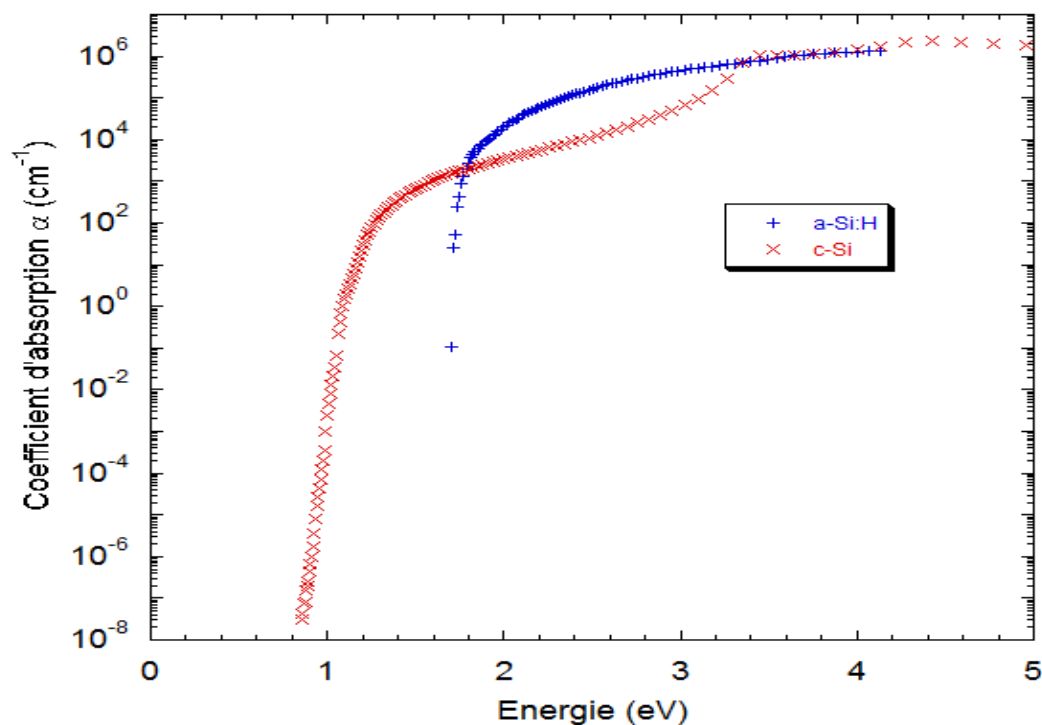


Figure 8 – Coefficients d'absorption du silicium amorphe et du silicium cristallin en fonction de l'énergie

Nous remarquons que la valeur du coefficient d'absorption du a-Si:H est plus élevée que celle du c-Si entre 1,8 eV et 3,3 eV, ce qui permet d'envisager l'utilisation de couches amorphes de plus faible épaisseur pour les applications photovoltaïques. Néanmoins le spectre solaire "utile" est

réduit par rapport au cristallin. On retrouve très bien ce résultat sur la figure 9 où le profil de pénétration du flux (de photons) lumineux ( $\phi_0 = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) dans cette couche est donné pour trois longueurs d'onde incidentes ( $\lambda = 500 \text{ nm}$ ,  $600 \text{ nm}$  et  $700 \text{ nm}$ ), en considérant une valeur pour le coefficient de réflexion telle que  $R = 0,3$ . Contrairement au silicium cristallin où plusieurs dizaines de microns sont nécessaires pour absorber la majorité des composantes du flux incident ayant une énergie supérieure à 2 eV, quelques centaines de nanomètres d'a-Si:H suffisent.

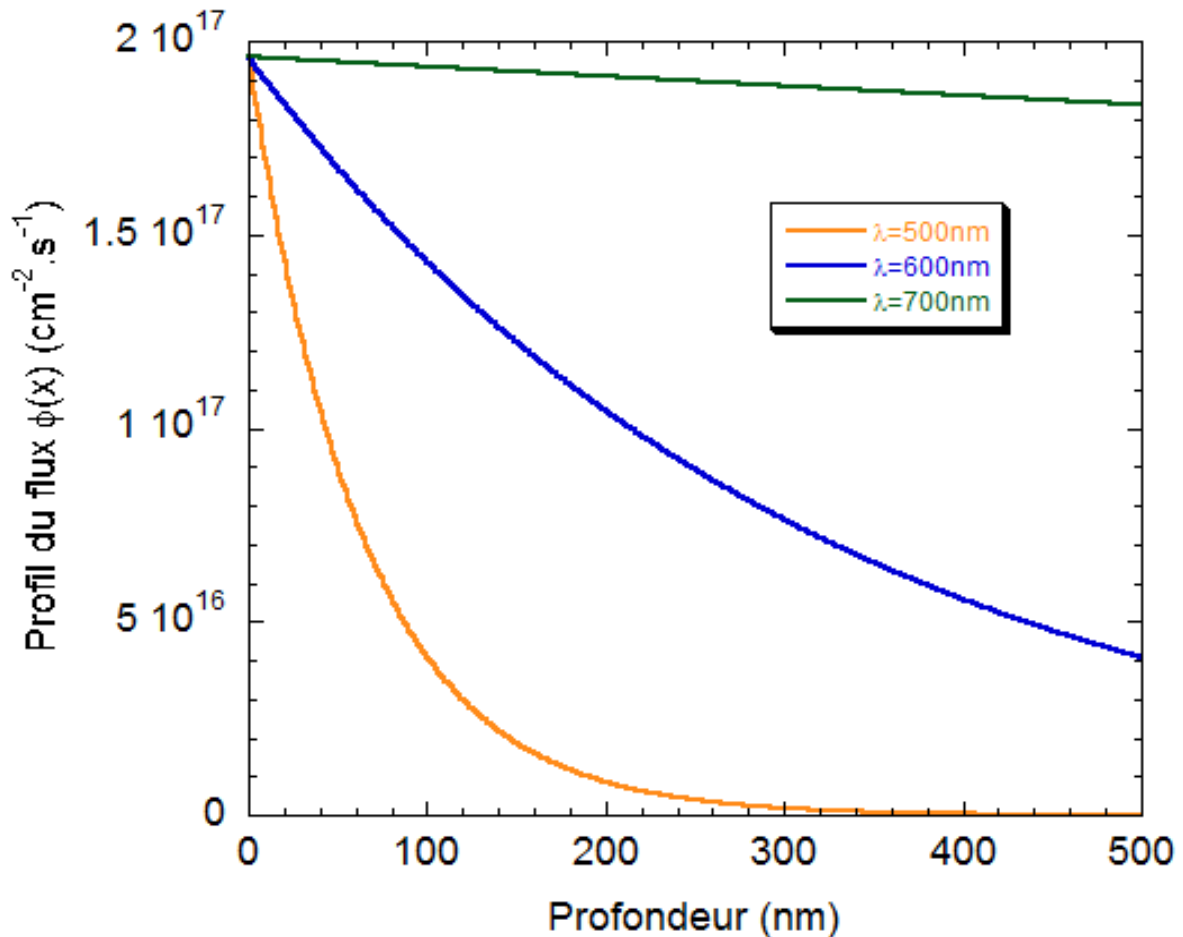


Figure 9 – Profil de flux (de photons) à différentes longueurs d'ondes en considérant un flux équivalent à 1 soleil, et un coefficient de réflexion constant  $R = 0,3$ .

### III.3 Description physique de l'hétérojonction

#### III.3.1 Diagramme des bandes et courant d'obscurité

L'hétérojonction de silicium a-Si:H/c-Si résulte de la mise en contact des deux matériaux, par dépôt de silicium amorphe hydrogéné sur le substrat cristallin. Il se produit donc un échange de charges qui fait tendre le système vers l'équilibre thermodynamique. L'émetteur qui est la zone fortement dopée dans le cas d'une homojonction est remplacé par un matériau de grande largeur de bande interdite (ici le silicium amorphe hydrogéné, a-Si:H). Ce matériau de grande largeur de bande interdite doit satisfaire certaines conditions comme avoir une faible absorption et une recombinaison quasi nulle (matériau passif). Le diagramme de bande dépend des paramètres

suivants: le gap ( $E_{g1}$  et  $E_{g2}$ ), l'affinité électronique ( $\chi_1$  et  $\chi_2$ ) et le niveau de dopage ( $\delta_1$  et  $\delta_2$ ) de ces deux matériaux en contact.

La figure 10 représente les paramètres électroniques de deux matériaux isolés. Le niveau du vide est le niveau de référence.

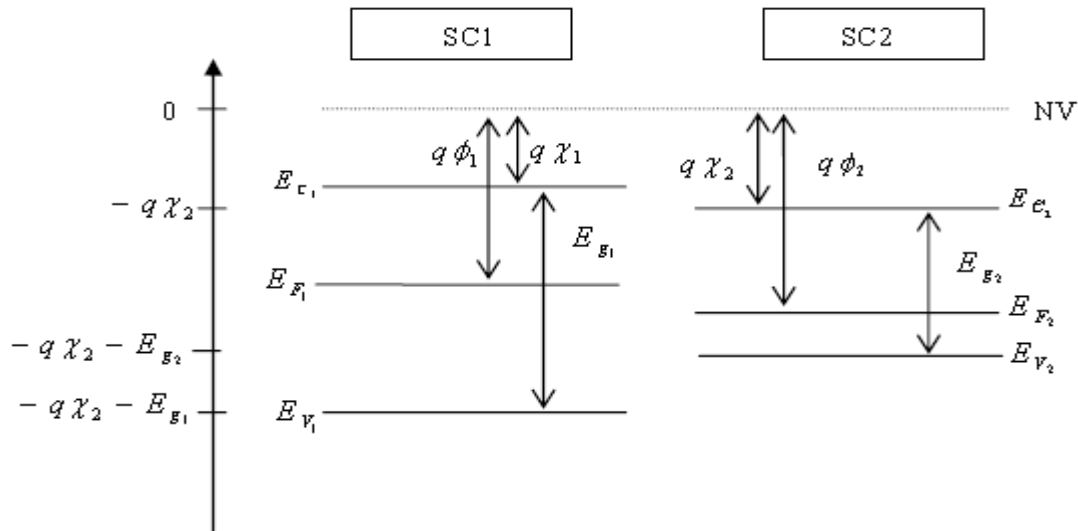


Figure 10 : Représentation des paramètres électroniques de deux matériaux isolés. Le niveau du vide est le niveau de référence.

Un modèle très répandu pour représenter le diagramme des bandes d'une hétérojonction de silicium est celui d'Anderson (règle de l'affinité électronique) qui est sans états d'interface.[36].

Ce modèle de base est incomplet car le transport de charge dans les dispositifs à hétérojonction peut être dominé par les phénomènes de piégeage au niveau des états d'interface. Il existe des modèles introduisant des états d'interface chargés et des dipôles qui influent sur le diagramme de bande en engendrant des recombinaisons. D'autres modèles prennent aussi en compte l'influence de ces états d'interface et le transport par effet tunnel.

D'après ce modèle, la différence d'énergie de gap ( $E_{g,c-Si} = 1,12 \text{ eV}$ ,  $E_{g,a-SiH} = 1,75 \text{ eV}$ , à  $300 \text{ K}$ ) et les affinités électroniques entre les matériaux sont à l'origine des discontinuités. Cela implique la présence de désaccords des bandes de conduction et de valence à la jonction, contrairement aux homojonctions. Les diagrammes des bandes des hétérostructures avec silicium cristallin de type N (a-Si:H(p)/c-Si(n)) et de type P (a-Si:H(n)/c-Si(p)) sont indiqués respectivement sur les figures 10 (a) et (b). Dans ce modèle, on considère que le transport de charges se fait par injection dans les régions quasi-neutres et aussi par les phénomènes de génération/recombinaison dans la zone de charge d'espace. On considère aussi que les quasi niveaux de Fermi ne varient pas dans la zone de charge d'espace. Le raccordement des bandes de conduction et de valence se fait en respectant les relations suivantes [37]:

$$\text{Le désaccord de la bande de conduction} \quad \Delta E_c = q(\chi_2 - \chi_1) \quad (5)$$

$$\text{Le désaccord de la bande de valence} \quad \Delta E_v = q(\chi_1 - \chi_2) + E_{g1} - E_{g2} \quad (6)$$

$$\text{La tension de diffusion} \quad qV_d = q(\phi_2 - \phi_1) \quad (7)$$

La présence de discontinuités à l'interface va jouer un rôle important dans les phénomènes de transport des charges. En effet, les porteurs minoritaires du silicium cristallin sont dans chaque cas (cristallin de type P comme de type N) confrontés à une barrière à l'interface, favorisant leur accumulation et pouvant être à l'origine de recombinaisons. D'autre part, les porteurs majoritaires du cristallin sont eux aussi face à une barrière, qui tend à les éloigner du matériau amorphe et améliorer leur collecte en face arrière. Enfin, on constate la présence d'une région d'inversion forte du cristallin à l'interface, pouvant favoriser le transport latéral. La hauteur de ces barrières peut donc favoriser autant les recombinaisons des porteurs que leur collecte, ce qui implique de développer une ingénierie des bandes afin de contrôler ces processus.

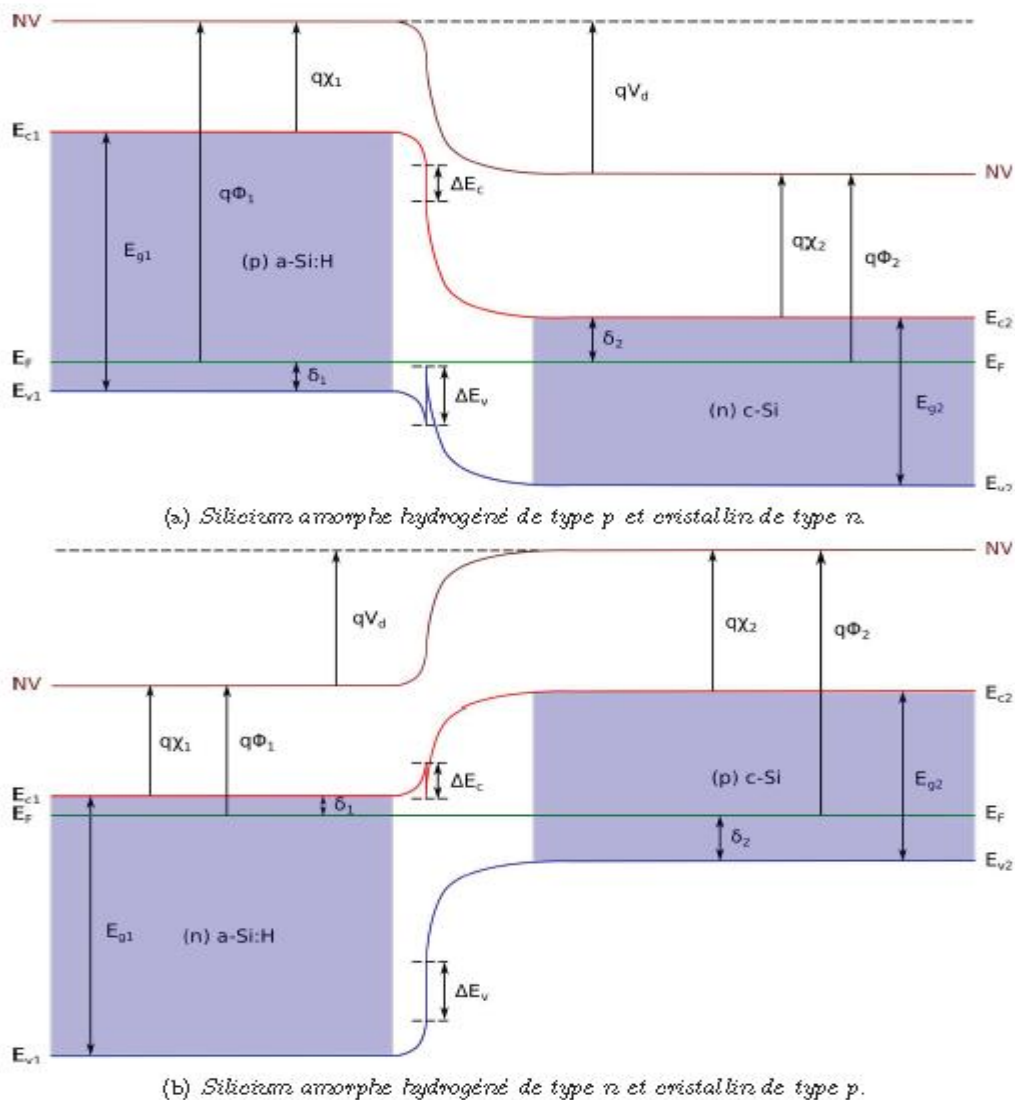


Figure 11 – Diagrammes des bandes pour des hétérojonctions de silicium (p) a-Si:H/(n) c-Si et (n) a-Si:H/(p) c-Si. La zone de charge d'espace (régions non grisées sur les schémas) s'étend dans chacun des matériaux. Les grandeurs indiquées sur le schéma sont décrites dans le texte. Les diagrammes de bandes sur la figures 11 pour l'hétérojonction a-Si:H/c-Si ont été obtenus en utilisant le modèle d'Anderson.

Nous nous intéresserons aux structures à hétérojonctions avec silicium cristallin de type N car outre une longueur de diffusion des porteurs majoritaires plus élevée dans ce matériau, il a été

montré que celui-ci permet en théorie d'obtenir de meilleurs résultats que pour la structure inverse, cela grâce à la valeur de  $\Delta E_v$  supérieure à celle de  $\Delta E_c$  [38]. Le courant seuil total d'une homojonction de silicium cristallin a été défini précédemment dans le cadre du modèle à 2 diodes. Prenons l'exemple d'une hétérojonction avec silicium cristallin de type n à l'équilibre thermodynamique ( $n_{i1}^2 = n_{01}p_{01}, n_{i2}^2 = n_{02}p_{02}$ ), on peut écrire respectivement le courant seuil  $I_{01}$  pour la diffusion et  $I_{02}$  pour les générations/recombinaisons dans la zone de charge d'espace :

$$I_{01} = qSn_{01}\sqrt{\frac{D_n}{\tau_{n,eff}}} + qSp_{02}\sqrt{\frac{D_p}{\tau_{p,eff}}} \quad (8)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $S$  la surface,  $D_n$  et  $D_p$  les coefficients de diffusion des porteurs minoritaires dans le silicium amorphe et le cristallin,  $\tau_{n,eff}$  et  $\tau_{p,eff}$  leurs durées de vie effectives,

$$I_{02} = \frac{qSn_{i1}W_1}{2\tau_{recomb1}} + \frac{qSn_{i2}W_2}{2\tau_{recomb2}} \quad (9)$$

et avec  $W_1$  et  $W_2$  les largeurs de zone de charge d'espace respectivement dans le silicium amorphe et le silicium cristallin,  $\tau_{recomb1}$  et  $\tau_{recomb2}$  les durées de vie attribuées aux recombinaisons assistées par les défauts dans la zone de charge d'espace. Pour une hétérojonction de silicium, les densités de porteurs intrinsèques  $n_{i1}$  et  $n_{i2}$  sont différentes. De plus, il est important de faire remarquer que pour les deux types de structures le premier terme du courant  $I_{01}$  (lié à l'émetteur fortement dopé) est plusieurs ordres de grandeur inférieur au terme lié à l'absorbeur en raison du dopage (cas de l'homojonction) ou de l'énergie de gap (cas de l'hétérojonction) élevés de l'émetteur. D'autre part, on peut s'attendre à observer une composante  $I_{02}$  plus élevée pour l'émetteur amorphe que pour l'émetteur cristallin car les paramètres de transport du premier sont considérablement plus petits [39-41]. Enfin, la tension de circuit-ouvert peut être déterminée à partir de la valeur du photocourant,  $I_{ph}$ , et du courant  $I_{01}$  en utilisant la formule

$$V_{CO} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_{01}} + 1\right) \quad (10)$$

Pour une valeur de photocourant donnée, le  $V_{CO}$  ne dépend donc que de la composante  $I_{01}$  du courant d'obscurité. Nous venons d'indiquer que cette valeur n'est liée qu'aux paramètres de la base dans les deux types de structures. On pourrait donc s'attendre à observer la même tension de circuit ouvert pour une homojonction et une hétérojonction de silicium conçues à partir de wafers identiques. Et pourtant ce n'est pas le cas, les tensions de circuit-ouvert obtenues pour les meilleures structures à hétérojonctions sont souvent plus élevés (de plusieurs dizaines de millivolts) que celles obtenues pour les meilleures homojonctions de silicium [42].

Cette différence ne provient pas d'un effet des propriétés de volume de la base cristalline, mais des propriétés de transport dans la zone de charge d'espace. Les très bonnes passivations de surface réalisées pour le silicium cristallin par les couches minces de silicium amorphe hydrogéné sont à l'origine de ce résultat. En utilisant cette démarche, T. Schulze a d'ailleurs montré que les vitesses de recombinaison à la surface en face avant et en face arrière du silicium cristallin de la structure HIT de Sanyo sont inférieures à 4 cm.s<sup>-1</sup> [43].

Nous avons donc mis en évidence deux points critiques pour la réalisation de cellules à hétérojonctions de silicium à haut rendement qui doivent être étudiés et maîtrisés:

- (1) les états de surface en face avant et en face arrière de la base,
- (2) l'interface entre l'émetteur amorphe et la base cristalline.

### III.3 2 Compléments au modèle d'Anderson

Les états d'interface ne sont pas pris en compte par le modèle d'Anderson. Or le transport de charge à travers ces états ne peut pas être négligé et peut être prédominant. L'introduction de défauts d'interface peut être due à deux phénomènes qui sont :

- les états chargés d'interface peuvent modifier la structure de bandes en augmentant ou diminuant le niveau de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi.
- les états d'interface sont la cause d'un grand nombre de centres de recombinaison qui expliquent les valeurs élevées de courant de saturation souvent observées.

L'influence de ces états d'interface sur les recombinaisons peut être quantifiée par les vitesses de recombinaison de surface ( $S_{it}$ ).

Les états d'interface sont influencés par le niveau d'injection et la polarisation. La figure 12

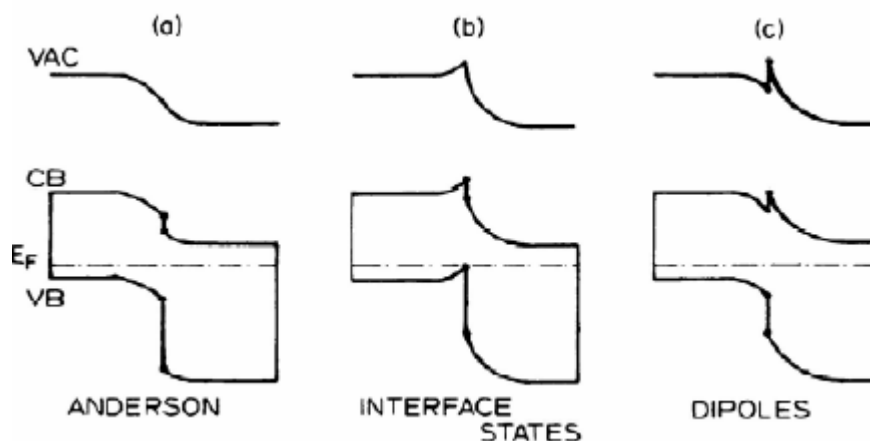


Figure 12: Diagramme de bandes d'énergie selon trois modèles : (a) modèle d'Anderson (b) en incluant les états d'interface et (c) en incluant les dipôles.

représente l'influence que peuvent avoir les dipôles et les états d'interface chargés électriquement sur le profil de bande. Le contrôle du transport de charges avec les vitesses de recombinaison de surface et la recombinaison directe à travers les états d'interface permettent de compléter le modèle d'Anderson.

La qualité de l'hétéro-interface silicium amorphe/silicium cristallin est un critère très important pour avoir des cellules à haut rendement.

Les propriétés optiques du silicium cristallin et d'une couche standard de silicium amorphe hydrogéné ont été introduites précédemment. Nous allons appliquer ces résultats aux hétérojonctions de silicium a-Si:H/c-Si. La lumière incidente qui pénètre dans cette hétérostructure interagit d'abord avec le silicium cristallin, puis avec la couche amorphe. Nous considérons la composante du photocourant susceptible d'être généré dans le premier matériau ( $J_{ph,c-Si}$ ), et celle dans le second ( $J_{ph,a-Si:H}$ ).

### III.4 Cellules photovoltaïques silicium (1D) à hétérojonction

#### III.4.1 État de l'art de la structure HIT

La possibilité d'utiliser le silicium amorphe avec un substrat cristallin pour former une hétérojonction fut pour la première fois envisagée par W.Fuhs en 1972 [44].

La structure d'une cellule photovoltaïque à hétérojonction a-Si:H/c-Si (HIT) est décrite par le schéma de la figure 13 (b). Le cœur de la cellule de type n est composé d'un substrat cristallin légèrement dopé au Phosphore d'une centaine de microns d'épaisseur: c'est la région utile de photogénération des porteurs. La surface de ce substrat est texturée, par attaque chimique, pour diminuer la réflexion de la cellule (non représentée sur le schéma). On fait ensuite croître de part et d'autre de la cellule des couches intrinsèques de silicium amorphe hydrogéné (i:a-Si:H), d'une dizaine de nanomètres d'épaisseur. Ces dernières, déposées à basse température (180-220<sup>0</sup> C), ont d'excellentes propriétés de passivation de surface: elles permettent de réduire les pertes par recombinaison. Par leur structure de bande différente du silicium cristallin, elles forment également des hétérojonctions. En face avant et en face arrière, on rajoute une dizaine de nanomètres de couches d'a-Si:H dopées respectivement p et n afin de créer des effets de champ propices à la séparation des trous et des électrons photogénérés. On dépose ensuite une centaine de nanomètres de couches d'oxydes transparents conducteurs (TCOs), comme l'oxyde d'indium dopé à l'étain (ITO), toujours à basse température. Ces dernières jouent le rôle d'antireflets et facilitent la conduction latérale des porteurs vers les électrodes, les couches d'a-Si:H étant faiblement conductrices. On réalise ensuite les électrodes métalliques. En face avant, les contacts prennent la forme d'un peigne métallique; en face arrière, une simple couche de métal peut être déposée à basse température.

Les performances des dispositifs furent au début limitées par une mauvaise qualité de l'interface amorphe/cristalline, donnant des valeurs de tensions en circuit ouvert et de facteur de forme largement inférieures aux cellules conventionnelles.

Ce phénomène fut diminué par l'insertion d'une couche intermédiaire de silicium amorphe hydrogénée intrinsèque (i-a-Si:H) moins défectueuse et permettant de réduire les recombinaisons à

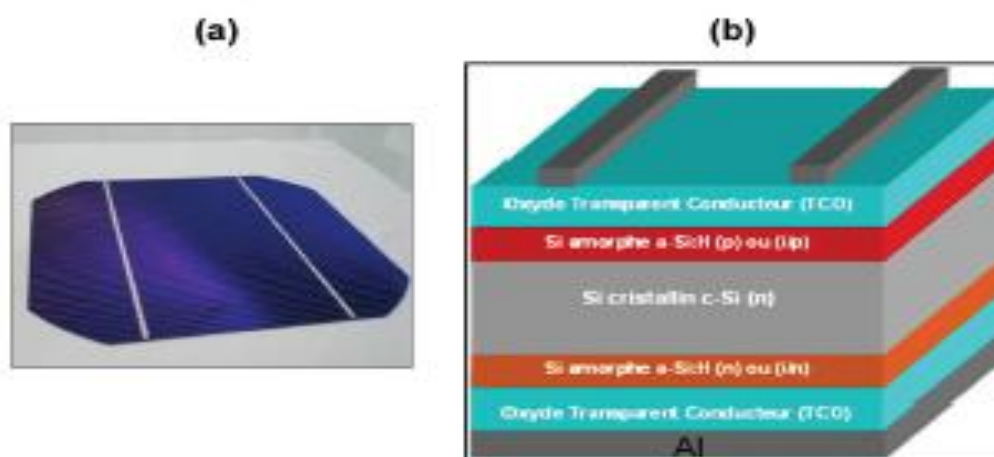


Figure 13 – Photographie d'une cellule HIT réelle (a) et schéma 3D détaillant l'empilement de matériaux qui la compose (b). La texturation de surface n'est pas représentée sur le schéma.

l'interface amorphe/cristallin. Cette technique apparait comme le point décisif qui a permis le développement de la structure HIT car le courant de saturation est réduit de deux ordres de grandeur [45]. Sanyo explique que la détérioration des propriétés de la jonction semble provenir des défauts d'interface liés aux dopants qui adhèrent a la surface du substrat de silicium lors du dépôt de la couche dopée [46]. Le dépôt préalable d'une fine couche de silicium amorphe intrinsèque permet donc d'éviter ce phénomène. Après plusieurs années de recherche, les divers verrous technologiques ont été levés pour optimiser cette structure innovante représentée figure 14.

Parmi les diverses technologies, les cellules HIT sont particulièrement prometteuses. Le record de rendement obtenu en laboratoire pour ces dernières est actuellement de 25,6% , détenu par Panasonic [47]. La technologie HIT a rattrapé le record mondial de 25% détenu par l'Université de New South Wales (UNSW) en Australie depuis 1999, avec la technologie homojonction PERL (Passivated Emitter Rear Locally diffused cell) sur substrat silicium monocristallin [48, 49].

Cette dernière nécessite néanmoins de nombreuses et complexes étapes de fabrication, ce qui la rend assez coûteuse. La technologie HIT permet un meilleur compromis entre le coût de fabrication et les performances grâce à la combinaison des avantages des couches minces et du silicium cristallin; en outre, elle est compatible avec les procédés industriels. On donne ci-dessous les principaux avantages des HIT par rapport aux cellules classiques à homojonction [50]:

- Possibilité d'atteindre de hauts rendements avec des cellules de grande surface (150 cm<sup>2</sup>),
- Très bons niveaux de passivation, ce qui permet de réduire l'épaisseur des substrats et donc de limiter l'utilisation des matières premières,
- Utilisation de procédés matures et relativement simples, issus de l'industrie des écrans plats (transistors en couches minces (TFT), écrans à cristaux liquides (LCD)...),
- Structure symétrique qui permet leur utilisation dans des modules bifaces,
- L'émetteur amorphe déposé joue un rôle quasi-passif (faible absorption car les couches sont fines 5-10nm). La grande largeur de bande interdite du silicium amorphe (1.7eV) conduit a une structure de bandes adaptée. Le potentiel d'augmentation du rendement de conversion est donc important,
- L'ensemble du procédé de fabrication est réalisé a une température inférieure a 200°C. Cela mène a un budget thermique considérablement réduit par rapport au procédé de fabrication

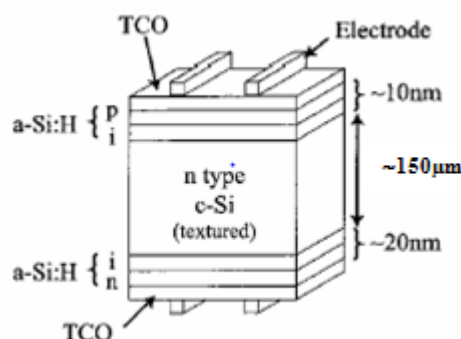


Figure 14. Structure HIT produite par Sanyo consistant en un dépôt de fines couches de silicium amorphe hydrogénée intrinsèque et dopé de part et d'autre d'un substrat de silicium monocristallin de type N [51]

actuel (figure 15). De plus, la durée de vie des porteurs minoritaires dans des matériaux très sensibles aux variations de température n'est pas dégradée et la fabrication des cellules HIT a moins d'impact sur l'environnement,

–Le procédé de fabrication est relativement simple. Il ne nécessite pas un nombre important d'étapes et exige moins de temps que le procédé standard, qui comporte une étape de diffusion à partir de  $\text{POCl}_3$ ,

–L'effet Staebler-Wronski portant sur l'instabilité du silicium amorphe dopé n'est pas observé pour les cellules HIT,

–Les cellules HIT présentent une meilleure tenue en température [52]. Ce point constitue un avantage considérable car la puissance annuelle délivrée est plus importante,

–Enfin, la structure HIT répond aux problèmes de manque de matière première. Le fait que la structure soit symétrique et que le procédé s'effectue entièrement à basse température diminue les phénomènes de stress mécanique et thermique. Une utilisation de substrats minces est donc possible.

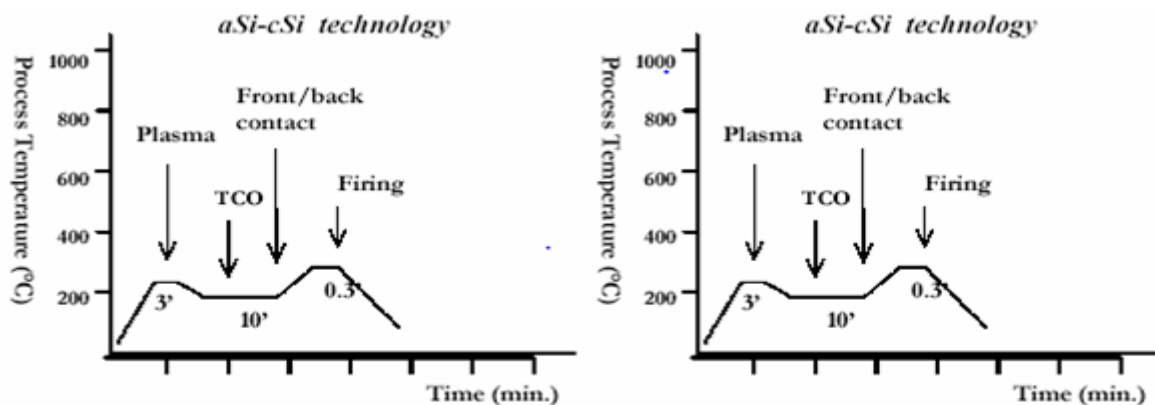


Figure 15. Comparaison du budget thermique et du temps de procédé pour les technologies associées aux cellules classiques et aux hétérojonctions amorphe/ Cristalline

### III.5 Les cellules silicium (2D) à contacts arrières interdigités

Dans le cas de cellules PV conventionnelles (classiques), la jonction p-n est placée sur la face avant (illuminée) de la cellule et les contacts à l'émetteur et au substrat sont sur les faces opposées. Ce genre de structure est simple, c'est pourquoi elle est utilisée dans l'industrie depuis longtemps. Par contre, elle présente les inconvénients suivants:

- Ombrage partiel de la cellule par la grille de métallisation face avant,
- La zone fortement dopée (émetteur) est placée sur la face avant, où le taux de génération est maximal. Donc, la recombinaison dans l'émetteur est importante,
- Pour réaliser la cellule, il est nécessaire d'avoir accès aux deux faces.

Ces problèmes sont évitées dans les cellules photovoltaïques à contacts arrières interdigités.

#### III.5.1 Structure de cellules photovoltaïques avec contacts arrières interdigités

##### III.5.1.1 Les cellules silicium à homojonctions avec contacts arrières interdigités

Les cellules à contacts arrière IBC (Interdigitated Back Contact en anglais) ou RCC (Rear Contact Cell) représente une opinion prometteuse pour compléter le champ d'application des cellules photovoltaïques. Les premières structures de cellules à contacts arrière ont été proposées en 1977

par Lammert et Schwartz [53]. Cette structure était destinée à l'origine à des cellules avec concentrateur pour des applications spatiales essentiellement du fait des faibles résistances. La structure d'une cellule à contacts arrières interdigités est présentée sur la figure 16.

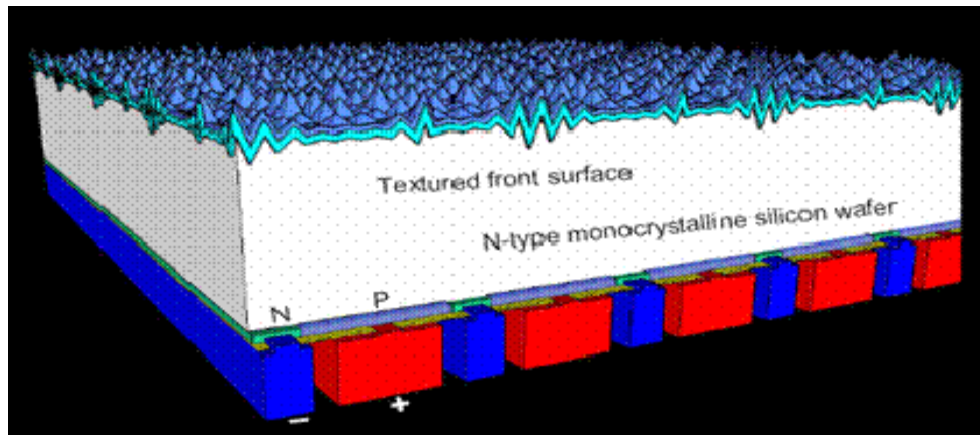


Figure 16. Cellule PV à contacts arrières interdigités [54].

Cette cellule est réalisée sur un substrat de silicium de bonne qualité, c'est-à-dire avec une longueur de diffusion plus importante que l'épaisseur du substrat pour que les porteurs puissent atteindre la face arrière [55]. La jonction p-n est élaborée en forme de peigne et est située sur la face arrière (non exposée à la lumière) du substrat. Des couches Si fortement dopées alternativement n ou p qui joueront suivant le dopage du substrat c-Si le rôle d'émetteur ou de BSF. Les contacts métalliques sont placés sous les zones constituant l'émetteur et le BSF. La face avant de la cellule est texturisée puis on dépose une couche de passivation et antireflet (habituellement le nitrure de silicium). La cellule interdigitée est éclairée du côté où il n'y a pas de métallisation. La lumière génère des paires électron-trou dans le substrat et ils diffusent vers les contacts correspondants (les électrons vers l'émetteur et les trous vers le BSF). Les paramètres géométriques de la cellule doivent satisfaire la condition suivante: la distance qui doit être parcourue par les porteurs minoritaires entre la génération et le contact, doit être plus petite que la longueur de la diffusion. Dans le cas contraire, le rendement de la cellule va se dégrader en raison des recombinaisons en volume.

Dans une étude théorique publiée par Lammert [56], il a été calculé qu'une réduction du dopage de la jonction alliée à une optimisation des contacts, à une diminution de la réflectivité face avant, et à une durée de vie des porteurs plus grande, permet d'atteindre des rendements de 24% sous une illumination de 100 soleils. Swanson fut à la base de l'amélioration d'un point important du concept RCC, grâce à la technologie < point contact solar cell >. A ce moment, des rendements de 23% furent obtenus sous 100 soleils pour un substrat FZ de haute résistivité de 80 microns d'épaisseur. La différence avec les premières structures IBC provient de la métallisation qui prend contact seulement sur des petites surfaces gravées à travers un oxyde de silicium, lui-même déposé sur les zones N+ et P+ (fig.III.1). Dans la foulée, Swanson développa un modèle analytique destiné à expliquer la distribution des porteurs de charges autour du point de contact. Ce modèle fut repris par Sinton en incorporant les effets de recombinaison et génération dans le substrat [57].

Ce dernier déduit un rendement limite de 28% pour une illumination de 10 soleils. Certains acquis dérivant des recherches sur la structure RCC pour utilisation sous concentration ont pu également être utilisés pour une illumination sous un soleil AM1.5. Ainsi un rendement de 22,3% avec un  $V_{OC}$  de 706 mV sous AM1.5 fut obtenu par King [58].

Enfin, Verlinden proposa une technique de métallisation multi-niveaux qui produit une résistance série indépendante de la surface de la cellule. Néanmoins, la technologie complexe utilisée dans un premier temps restait trop coûteuse pour espérer une application industrielle. Sinton proposa donc une séquence de fabrication simplifiée pour résoudre ce problème [59]. Une technique de métallisation auto-alignée pour ce travail a permis l'utilisation d'un seul masque de photolithographie. Afin d'éviter le phénomène de court-circuit dans les régions fortement dopées, Sinton utilisa une technique de fabrication reposant sur l'utilisation de deux étapes de masquage. Des rendements de conversion de 21,9% furent atteints sur des substrats de 130 $\mu$ m d'épaisseur et dopés n et de haute résistivité ( $\rho=390 \Omega.cm$ ).

Matsukama et al. améliorèrent le modèle analytique du < point-contact > afin de prendre en compte avec plus de précision les effets de réflexion internes multiples et de recombinaisons de porteurs dans la base [60]. Les dimensions des cellules modélisées étaient ajustées afin que la métallisation soit réalisable par sérigraphie.

En 1991, les recherches effectuées à l'Université de Stanford sur les cellules RCC ont permis d'obtenir des rendements de 22,7% sous illumination de 1 soleil [58]. La première ligne pilote de production de cellules RCC de grandes surfaces a commencé chez Sunpower Corp en 1993 [61], suivie par la fabrication de 7000 cellules à hauts rendements qui furent utilisées pour la réalisation de la voiture solaire < The Dream > [62]. Sunpower a démontré la possibilité de fabriquer des cellules RCC avec un rendement moyen de 21,1% et un taux de production de 90% (ang: production yield). Pour cela, cinq masques de photolithographie étaient utilisés en 1993 sur la ligne de production avec des substrats de type FZ c-Si d'épaisseur 160  $\mu$ m, ne permettant pas de tendre vers une ligne de production bas coût. Le design de la cellule RCC fut par la suite optimisé afin de réduire les pertes parasites sur les extrémités de la cellule [63]. En réduisant la résistivité du substrat utilisé, un rendement maximal de 23,2% a été obtenu [64].

Aujourd'hui Sunpower a élargi sa production en ouvrant une centrale photovoltaïque la plus grosse du monde dans le désert de Mojave à 125 km au nord de Los Angeles, centrale dont la puissance est annoncée à 700 mégawatts[65-67].

Les modules de 1559 mm\*1046 mm possèdent un rendement de conversion de 21,1% et délivrent une puissance nominale de 335 W. Une nouvelle technologie a été développée permettant d'éviter toute étape d'alignement.

### III.5.1.1.1 Avantages et inconvénients

Les intérêts des cellules à contacts arrière sont multiples :

- Pas de grille de métallisation sur la face avant donc pas d'ombrage: cette face sera optimisée pour faire pénétrer le maximum de photons dans la cellule et réduire la recombinaison en surface (amélioration de  $J_{CC}$  et du  $V_{CO}$ ).
- Les contacts étant réalisés sur la face arrière, ils peuvent être larges ce qui réduit la résistance série de la cellule et améliore le confinement optique car les contacts métalliques servent de réflecteur arrière.

- Le courant d'obscurité de la cellule (courant de diode) est réduit car la surface de la jonction p-n est plus petite.
- La recombinaison dans l'émetteur est diminuée puisqu'il est situé sur la face non illuminée. L'émetteur peut donc être optimisé pour avoir un meilleur  $V_{CO}$ .
- Grâce à la faible recombinaison dans l'émetteur, celui-ci peut être fortement dopé. L'avantage d'un émetteur fortement dopé est l'augmentation de la barrière de potentiel de la jonction P-N. Pour conséquent, la tension de circuit ouvert augmente et la recombinaison sur le contact à l'émetteur est réduite.
- L'assemblage des cellules PV interdigitées est simplifié car tous les contacts sont situés sur une face de la cellule.
- Pour réaliser la cellule interdigitée, l'accès à une seule face du substrat suffit, sauf pour le dépôt de la couche antireflet. Mais ce dépôt de la couche optique sur la face avant est une étape à basse température (200-400°C). donc moins critique.
- Plus de latitude pour changer l'aspect de la cellule: ce qui est utile pour l'intégration au bâtiment.

Malgré tous ces bons points, les cellules à contacts arrière imposent des contraintes pour avoir de bons rendements :

- La réalisation de la structure est plus complexe: l'utilisation de techniques d'alignement est nécessaire (lithographie, sérigraphie, masque métallique).
- La longueur de diffusion des porteurs minoritaires doit être nettement plus grande que l'épaisseur de la cellule. Donc, la qualité du substrat doit être bonne.
- Les cellules PV interdigitées sont très sensibles à la recombinaison en surface. Donc, la passivation de la face avant doit être très bonne.

### III.5.1.2 . La structure Métallisation Wrap Through (MWT)

Le concept de Contact Wrap Through (figure 17) diffère de la structure IBC par la présence d'une jonction fortement dopée à l'avant. L'utilisation d'un laser permet de ramener des bus bar à l'arrière de la cellule à travers un nombre limité de perforations. Ce concept se trouve à la limite entre la structure standard et la structure IBC et possède plusieurs intérêts au niveau de la réduction du taux d'ombre, de la mise en module et de l'application sur substrat de grande dimension.

Plusieurs fabricants développent ce modèle:

- Photovoltech développe une cellule MWT « Maxis BC+ », en partenariat avec l'IMEC, dont le rendement sur la ligne pilote avoisine les 17%. Par rapport aux autres cellules MWT, la grille sur la face avant reste présente, mais les sillons verticaux sont remplacés par des points, correspondants aux orifices destinés aux contacts,

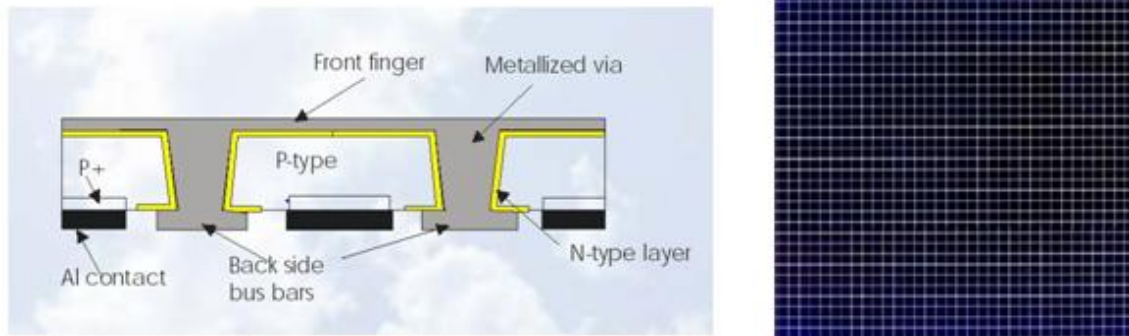


Figure 17. Description de la cellule Maxis en coupe et en face avant fondée sur le concept de

Metallisation Wrap Through MWT [68]

-Le laboratoire ECN aux Pays-Bas a développé une cellule MWT Sunweb, à base de silicium multicristallin, présentant divers avantages : un coût de production plus faible, un rendement et un yield (taux de production) plus élevés.

-Bosh, qui est encore à l'étape de R&D pour ses cellules back-contact, travaille avec Fraunhofer ISE sur un modèle de cellule MWT à base de wafer en silicium monocristallin, qui atteint un rendement supérieur à 20%.

#### III.5.1.2.1 Les avantages

-Pour certaines géométries de structure dont la cellule pin-up, la résistance série n'augmente pas avec la surface de la cellule grâce à une sub-division du courant.

-Ce type de structure permet davantage l'utilisation de substrat de type mc-Si car les porteurs ne doivent pas diffuser à travers l'épaisseur du substrat jusqu'à la face arrière.

-La technologie nécessaire pour fabriquer ce type de cellule est relativement simple et reste proche de celle utilisée dans l'industrie actuelle.

#### III.5.1.2.2 Les inconvénients

-La réflectivité à l'avant n'est pas autant réduite que pour la structure IBC car les bus sont enlevés mais les doigts demeurent.

-La présence de l'émetteur à l'avant limite le gain dans les faibles longueurs d'onde ainsi que la tension en circuit ouvert  $V_{CO}$  surtout si ce dernier reste fortement dopé.

-D'une façon générale, cette structure est davantage limitée pour atteindre les très hauts rendements.

#### III.5.1.3. La structure Emitter Wrap Through (EWT)

Le concept EWT, décrit figure 18, constitue un compromis entre les deux technologies mentionnées précédemment. Sa fabrication nécessite comme pour les cellules MWT l'utilisation d'un laser afin d'effectuer des ouvertures dans lesquelles une diffusion phosphore à haute concentration est réalisée. En parallèle, une diffusion de phosphore avec un niveau de dopage en surface réduit en face avant permet d'assurer la conduction des porteurs jusqu'à la perforation tout

en limitant la vitesse de recombinaison de surface. Ce concept fut apporté pour la première fois par Gee et al. [69] et d'importants efforts ont été menés essentiellement par l'Université de Constance (Allemagne) et ECN (Pays-Bas) pour adapter la technologie de sérigraphie [70]. Les rendements atteints se situent autour de 16% sur une surface de 155 cm<sup>2</sup> de c-Si(CZ) texturée [71] et 14,2% sur une surface de 100 cm<sup>2</sup> de mc-Si(p) [72]. Les meilleurs rendements ont été obtenus par photolithographie à Sandia avec 18% sur 41 cm<sup>2</sup> [73]. L'industrie Advent Solar présente un système de production rapide et automatisé, qui présente surtout l'avantage de ne pas nécessiter exclusivement du silicium de première qualité (matière première qui reste coûteuse). Cependant, ces modules ne présentent pas encore une résistance au temps satisfaisante. La cellule RISE-EWT de Stiebel Eltron présente elle un rendement record atteignant 21,4%.

### III.5.1.3.1 Les avantages de ce concept

-Les matériaux de moyenne qualité comme le silicium multicristallin peuvent être utilisés sur ce type de structure car comme dans le cas des cellules MWT, les porteurs ne doivent pas

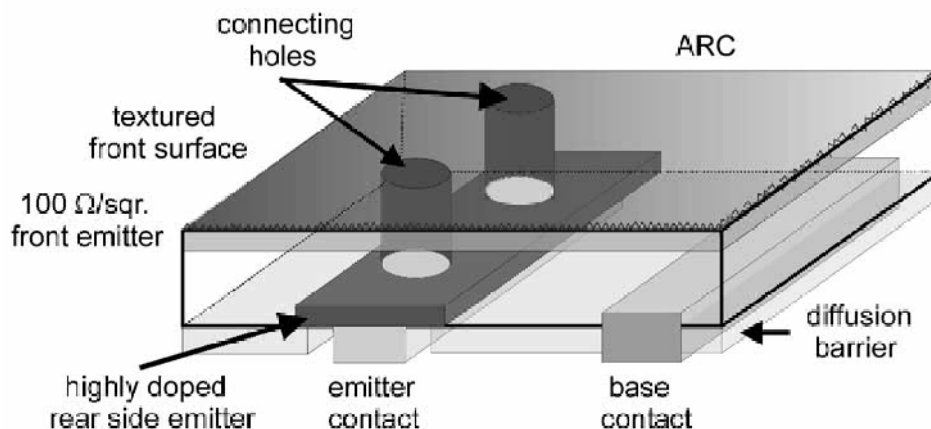


Figure 18. Description de la structure EWT [72]

diffuser jusqu'à la face arrière de la cellule (figure 19),

-Par rapport aux cellules MWT, l'émetteur avant est peu dopé, ce qui permet de réduire la vitesse de recombinaison à l'avant.

### III.5.1.3.2 Les inconvénients de ce concept

-Le procédé technologique reste assez compliqué avec de multiples étapes de diffusion et de masquage nécessitant la formation de barrières de diffusion et de nouvelles techniques de dopage pour réduire le niveau de dopage en surface.

-Les cellules réalisées aujourd'hui souffrent toujours d'un facteur de forme relativement bas (FF=76%).

-Les cellules EWT développées par des techniques industrielles n'atteignent pas pour l'instant des hauts rendements de conversion contrairement aux cellules IBC (Sunpower). Les rendements obtenus restent proches de ceux des cellules MWT dont le procédé de fabrication est plus simple.

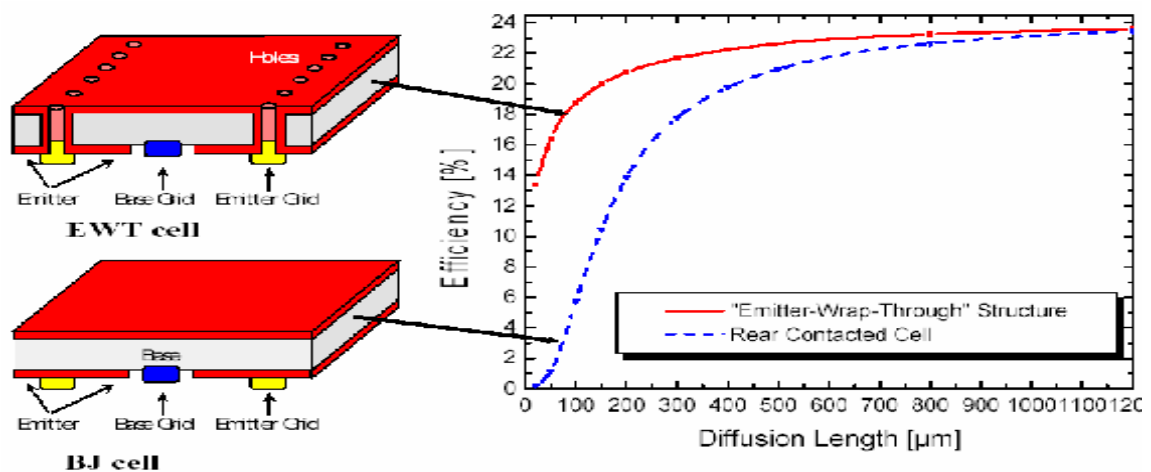


Figure 19. Avantage de la structure EWT par rapport a la structure IBC ou BJ (Back Junction). On remarque que la longueur de diffusion est nettement plus critique pour aller vers les hauts rendements pour la cellule IBC.

### III.5.1.4 Les cellules silicium à hétérojonctions et à contacts arrières interdigités

#### Les cellules IBC Si-HJ

Même si les cellules Si-HJ ont été étudiées depuis presque 23 ans, c'est ces dix dernières années que l'implémentation de l'IBC Si-HJ a reçu un intérêt particulier avec le brevet de l'entreprise EBARA en 2003 [74] et les premiers résultats obtenus en 2007 par l'IEC

La structure IBC Si-HJ résulte de la combinaison de deux technologies décrites plus haut: la technologie silicium à hétérojonctions et la technologie RCC (RCC=Rear Contact Cell en anglais). Cette structure est très prometteuse puisqu'elle va bénéficier des avantages des deux technologies. En plus, elle s'insère dans l'optique de la réduction des coûts de fabrication avec un procédé basse température.

Cette structure pourrait théoriquement atteindre des rendements supérieurs à 25% [75]. En effet, elle profite de tous les avantages d'une cellule IBC homojonction, à savoir l'absence d'ombrage optique en face avant et la réduction des pertes résistives. En les combinant avec une passivation très efficace de l'hétérojonction de silicium (750 mV) [76]) cela en fait une candidate pour atteindre le haut rendement. De plus, d'un point de vue procédé, l'obtention de zones dopées et de la passivation de surface est effectué dans un même dépôt ce qui permet de limiter les étapes de fabrication par rapport à une IBC homojonction [77]. Cette structure doit néanmoins faire face aux problématiques de l'hétérojonction c'est-à-dire le compromis entre l'obtention d'un bon FF et d'une bonne  $V_{CO}$  qui est toujours un frein pour l'augmentation des rendements [78] [79], et aux problématiques des IBC homojonction c'est-à-dire la nécessité de travailler avec des substrats de bonne qualité et une passivation de surface en face avant optimale.

Les résultats marquants sur cette structure sont présentés dans le tableau 1. On peut remarquer les progrès très importants qui ont été faits très récemment avec notamment le résultat de LG [80] et du HZB [81] avec des rendements supérieur à 20%.

Substrat	$J_{sc}$ ( $mA/cm^2$ )	$V_{oc}$ ( $mV$ )	$FF$ (%)	$\eta$ (%)	Surface ( $cm^2$ )	Procédé de localisation	Ref
Type N	<b>37,8</b>	<b>605</b>	<b>64</b>	<b>14,6</b>	1	Photolitho	[82]
Type N	<b>34,2</b>	<b>670</b>	<b>65,2</b>	<b>15,0</b>	1	Photolitho	[83]
Type P	<b>35,3</b>	<b>695</b>	<b>61</b>	<b>15,0</b>	6	Masque métallique	[84]
Type N	<b>35,4</b>	<b>651</b>	<b>69,4</b>	<b>16,0</b>	1	Photolitho	[85]
Type P	<b>39,4</b>	<b>657</b>	<b>65,9</b>	<b>17,1</b>	1	Photolitho	[86]
Type N	<b>39,7</b>	<b>673</b>	<b>75,7</b>	<b>20,2</b>	1	Photolitho	[87]
Type N	<b>38,4</b>	<b>692</b>	<b>76,4</b>	<b>20,7</b>	239	Sérigraphie	[80]
Type N	<b>41,8</b>	<b>723</b>	<b>77,4</b>	<b>23,4</b>	4	Photolitho	[80]

Tableau 1. Résultats marquants des cellules solaires IBC Si-HJ

L'étude de ce type de cellule par simulation permettra de mieux comprendre son fonctionnement et de dégager les paramètres déterminants pour l'obtention de hauts rendements.

### III.6 Simulation de l'hétérojonction silicium amorphe/ silicium cristallin

La modélisation est un outil puissant permettant de reproduire mathématiquement l'évolution des variables électriques externes et des grandeurs physiques internes sous l'effet de différentes contraintes. La modélisation est basée sur les principes physiques régissant le comportement des semi-conducteurs. A partir de cette modélisation il a été créé des simulations numériques utilisées pour l'optimisation des cellules photovoltaïques. Les avantages de la simulation numérique sont :

- un gain de temps en évitant la fabrication de plusieurs prototypes avec des paramètres différents
- des économies dans la mise au point d'un produit: elle est indépendante de la technologie utilisée (on peut faire varier largement un paramètre donné).
- un outil d'investigation scientifique car elle permet d'étudier l'influence de chaque zone séparément lorsqu'on a des paramètres interdépendants (mobilité, durée de vie, dopage...) dans une structure donnée

Dans le chapitre I, nous avons présenté le modèle physique utilisé pour simuler le fonctionnement de dispositifs à base de semi-conducteurs. Nous avons obtenu un système de cinq équations de base, communément appelées équations de Shockley [88], qui permettait de décrire le fonctionnement de dispositifs à base de semi-conducteurs. Aussi, nous avons détaillé le calcul de la concentration des porteurs dans un semi-conducteur. Les équations de base de la physique des semi-conducteurs, le modèle de génération optique et les phénomènes de recombinaison ont été présentés.

Maintenant, le calcul de la densité nette de charges ainsi que la recombinaison et Les conditions aux limites sera détaillé pour les cas particuliers du silicium cristallin et du silicium amorphe.

#### III.6.1 Calcul de la densité nette de charge, la recombinaison et les conditions aux limites

La densité nette de charge volumique a été introduite dans l'équation de Poisson. Elle peut être représentée par [89]:

$$\rho_v = q(p - n + N_{net}) \quad (11)$$

où  $N_{net}$  est la densité effective de charge piégée. Son expression sera donnée dans le cas du silicium cristallin et du silicium amorphe. L'expression de  $\rho_v$  est valable aussi bien à l'équilibre que hors équilibre thermodynamique.

### III.6.1.1. Les états discrets localisés: cas du silicium cristallin

Du fait de l'introduction intentionnelle (dopage) ou non d'impuretés, des états localisés discrets apparaissent dans la bande interdite d'un semi-conducteur cristallin (voir figure 20). Ces états peuvent aussi avoir pour origine des imperfections du matériau (e.g. lacunes, substitutions).

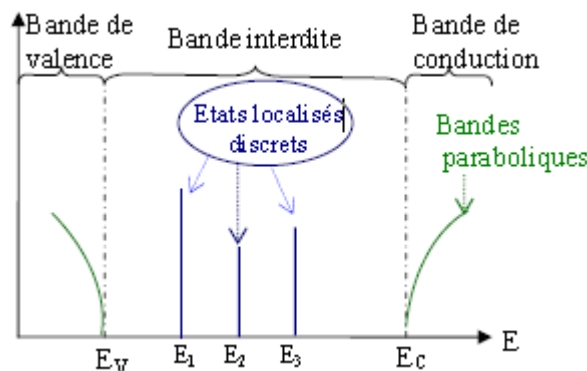


Figure 20 : Les états discrets localisés dans la bande interdite du silicium cristallin

La charge qui apparaît dans ces états discrets localisés est donnée par:

$$qN_{net} = q(N_D^+ - N_A^-) \quad (12)$$

où  $N_D^+$  est la concentration des états discrets localisés de type donneur ionisés et  $N_A^-$  est la concentration des états discrets localisés de type accepteur ionisés.

Dans le cas d'une ionisation complète, les états donneurs et accepteurs sont complètement ionisés : ce qui donne  $N_D^+ = N_D$  et  $N_A^- = N_A$ .

Ainsi, la charge dans les états localisés discrets est:

$$qN_{net} = q(N_D - N_A) \quad (13)$$

où  $N_D$  et  $N_A$  sont les concentrations des impuretés de type donneur et accepteur.

### III.6.1.2 Les états continus localisés: cas du silicium amorphe

Pour les matériaux semi-conducteurs amorphes (désordonnés) tels que le silicium amorphe, il existe des états dans la bande interdite qui forment un continuum [90-91]. Ce continuum d'états constitue un ensemble continu d'états localisés.

Le silicium amorphe est décrit auparavant. Le modèle le plus couramment utilisé pour modéliser la distribution d'états repose sur les travaux de Cohen-Fritsche-Ovshinsky [92] et les modifications incluant les liaisons pendantes proviennent des travaux de Mott et Davis [93]. La distribution d'états dans la bande interdite est ainsi modélisée par deux queues de bande

(tail-bands) et deux gaussiennes (voir figure 21). Les queues de bande sont représentées par une distribution exponentielle décroissante et correspondent à des états créés par la déviation de l'ordre cristallin dans le silicium. Ces queues de bande sont des états en bord de bande (tail states) de type donneur du côté de la bande de valence et accepteur du côté de la bande de conduction. Quant aux états profonds ils correspondent à des liaisons non-satisfaites ou pendantes dans le silicium. Ces états profonds sont de type amphotère c'est-à-dire qu'ils peuvent contenir 0, 1 ou 2 électrons: leur charge peut être +q, 0 et -q respectivement. Ils sont modélisés par deux distributions gaussiennes séparées par une énergie de corrélation  $U$  qui correspond à l'énergie nécessaire pour ajouter un électron à un état occupé uniquement par un seul électron (neutre). Nous avons une gaussienne de type donneur +/0 (sa charge est +q s'il est ionisé ou 0 sinon) et une gaussienne de type accepteur 0/- (sa charge est -q s'il est ionisé ou 0 sinon).

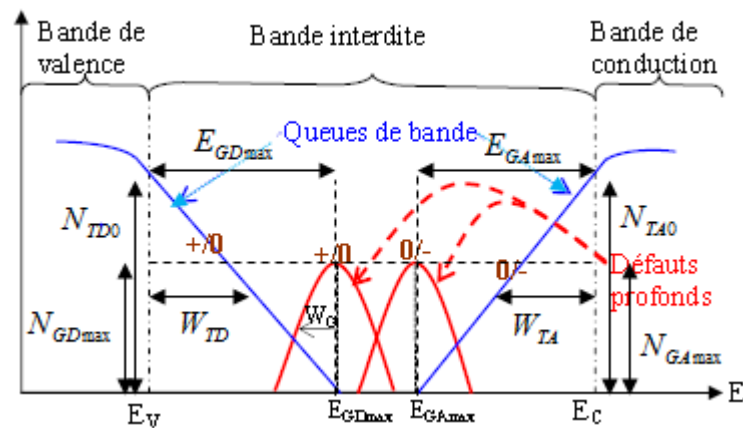


Figure 21 : La distribution typique des états dans la bande interdite du silicium amorphe

La densité totale d'états  $N(E)$  est définie par:

$$N(E) = N_{TD}(E) + N_{GD}(E) + N_{GA}(E) + N_{TA}(E) \quad (14)$$

où  $N_{TD}(E)$  et  $N_{TA}(E)$  sont les densités des états de queue de bande de type donneur et de type accepteur,  $N_{GD}(E)$  et  $N_{GA}(E)$  sont les densités d'états profonds modélisés par les gaussiennes de type donneur et de type accepteur. Les expressions des distributions d'états des queues de bande sont données par:

$$N_{TD}(E) = N_{TD0} \exp\left(\frac{E_V - E}{W_{TD}}\right) \quad (15)$$

$$N_{TA}(E) = N_{TA0} \exp\left(\frac{E - E_C}{W_{TA}}\right) \quad (16)$$

où  $N_{TD0}$  et  $N_{TA0}$  sont les densités d'états d'intersection de queues de bande avec les bandes de valence et de conduction;  $W_{TD}$  et  $W_{TA}$  sont les énergies caractéristiques des queues de bande de valence et de conduction (voir figure 21). Les expressions des gaussiennes d'états profonds sont données par:

$$N_{GA}(E) = N_{GA\max} \exp\left(-\frac{(E_{GA\max} - E)^2}{W_{GA}^2}\right) \quad (17)$$

$$N_{GD}(E) = N_{GD\max} \exp\left(-\frac{(E - E_{GD\max})^2}{W_{GD}^2}\right) \quad (18)$$

où  $N_{GA\max}$  et  $N_{GD\max}$  sont respectivement les densités maximales d'états dans les gaussiennes de type accepteur et de type donneur;  $E_{GA\max}$  et  $E_{GD\max}$  sont les positions en énergie des pics des gaussiennes de type accepteur et de type donneur. Quant aux paramètres  $W_{GA}$  et  $W_{GD}$ , ils sont reliés à l'écart-type  $\sigma$  de la gaussienne par une relation de type  $W_{GD} = \sigma\sqrt{2}$  (voir figure 20). Notons que ces paramètres dépendent du caractère du silicium amorphe, selon qu'il est dopé de type n ou p. De plus, lorsqu'on parlera de quantité de défauts  $N_{GD}(E)$  ou  $N_{GA}(E)$ , on désignera respectivement les quantités intégrées de  $N_{GD}(E)$  ou  $N_{GA}(E)$  sur l'ensemble de la bande interdite  $E_g = E_C - E_V$ .  $N_{GD}(E)$  ou  $N_{GA}(E)$  s'obtiennent à partir des paramètres  $N_{GD\max}$ ,  $W_{GD}$ ,  $N_{GA\max}$  et  $W_{GA}$  par les formules 19 et 20.

$$N_{GD}(E) = N_{GD\max} \cdot W_{GD} \cdot \sqrt{\pi} \quad (19)$$

$$N_{GA}(E) = N_{GA\max} \cdot W_{GA} \cdot \sqrt{\pi} \quad (20)$$

Avec ces expressions pour la distribution d'états dans la bande interdite du silicium amorphe, la densité nette de charge est donnée par:

$$qN_{net} = q(p_T - n_T) \quad (21)$$

où  $p_T$  représente la concentration des trous piégés dans les états localisés continus de type donneur du gap et  $n_T$  représente la concentration des électrons piégés dans les états localisés continus de type accepteur. Leurs expressions sont données par:

$$p_T = p_{TD} + p_{GD} \quad (22)$$

$$n_T = n_{TA} + n_{GA} \quad (23)$$

où  $n_{TA}$ ,  $n_{GA}$ ,  $p_{TD}$  et  $p_{GD}$  sont donnés par:

$$n_{TA} = \int_{E_v}^{E_c} N_{TA}(E) f_{t_{TA}}(E, n, p) dE \quad (24)$$

$$n_{GA} = \int_{E_v}^{E_c} N_{GA}(E) f_{t_{GA}}(E, n, p) dE \quad (25)$$

$$p_{TD} = \int_{E_v}^{E_c} N_{TD}(E) f_{t_{TD}}(E, n, p) dE \quad (26)$$

$$p_{GD} = \int_{E_v}^{E_c} N_{GD}(E) f_{t_{GD}}(E, n, p) dE \quad (27)$$

où  $f_{t_{TA}}(E, n, p)$  et  $f_{t_{TD}}(E, n, p)$  sont respectivement les probabilités d'ionisation pour les densités d'états des queues des bandes de type accepteur et de type donneur,  $f_{t_{GA}}(E, n, p)$  et  $f_{t_{GD}}(E, n, p)$  sont respectivement les probabilités d'ionisation pour les densités d'états gaussiennes de type accepteur et de type donneur.

À l'obscurité, en utilisant la fonction de statistiques de Fermi-Dirac nous pouvons faire les correspondances suivantes:

$$f_{t_{TD}} = 1 - f_{t_{TA}} \quad \text{et} \quad f_{t_{GD}} = 1 - f_{t_{GA}} \quad (28)$$

Ces deux relations n'étant pas nécessairement vérifiées sous éclaircissement.

### III.6.2 La génération optique des paires électron-trou

Les phénomènes de génération-recombinaison sont à la base du fonctionnement des dispositifs à base de semi-conducteurs.

Les termes de génération de paires électron-trou ( $G_n$  et  $G_p$ ) introduits dans les équations de continuité ((I.85) et (I.86), page 38) sont dus à l'éclaircissement par la lumière d'où le titre de ce

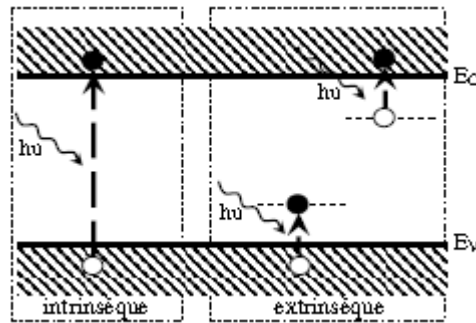


Figure 22. Les processus de photogénération des paires électron-trou pour les semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques.

paragraphe 'génération optique'. Sous l'effet de la lumière, des paires électron-trou peuvent être générées dans un semi-conducteur par des transitions bande à bande (cas des semi-conducteurs intrinsèques) ou par des transitions qui impliquent des états dans le gap (cas des semi-conducteurs extrinsèques), comme nous pouvons voir, représenté dans la figure 22, où  $h\nu$  est l'énergie d'un photon incident ( $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ ).

On admet intuitivement qu'en régime permanent le nombre de photons absorbés, par unité de temps dans une tranche  $dy$  de semi-conducteur au point  $y$ , qui correspond à une diminution du

nombre des photons exprimée par  $-\frac{d(p^*(y)/h\nu)}{dy}$ , est proportionnel à la quantité de photons

dans cette tranche, donc au nombre des photons  $p^*(y)/h\nu$  au point  $y$  :

$$-\frac{d(p^*(y)/h\nu)}{dy} = \alpha \frac{p^*(y)}{h\nu} \quad (29)$$

où  $p^*$  est la puissance de la source lumineuse et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption de la tranche courante du semi-conducteur.

Si nous intégrons l'équation (23) nous trouvons:

$$\frac{p^*(y)}{h\nu} = \frac{p_{t,y=0}^*}{h\nu} \exp(-\alpha y) \quad (30)$$

où  $p_{t,y=0}^*$  est la puissance  $p^*$  qui a été transmise à l'instant  $t$  à la surface du semi-conducteur ( $y = 0$ ).

Si un photon absorbé donne naissance à  $n_0$  paire électron-trou ( $n_0$  étant le rendement quantique interne), alors le taux de génération optique est donné par la relation :

$$G_L(y) = n_0 \alpha \frac{p^*(y)}{h\nu} \exp(-\alpha y) \quad (31)$$

C'est cette loi exponentielle d'absorption qui sera utilisée par le logiciel ATLAS de Silvaco, pour calculer le taux de génération optique.

### III.6.3 La recombinaison Shockley-Read-Hall: Cas du silicium amorphe

Le taux de recombinaison donné pour le silicium cristallin est valable pour un état discret localisé, et  $N_t$  représente la concentration des états à l'énergie  $E_t$ . Dans le cas d'une distribution d'états continus,  $N_t$  correspond à une intégrale sur le gap de la distribution de ces états. Ainsi, la recombinaison SRH dans le cas du silicium amorphe est donnée par:

$$R_{n,p} = \int_{E_v}^{E_c} \left( \frac{\sigma_{n,TA} \sigma_{p,TA} (np - n_i^2) N_{TA}(E)}{\sigma_{n,TA} \left( n + n_i \exp\left(\frac{E - E_i}{k_B T}\right) \right) + \sigma_{p,TA} \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E}{k_B T}\right) \right)} + \frac{\sigma_{n,GA} \sigma_{p,GA} (np - n_i^2) N_{GA}(E)}{\sigma_{n,GA} \left( n + n_i \exp\left(\frac{E - E_i}{k_B T}\right) \right) + \sigma_{p,GA} \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E}{k_B T}\right) \right)} + \frac{\sigma_{n,TD} \sigma_{p,TD} (np - n_i^2) N_{TD}(E)}{\sigma_{n,TD} \left( n + n_i \exp\left(\frac{E - E_i}{k_B T}\right) \right) + \sigma_{p,TD} \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E}{k_B T}\right) \right)} + \frac{\sigma_{n,GD} \sigma_{p,GD} (np - n_i^2) N_{GD}(E)}{\sigma_{n,GD} \left( n + n_i \exp\left(\frac{E - E_i}{k_B T}\right) \right) + \sigma_{p,GD} \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E}{k_B T}\right) \right)} \right) v_{th} dE \quad (32)$$

où les indices:

- «  $n$  » fait référence aux électrons
- «  $p$  » fait référence aux trous
- «  $G$  » fait référence à une distribution gaussienne
- «  $T$  » fait référence à une distribution exponentielle (*queue de bande* : « *tail* » en anglais)
- «  $A$  » fait référence à un état de type accepteur
- «  $D$  » fait référence à un état de type donneur

### III.6.4 Les conditions aux limites

Le problème de la physique aux limites est très important. Il spécifie l'interaction entre un type de matériau (par exemple un métal) et un autre (par exemple le silicium), pour le déplacement des porteurs (les électrons dans notre cas) et il nous donne aussi la condition initiale dans la résolution de notre système d'équations différentielles aux dérivées partielles. En effet, l'état d'un dispositif à base de semi-conducteur n'est déterminé que si les trois variables d'état que sont le potentiel électrostatique  $\psi$  et les quasi niveaux de Fermi ( $E_{Fn}$  et  $E_{Fp}$ ) sont connus. Ce qui revient donc à résoudre le système d'équations différentielles (système des équations de base) et la résolution de ces équations nécessite de connaître les conditions aux limites [88].

#### III.6.4 1 Point de vue mathématique

Du point de vue mathématique, nous avons deux types de conditions aux limites :

-Type Dirichlet (souvent appelée le premier type de conditions aux limites): donne les valeurs d'une solution ( $\psi_s, E_{Fn,s}$  et  $E_{Fp,s}$ ) qui doit être prise au bord de domaine. La question que nous nous posons, pour trouver les solutions d'une équation de ce type, est connue comme un problème dit de type Dirichlet [94-95].

-Type Neumann (appelée aussi d'après Carl Gottfried Neumann, mathématicien allemand 1832-1925) [96]: donne les valeurs de la dérivée d'une solution qui doit être prise au bord de domaine. Cette dernière imposée dans une équation différentielle ordinaire ou dans une équation différentielle partielle, spécifie les valeurs de la dérivée d'une solution qui doit être prise sur le bord du domaine. Il y a plusieurs types des conditions aux limites, mais elles sont principalement des combinaisons linéaires des deux précédents.

Nous utilisons ici les conditions aux limites de type Dirichlet.

#### III.6.4 2 Point de vue physique

Le problème de la physique aux limites est très important. Il se ramène à la détermination des conditions de contact entre un métal et un semi-conducteur. Un métal est caractérisé par son travail de sortie  $q\phi_m$ , qui représente l'énergie nécessaire pour extraire un électron du niveau de Fermi jusqu'au niveau énergétique du vide. Dans un semi-conducteur un tel travail de sortie existe aussi et sera alors noté  $q\phi_s$ . L'énergie nécessaire pour extraire un électron de la bande de conduction jusqu'au niveau du vide s'appelle affinité électronique,  $q\chi$ . L'affinité électronique est la différence d'énergie entre le plus bas niveau de la bande de conduction et le niveau du vide. Lors de l'interaction entre un semi-conducteur et un métal, il se forme une barrière de potentiel donnée par:

$$E_b = q\phi_m - q\chi \quad (33)$$

La structure de bandes au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur. Le système évolue et se stabilise à un régime d'équilibre défini par l'alignement des niveaux de Fermi. Suivant les travaux de sortie ( $q\phi_m$  du métal et  $q\phi_s$  du semi-conducteur) et le type de semi-conducteur, le contact métal/semi-conducteur est soit ohmique, soit redresseur (contact Schottky).

Si  $q\phi_m > q\phi_s$

Le contact métal/semi-conducteur de type n est redresseur

Le contact métal/semi-conducteur de type p est ohmique

Si  $q\phi_m < q\phi_s$

Le contact métal/semi-conducteur de type n est ohmique

Le contact métal/semi-conducteur de type p est redresseur

### III.6.4.2.1 Contact ohmique

Un contact Ohmique [97] est une région d'un semi-conducteur qui a été conçue de telle façon que la caractéristique courant-tension (I-V) du dispositif soit linéaire et symétrique. Si la caractéristique I-V n'est pas linéaire et symétrique, le contact peut être nommé contact de blocage ou contact Schottky [88,98].

Un contact ohmique se caractérise par l'existence d'une zone d'accumulation des porteurs majoritaires au niveau de la zone de charge d'espace du semi-conducteur.

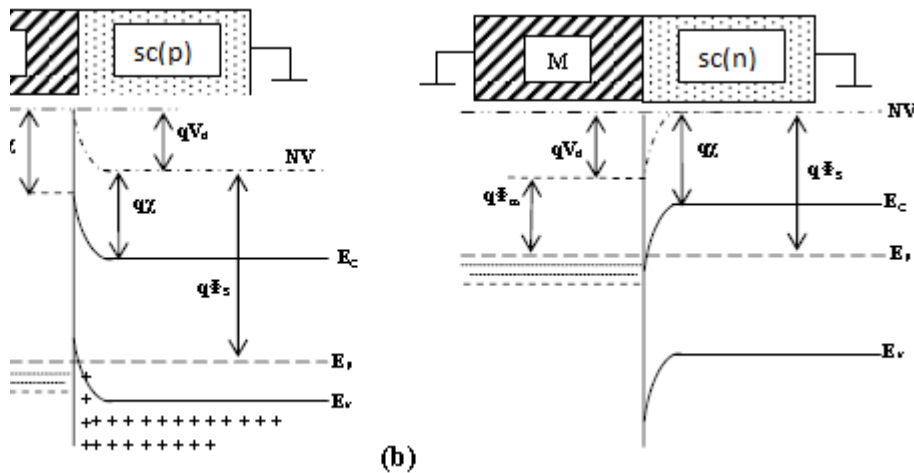


Figure 23 : Diagramme de bandes d'un contact ohmique en équilibre thermodynamique entre (a) un métal et un semi-conducteur de type p avec  $q\phi_m > q\phi_s$  et (b) un métal et un semi-conducteur de type n avec  $q\phi_m < q\phi_s$ . NV est le niveau du vide,  $V_d$  est la tension de diffusion

Pour un semi-conducteur de type n, un contact ohmique est obtenu si  $q\phi_m < q\phi_s$  : cela se traduit par une courbure des bandes vers le bas, comme nous pouvons le voir sur la figure 23(b), qui conduit à une accumulation d'électrons libres (porteurs majoritaires).

Avec cette zone d'accumulation de porteurs majoritaires dans le semi-conducteur à l'interface avec le métal, nous n'avons pas de zone vide de porteurs majoritaires (donc résistante) à l'interface. Ainsi, en appliquant une polarisation sur le métal, on élève ( $V < 0$ ) ou diminue ( $V > 0$ ) le niveau de Fermi du métal. Au niveau de l'interface, l'arrivée ou le départ d'un trou (électron) dans le semi-conducteur est immédiatement remplacé par le départ ou l'arrivée d'un électron (trou) dans le semi-conducteur.

Un contact ohmique est une condition aux limites de type Dirichlet où une solution ( $\psi_s, E_{Fn,s},$  et  $E_{Fp,s}$ ) est fixée. Les quasi-potentiels de Fermi des porteurs sont égaux à la tension

appliquée ( $\phi_n = \phi_p = V_{\text{appliquée}}$ ). Le potentiel de surface  $\psi_s$  est fixé à une valeur respectant la neutralité électrique.

### III.6.4.2.2 Contact Schottky

Un métal mis au dessus d'un semi-conducteur (dope ou pas) forme une barrière surfacique similaire a celle d'une jonction p-n. Les métaux sont différents des semi-conducteurs par le fait que leur bande de conduction est partiellement remplie d'électrons, donc la bande de valence recouvre partiellement la bande de conduction. Ainsi le niveau de Fermi est localise dans la bande de conduction.

Par opposition au contact ohmique, un contact Schottky est caractérisé par l'existence d'une zone de déplétion des porteurs majoritaires (zone d'accumulation des porteurs minoritaires) dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur.

Pour un semi-conducteur de type p, un contact Schottky est obtenu si  $q\phi_m < q\phi_s$  : cela se traduit par une courbure des bandes vers le bas d'où l'existence d'une zone de déplétion des porteurs majoritaires comme nous pouvons le voir sur le diagramme des bandes (figure 24(a)).

Pour un semi-conducteur de type n, un contact Schottky est obtenu si  $q\phi_m > q\phi_s$  : cela se traduit par une courbure des bandes vers le haut d'où l'existence d'une zone de déplétion des porteurs majoritaires comme nous pouvons le voir sur le diagramme des bandes (Figure 24 (b)).

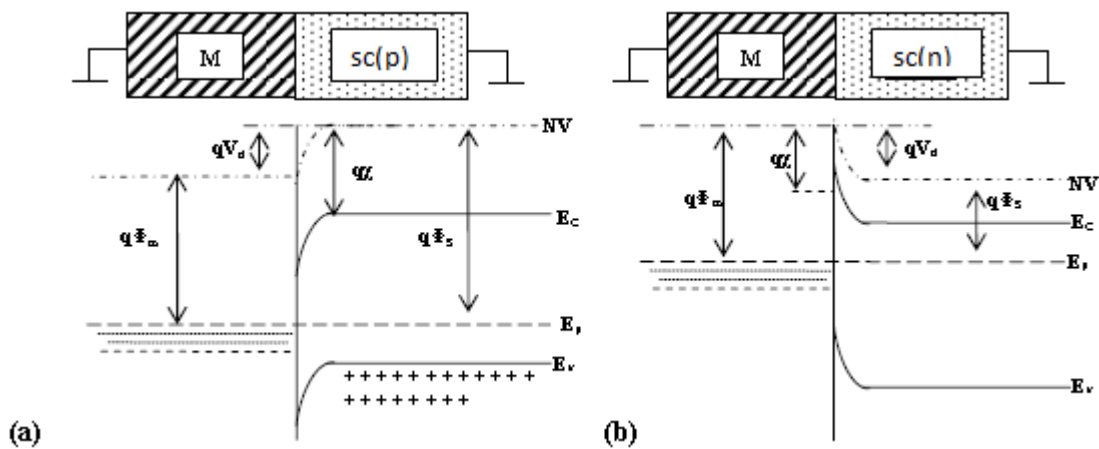


Figure 24: Diagramme de bandes d'un contact Schottky en équilibre thermodynamique entre (a) un métal et un semi-conducteur de type p avec  $q\phi_m < q\phi_s$  et (b) un métal et un semi-conducteur de type n avec  $q\phi_m > q\phi_s$ . NV est le niveau du vide,  $V_d$  est la tension de diffusion.

Prenons le cas métal/semi-conducteur(p) tel que  $q\phi_m < q\phi_s$  et appliquons une polarisation:

- Si  $V > 0$ , la barrière de potentiel que doivent franchir les trous est réduite et le courant circule librement: la jonction est polarisée dans le sens passant.
- Si  $V < 0$ , la barrière de potentiel augmente et le courant ne circule pas: la jonction est polarisée en inverse.

La structure métal/semi-conducteur(p) avec  $q\phi_m < q\phi_s$  est un contact redresseur. L'étude complète a été réalisée par Schottky d'où le nom de diode Schottky ou contact Schottky.

Le même raisonnement s'applique aussi au cas métal/semi-conducteur (n) avec  $q\phi_m > q\phi_s$ . Lorsqu'on est en présence d'un contact Schottky, le potentiel de surface est donné par l'expression suivante:

$$\psi_s = \chi + \frac{E_g}{2q} + \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_C N_V}{n_i^2}\right) - \phi_m + V_{\text{appliquée}} \quad (34)$$

où  $V_{\text{appliquée}}$  étant la tension appliquée sur le métal.

### III.6.4.3 La densité de courant à l'interface

Pour tenir en compte de la recombinaison de surface, nous introduisons les vitesses de recombinaison de surface des électrons  $S_n$  et des trous  $S_p$ . Les quasi-potentiels de Fermi des porteurs ne sont plus égaux à la tension appliquée ( $\phi_n = \phi_p \neq V_{\text{appliquée}}$ ). Les densités de courant des électrons  $J_{S_n}$  et des trous  $J_{S_p}$  à l'interface sont données par:

$$J_{S_n} = qS_n(n_s - n_{eq})\exp\left(\frac{\Delta\phi_b}{k_B T}\right) \quad (35)$$

$$J_{S_p} = qS_p(p_s - p_{eq})\exp\left(\frac{\Delta\phi_b}{k_B T}\right) \quad (36)$$

où  $n_s$  et  $p_s$  sont les concentrations des électrons et des trous en surface,  $n_{eq}$  et  $p_{eq}$  sont les concentrations des électrons et des trous à l'équilibre avec  $\phi_n = \phi_p \neq V_{\text{appliquée}}$

## III.7 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté les propriétés des matériaux: silicium cristallin et silicium amorphe (c-Si et a-Si:H), les méthodes d'élaboration des couches minces de silicium amorphe et les types de cellules photovoltaïques à couches minces, telles que les cellules photovoltaïques à hétérojonctions c-Si/a-Si:H en décrivant les composants de ce type de cellules. Puis, on a présenté la technologie silicium à hétérojonctions et la technologie à contacts arrière (RCC). Ce chapitre se conclut par une brève présentation de la structure combinant ces deux technologies qui est IBC-SiHJ et qui suscite un intérêt grandissant de la communauté photovoltaïque.

**Bibliographie du chapitre III**

- [1] G. P. Willeke, " The crystalline silicon solar cell - history, achievements and perspectives ", in 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proceedings, 2004.
- [2] M. A. Green, "Crystalline silicon solar cells". 2001.
- [3] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta et E. D. Dunlop, " Solar cell efficiency tables (version 38) ", Progress in Photovoltaic : Research and Applications, vol. 19, p. 565-572, 2011.
- [4] Trends in photovoltaic applications 1992-2008, Technical report, IEA Photovoltaic Power Systems Programme, September 2009.
- [5] M. G. Voronkov, "Silicon era.," Russian Journal of Applied Chemistry, vol. 80, no. 12, pp. 2190–2196, 2007.
- [6] R.A. Street, "Hydrogenated amorphous silicon", Cambridge University Press, 1991, chap 1.
- [7] W. Favre, "Silicium de type n pour cellules à hétérojonctions : caractérisations et modélisations". Thèse doctorat, Université Paris-sud France, 2011.
- [8] R. A. Street : "Hydrogenated Amorphous Silicon". Cambridge University Press, septembre 2005. ISBN 9780521019347. (Cité pages 11, 13, 14, 16, 23, 30, 41 et 42.)
- [9] R. C. Chittick, J. H. Alexander et H. F. Sterling : "The preparation and properties of amorphous silicon". Journal of The Electrochemical Society, 116(1):77–81, janvier 1969. ISSN 0013-4651, 1945-7111.  
URL <http://jes.ecsdl.org/content/116/1/77>. (Cité page 11.)
- [10] W.E. Spear et P.G. Le Comber : "Substitutional doping of amorphous silicon". Solid State Communications, 17(9):1193–1196, novembre 1975. ISSN 0038-1098.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109875902847>. (Cité pages 11 et 15.)
- [11] D. E. Carlson et C. R. Wronski : "Amorphous silicon solar cell". Applied Physics Letters, 28(11):671–673, juin 1976. ISSN 00036951.  
URL [http://apl.aip.org/resource/1/applab/v28/i11/p671\\_s1](http://apl.aip.org/resource/1/applab/v28/i11/p671_s1). (Cité page 11.)
- [12] Makoto Tanaka, Mikio Taguchi, Takao Matsuyama, Toru Sawada, Shinya Tsuda, Shoichi Nakano, Hiroshi Hanafusa et Yukinori Kuwano : "Development of new a-si/c-si heterojunction solar cells" : ACJ-HIT (artificially constructed junction heterojunction with intrinsic thin-layer). Japanese Journal of Applied Physics, 31(Part 1, No. 11):3518–3522, 1992.  
URL <http://jjap.jsap.jp/link?JJAP/31/3518/>. (Cité page 11.)
- [13] A. H. Mahan, L. M. Gedvilas et J. D. Webb : "Si-H bonding in low hydrogen content amorphous silicon films as probed by infrared spectroscopy and x-ray diffraction". Journal of Applied Physics, 87(4):1650–1658, février 2000. ISSN 00218979.  
URL [http://jap.aip.org/resource/1/japiau/v87/i4/p1650\\_s1](http://jap.aip.org/resource/1/japiau/v87/i4/p1650_s1). (Cité page 12.)
- [14] A. V. Shah, H. Schade, M. Vanecek, J. Meier, E. Vallat-Sauvain, N. Wyrsh, U. Kroll, C. Droz et J. Bailat : "Thin-film silicon solar cell technology". Progress in Photovoltaics : Research and Applications, 12(2-3):113-142, 2004. ISSN 1099-159X.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pip.533/abstract>.

- [15] S. Martín de Nicolás, D. Muñoz, A.S. Ozanne, N. Nguyen et P.J. Ribeyron : "Optimisation of doped amorphous silicon layers applied to heterojunction solar cells". Energy Procedia, 8:226–231, 2011. ISSN 1876-6102.  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1876610211016377>. (Cité pages 12,16 et 42.)
- [16] M. H. Cohen and D. Turnbull. "Metastability of amorphous structures". Nature, 203(4948) :964–964, 08 1964.  
URL <http://dx.doi.org/10.1038/203964a0>.
- [17] G. S. Cargill. "Dense random packing of hard spheres as a structural model for noncrystalline metallic solids". J. Appl. Phys., 41(5) :2248–2250, 1970.  
doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1659198>.  
URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/41/5/10.1063/1.165919>.
- [18] P. J. Flory. "The atomic arrangement in glass. Science", 188(4195) :1268–1276, 1975.  
doi : [10.1126/science.188.4195.1268](https://doi.org/10.1126/science.188.4195.1268).  
URL <http://www.sciencemag.org/content/188/4195/1268.short>
- [19] W. H. Zachariasen. "The atomic arrangement in glass". Journal of the American Chemical Society, 54(10) :3841–3851, 1932.  
doi : [10.1021/ja01349a006](https://doi.org/10.1021/ja01349a006).  
URL <http://dx.doi.org/10.1021/ja01349a006>.
- [20] R. Zallen. "The physics of amorphous solids". John Wiley & Sons, 2008.
- [21] W. E. Spear and P. G. Lecomber, "Substitutional doping in amorphous silicon.," Solid state communication, vol. 17, pp. 1193–1196, 1975.
- [22] R. A. Street, "Hydrogenated Amorphous Silicon", Cambridge University Press, Cambridge, p.372, 1991.
- [23] R. A. Street, "Technology and Applications of Amorphous Silicon". Springer, 2000
- [24] E. A. Davis et N. F. Mott, Philosophical Magazine B, vol. 22, p. 903, 1970.
- [25] K. Winer, Phys. Rev. 41, 12150 (1990).
- [26] M.J. Powell and S.C. Deane, Phys. Rev. B 53, 10121 (1996).
- [27] M. Powell et S. Deane, " Improved defect-pool model for charged defects in amorphous silicon ", Physical review B, vol. 48, p. 10815–10827, 1993.
- [28] K. Fukutani, M. Kanbe, W. Futako, B. Kaplan, T. Kamiya, C. Fortmann et I. Shimizu, " Band gap tuning of a-Si :H from 1.55 eV to 2.10 eV by intentionally promoting structural relaxation ", Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 227-230, p. 63–67, 1998.
- [29] Y. Varshni, " Temperature dependence of the energy gap in semiconductors ", Physica, vol. 34, p. 149–154, 1967.
- [30] E. C. Freeman et W. Paul, " Optical constants of rf sputtered hydrogenated amorphous Si ", Physical Review B, vol. 20, p. 716–728, 1979.
- [31] M.F. Thorpe and D. Weaire, Phys. Rev. 26, 1581 (1971).
- [32] J. Tauc, "Optical properties of solids". F. Abelès, 1970
- [33] W. E. Spear and P. G. Le Comber, Solid State Commun. 17, 1193 (1975).
- [34] D. E. Carlson and C. R. Wronski, Appl. Phys. Lett. 29, 602 (1976).
- [35] R.A. Street, "Hydrogenated amorphous silicon" Cambridge University Press, (1991).

- [36] R. L. Anderson, " Experiments on Ge-GaAs heterojunctions ", Solid-State Electronics, vol. 5, p. 341–351, 1962.
- [37] Henry Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Masson, 2<sup>ème</sup> édition, 1990.
- [38] K. v. Maydell, M. Schmidt, L. Korte, A. Laades, E. Conrad, R. Stangl, M. Scherff et W. Fuhs, " Basic electronic properties and optimization of TCO/a-Si :H(n)/c-Si(p) hetero solar cells ", in Photovoltaic Specialists Conference, p. 1225–1228, 2005.
- [39] D. Macdonald, "Recombination and Trapping in Multicrystalline Silicon Solar Cells". Thèse doctorat, Australian National University, 2001.
- [40] G. Schumm, C.-D. Abel et G. Bauer, " Photoconductivity and  $\mu \times \tau$  products in a-Si :H - compatibility with various defect models ", Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 137 & 138, p. 351–354, 1991.
- [41] N. Wyrsh et A. Shah, " Drift mobility and Staebler-Wronski effect in hydrogenated amorphous silicon ", Solid State Communications, vol. 80, p. 807–809, 1991.
- [42] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta et E. D. Dunlop, " Solar cell efficiency tables (version 38) ", Progress in Photovoltaic : Research and Applications, vol. 19, p. 565–572, 2011.
- [43] T. F. Schulze, L. Korte, E. Conrad, M. Schmidt et B. Rech, " Electrical transport mechanisms in a-Si :H /c-Si heterojunction solar cells ", Journal of Applied Physics, vol. 107, p. 023711, 2010.
- [44] R.L. Anderson, IBM J.Res.Dev.4, 283, 1960.
- [45] T. Sawada, N. Terada, S. Tsuge, T. Baba, T. Takahama, K. Wakisaka, S. Tsuda, S. Nakano: "High-efficiency a-Si :H/c-Si heterojunction solar cell". Proceedings of the 1<sup>st</sup> WCPEC, Hawaii, Dec 1994.
- [46] M. Tagushi, A. Terakawa, E. Maruyama, M. Tanaka : "Obtaining a higher  $V_{OC}$  in HIT Cells", Progress in photovoltaics, Res.Appl.2005; 13: 481-488.
- [47].Keiichiro Masuko, Masato Shigematsu, Taiki Hashiguchi, Daisuke Fujishima, Motohide Kai, Naoki Yoshimura, Tsutomu Yamaguchi, Yoshinari Ichihashi, Takahiro Mishima, Naoteru Matsubara, Tsutomu Yamanishi, Tsuyoshi Takahama, Mikio Taguchi, Eiji Maruyama, and Shingo Okamoto, "Achievement of More Than 25% Conversion Efficiency With Crystalline Silicon Heterojunction Solar Cell", IEEE Journal Of Photovoltaics, Vol. 4, No. 6, November 2014.
- [48] Martin A. Green, Keith Emery, Yoshihiro Hishikawa, Wilhelm Warta et Ewan D. Dunlop : "Solar cell efficiency tables (version 41)". Progress in Photovoltaics : Research and Applications, 21(1):1–11, 2013. ISSN 1099-159X.  
URL: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pip.2352/abstract>. (Cité page 6.)
- [49] Jianhua Zhao, Aihua Wang et Martin A. Green : "24.5% efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24.7% efficiency PERL cells on FZ substrates". Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 7(6):471–474, novembre 1999.
- [50] Wilfried GJHM van Sark, Lars Korte et Francesco Roca : "Physics and technology of amorphous-crystalline heterostructure silicon solar cells". Springer, 2011. (Cité pages 6 et 171.)
- [51] M. Tagushi, K. Kawamoto, S. Tsuge, T. Baba, H. Sakata, M. Morizane, K. Uchihashi, O. Oota: "HIT Cells-high-efficiency Crystalline Si cells with novel structure". Progress in photovoltaics, Res.Appl.2000; 8: 503-513.

- [52] H. Sakata, T. Nakai, T. Baba, M. Tagushi, S. Tsuge, K.Uchihashi, S.Kiyama, "20.7% highest efficiency large area (100.5%) HIT<sup>TM</sup> cell", Proceedings of the 28<sup>th</sup> IEEE PV Specialist Conference, p.7, Anchorage, Alaska, 2000.
- [53] M. D.Lammert and R. J. Schwartz, IEEE Trans. Elec. Dev. 24, 337 (1977).
- [54]. D. Diouf : "Cellules photovoltaïques silicium à hétérojonctions et à structure interdigitée en face arrière". Thèse doctorat, Université Paris-Sud, 2010.
- [55]O. Nichiporuk, "Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïques à contactsarrière interdigités", thèse INSA Lyon, 2005.
- [56] M.D. Lammert, R.J. Schwartz: "The interdigitated back contact solar cell: a silicon solar cell for use in concentrated sunlight", IEEE Trans.Electron Devices 24 (1977) 337-342.
- [57] R.A. Sinton, R.M. Swanson: "Design criteria for Si point-contact concentrator solar cells", IEEE Trans.Electron Devices 34 (1987) 2116-2123.
- [58] R.R. King, R.A. Sinton, R.M.Swanson: "One-Sun Single crystalline silicon solar cell" research, Report N°.Sand91-7003 (1991).
- [59] R.A. Sinton, R.M. Swanson: "Simplified backside-contact solar cells", IEEE Trans.Electron Devices 37 (1990) 348-352.
- [60] K. Matsukama, H. Yagi, Y. Kida, T. Takahashi, K. Nishinoiri, T. Warabisako, T. Uematsu, K. Morita : "Exact analytical simulation for large area simplified backside-contact silicon solar cells", Proceedings of the 5th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, Kyoto, Japan (1990) 505-508.
- [61] R.A. Sinton, P.J. Verlinden, R.A. Crane, R.M. Swanson, C. Tilford, J. Perkins, K. Garrison: "Large-area 21% efficient Si solar cells", Proceedings of the 23rd IEEE PV Specialist Conference, p.157, Louisville, USA, 1993.
- [62] P.J. Verlinden, R.M. Swanson, R.A. Crane: "7000 high efficiency cells for a dream", Prog.Photovolt.2 (1994) 143-152.
- [63] R.A. Sinton, P.J. Verlinden, R.M. Swanson, R.A. Crane, K. Wickham, J. Perkins: "Improvements in Si-backside contact solar cells for high-value one sun applications", Proceedings of the 13th European PV Solar Energy Conference, p1586, Nice, France, 1995.
- [64] P.J. Verlinden, R.A. Sinton, K. Wickham, R.A. Crane, R.M. Swanson: "Backside-contact silicon solar cells with improved efficiency for the 96 world solar challenge", Proceedings of the 14th European PV Solar Energy Conference, p.96, Barcelona, Spain, June 1997.
- [65] <http://us.sunpower.com/avsp/>[archive]
- [66] <http://inhabitat.com/massive-579mw-solar-star-power-plant-goes-online-in-california/> [archive]
- [67] Michel Cabirol, " " Le solaire en France est deux fois plus cher qu'en Allemagne ", Patrick Boisseau, Total ", *La Tribune*, 6 février 2015 (lire en ligne [archive]).
- [68] J. Szlufcik, Presentation EuroPV, Kranska-Gora, Slovenie, October 2004.
- [69] J.M. Gee et al, Proceedings of the 23rd IEEE PV specialist conference, p265, 1993.
- [70] A. Schoenecker et al, 2nd WCPEC, pp.1677-1680.
- [71] H. Knauss, P. Fath, W. Jooss, M.MCCann, E. Rüländ, S. Steckemetz: "Large area metallization wrap through cells with thick film metallization", Proceedings of the 20<sup>th</sup> European PV Solar Energy Conference, Barcelona, June 2005.

- [72] W. Neu, A. Kress, W. Jooss, P. Fath, E. Bucher: "Low-cost multicrystalline back-contact silicon solar cells with screen-printing metallization", *Solar Energy Materials & Solar Cells* 74 (2002) 139-146.
- [73] D. Smith et al, *IEEE Trans.Elec.Dev.* ED-46, No.10, 1999, p.1993-1999.
- [74]. T Mishima. N Ishikaw. "Photovoltaic element and method of manufacturing the same", Demande de brevet WO03083955A1, 2003 (Institute for Energy Conversion) du Delaware
- [75] Lu M. et al. "Optimization of interdigitated back contact silicon heterojunction solar cells by two-dimensional numerical simulation", *Proceedings of the 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Philadelphia, USA*, pages 1475-1480, 2009
- [76] Panasonic Corp. Panasonic "HIT® Solar Cell Achieves World's Highest Conversion Efficiency of 24.7% at Research Level". Disponible sur <http://panasonic.co.jp/corp/news/official.data/data.dir/2013/02/en130212-7/en130212-7.pdf>. Rapport publié en 2013
- [77] M L . et al. "a-Si/c-Si heterojunction for interdigitated back contact solar cell". *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, Italie*, pages 924-927, 2007
- [78] M Lu. et al. "Optimization of interdigitated back contact silicon heterojunction solar cells: Tailoring hetero-interface band structures while maintaining surface passivation". *Progress in Photovoltaics. Research and Applications, Volume 19*, pages 326-338, 2011
- [79] T Desrues. et al. "Development of Interdigitated Back Contact Silicon Heterojunction (IBC Si-HJ) Solar Cells". *Energy Procedia, Volume 8*, pages 294-300, 2011
- [80] J.H Choi. et al. "Development of Heterojunction Back Contact Solar Cell for 25% Cell Efficiency". *Presentation au Workshop NPV, Amsterdam*, 2012
- [81] N Mingirulli. et al. "Efficient interdigitated back-contacted silicon heterojunction solar cells". *Physica status solidi (RRL) -Rapid Research Letters, Volume 5, numéro 4*, pages 159–161, 2011
- [82] B O’Sullivan. et al. "Interdigitated rear contact solar cells with amorphous silicon heterojunction emitter". *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference* , article numéro 5614231 , pages 3549-3552, 2010
- [83] B Shu. et al. "Characterization and modeling of low temperature surface passivation for interdigitated back contact silicon hetero-junction solar cell". *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, article numéro 6317796 , pages 1105-1109, 2012
- [84] M Tucci. et al. "Back enhanced heterostructure with INterDigitated contact - Behind - solar cell". *Proceedings of Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, article no. 4802136 , pages 242-245, 2008
- [85] R Zahidur. et al. "Excellent Low-Temperature Passivation Scheme with Reduced Optical Absorption for Back Amorphous-Crystalline Silicon Heterojunction (BACH) Photovoltaic Device". *Proceedings of the 38th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, Austin, USA*, 2012
- [86] J Haschke. et al. "Progress in Point Contacted Rear Silicon Heterojunction Solar Cells". *Energy Procedia* ,Volume 27, page 116-121, 2012
- [87] N Mingirulli. et al. "Efficient interdigitated back-contacted silicon heterojunction solar cells". *Physica status solidi (RRL) -Rapid Research Letters, Volume 5, numéro 4*, pages 159–161, 2011
- [88] S. M. Sze, "Physics of Semiconductors Devices", John Willey New York, 1981.

- [89] Nandita Palit, "Amorphous silicon based solar cells: experimental characterisation and computer modelling", thesis, Energy Research Unit, Indian Association for the Cultivation of Science, Jadavpur, Calcutta 700 032, India, June 2000.
- [90] R.A. Street, "Hydrogenated amorphous silicon". Cambridge University Press, 1991.
- [91] S. Selberherr, "Analysis and Simulation of Semiconductor Devices", Wien, New York: Springer-Verlag, 1984.
- [92] M. H. Cohen, H. Fritzsche, and S. R. Ovshinsky, Phys. Rev. Lett. 22, 1065 (1969).
- [93] N. F. Mott and E. A. Davis, Phys. Rev. Lett. 29, 1555 (1972).
- [94] A.S. Bonnet-Bendhia, M. Lenoir, "Outils élémentaires d'analyse pour les équations aux dérivées partielles", Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, cours MA 102 édition 2002
- [95] A.S. Bonnet-Bendhia, E. Luneville, C. Hazard, "Résolution numérique des équations aux dérivées partielles", Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, cours MA 201 édition 2002-2003
- [96] H. William. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolseky, William T. Vetterling, "Numerical Recipes in C++. The art of Scientific Computing", Cambridge University Press, 2002
- [97] T. C. Shen, G. B. Gao, H. Morkoc, "Recent developments in Ohmic contacts for III-V semiconductors", Journal of Vac. Sci. Technol. B 10 (5) (1992) 2113-2132
- [98] R.S. Muller, T.I. Kamins, "Device Electronics for Integrated Circuits", voir chapitre 3, Wiley & Sons, 1986

**Chapitre IV:**  
**Logiciel Silvaco et simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si**

### IV-1-Introduction:

Dans ce chapitre, la stratégie et la méthodologie, pour la modélisation des cellules solaires en utilisant Silvaco, sont discutées. Nous présenterons le logiciel de simulation Tcad-Silvaco et comment l'utiliser pour développer des programmes de simulation.

Les micro-ordinateurs sont actuellement des plateformes privilégiées pour les applications de simulation, ils offrent en effet une très grande variété d'outils logiciels pour le développement des programmes de simulation et de traitement de données.

### IV-2-Simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si

La simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si exige de disposer d'un logiciel permettant de modéliser correctement la densité d'états dans la bande interdite du silicium amorphe. Les logiciels souvent utilisés dans le domaine photovoltaïque tels que PC1D [1], ISE-Tcad [2] offrent la possibilité de simuler fidèlement les propriétés du silicium cristallin. Mais concernant le silicium amorphe, il est nécessaire de prendre en compte la distribution particulière des états dans la bande interdite. Cette distribution particulière d'états traduit le désordre et les liaisons (Si-Si) brisées dans le silicium amorphe.

Ainsi, plusieurs laboratoires ont développé leur propre logiciel :

- AMPS-1D « Analysis of Microelectronic and Photonic Structures » créé à Pennsylvania State University (USA) par le professeur Stephen Fonash [3] et certains de ses étudiants : John Arch, Joe Cuiffi, Jingya Hou..., etc.
- D-AMPS qui est une version développée durant les années 1993-1998 [4] et plus détaillée de AMPS-1D prend en compte la réflectivité et la texturation des surfaces et intègre le modèle de réservoir de défauts (Defect Pool) qui décrit les états profonds amphotères (c'est-à-dire qu'ils peuvent contenir 0, 1 ou 2 électrons: leur charge peut être +q, 0 et -q) du a-Si:H [5].
- ASPIN développé à l'université de Ljubljana (Slovénie) [6].
- ASDMP « Amorphous Silicon Device Modelling Program » développé par le professeur Parsathi Chatterjee de l'Indian Association for Cultivation of Science (Kolkata, Inde) [7].
- ASA « Amorphous Semiconductor Analysis » développé à l'université technologique de Delft (Pays Bas) [8].
- Atlas de Silvaco International (USA) [9].
- AFORS-HET « Automat for Simulation of Heterojunction » développé au Hahn Meitner Institute (Allemagne) [10].
- DeOST « Density Of State » développé par C. Longeaud au L.G.E.P [11].
- Sentaurus device de la société Synopsys (USA) [12].

Dans ce travail, le logiciel utilisé est Atlas. Une présentation détaillée de Atlas sera donnée ci-après. Enfin, les paramètres utilisés pour modéliser le silicium amorphe et le silicium cristallin seront également exposés.

### IV-3- Modélisation bidimensionnelle de Silvaco,

Silvaco (Silicon Valley Corporation) est une société Américaine, ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les

technologies de l'électronique Tcad (Technologie Computer Aided Design). Ces outils sont employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs.

Historiquement la compagnie a été fondée en 1984 par Dr. Ivan Pesic pour répondre aux besoins des designers de circuits intégrés (IC, integrated circuits) analogiques pour des modèles SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) de plus en plus précis et linéaires.

Le produit initial a été le système d'extraction des paramètres UTMOST (Universal Transistor MOdeling SofTware) qui est devenu un standard industriel pour l'extraction des paramètres, la caractérisation des dispositifs et la modélisation. L'entrée de Silvaco dans la technologie Tcad a eu lieu en 1989, et elle a été basée sur une recherche du Département des Dispositifs Physiques de l'Université de Stanford, ainsi apparaissent dans Silvaco, « Athena » comme simulateur des processus et « Atlas », comme simulateur des dispositifs (2D et 3D).

En 1992 et à l'aide d'un projet de recherche à l'Université Berkeley en California, Silvaco a conçu son propre logiciel de simulation comportementale Spice. Ainsi « SmartSpice » devient partie de la chaîne Tcad de Silvaco, il permet des simulations des circuits électroniques avec les modèles physiques des composants créés à l'aide d'Atlas tout en utilisant une logique Spice. « SmartSpice », écrit en C++, permet facilement l'introduction des modèles nouveaux de simulation et une amélioration des algorithmes numériques pour une meilleure convergence. En 1997, Silvaco introduit IC CAD (Integrated Circuit Computer Aided Design) analogue, un outil de capture schématique (schematic capture), disposition sur circuits imprimés (layout), de vérification physique. L'ensemble de ces outils avec le simulateur des circuits « SmartSpice » fournit une structure complète, à faible coût et d'une très grande productivité pour la conception des circuits intégrés analogiques. Enfin, en 2004, Silvaco propose un outil d'extraction de signaux parasites qui permet la conversion directe des données des masques et des informations intéressantes aux processus des schémas électriques (netlists).

Sur cet ensemble complet de simulation Tcad, on a utilisé la partie dénommée « Atlas » pour créer le modèle bidimensionnel de la cellule solaire. On remarque que Silvaco n'a pas été conçu uniquement pour répondre à un seul composant semi-conducteur. En incluant des modèles plus généraux de la physique des semi-conducteurs, il permet des simulations plus étendues en balayant toute une gamme de composants électroniques. L'entreprise fournit des capacités de modélisation et de simulation pour de simples circuits de type Spice tout le long du parcours de fabrication VLSI détaillé [13].

Des environnements conviviaux et un grand nombre d'options de modélisation différentes sont utilisés pour faciliter la conception. Les outils prévoient la création de modèles complexes et d'images structurales 3D.

Les phénomènes modélisés vont de la conductivité électrique simple à des procédés tels que l'analyse thermique, le rayonnement et les effets du laser. Une grande variété des processus détaillés de la croissance des couches et les propriétés des matériaux (les mobilités, les paramètres de recombinaison, les coefficients d'ionisation, les paramètres optiques) donnent un plus à la précision de la simulation.

### IV-3.1- Présentation du paquet des programmes Silvaco

Sous Silvaco, l'ensemble, des outils de simulation et des outils interactifs permettant la conception et l'analyse de la plupart des dispositifs semi-conducteurs, s'appelle VWF (Virtual Wafer Fab) [14]. Les composants de base de VWF sont :

#### IV-3.1.1- Les outils de simulation (VWF core tools).

Ces outils simulent soit leurs processus de fabrication ou soit leurs comportements électriques. Les outils de simulation sont SSuprem3, SSuprem4, Athena et Atlas :

- SSuprem3 : simulateur de procédé 1D avec prolongements simples de simulations des dispositifs,
- Athena : simulateur 2D de procédés technologiques qui permet de simuler les différentes étapes effectuées en salles blanches et ainsi d'obtenir la structure du dispositif (couches constitutives, dimensions, géométrie) avec les profils de dopage,
- Atlas : simulateur 2D ou 3D de dispositifs semi-conducteurs qui permet d'obtenir leurs caractéristiques électriques (statiques ou dynamiques).

#### IV-3.1.2- Les outils interactifs (VWF interactive tools).

Ces outils sont désignés pour être utilisés en mode interactif dans la construction d'un seul fichier d'entrée. En étant basé sur une interface utilisateur qui est graphique (Graphical User Interface, GUI), le travail de construction du fichier d'entrée devient plus efficient. Les outils interactifs peuvent être utilisés soit en relation avec un ensemble de fichiers, ou comme des composants intégrés dans l'environnant « VWF automation tools ».

Les outils interactifs sont :

- TonyPlot : outil de visualisation et d'analyse graphique 1D, 2D et 3d des résultats de simulations (figure 1),

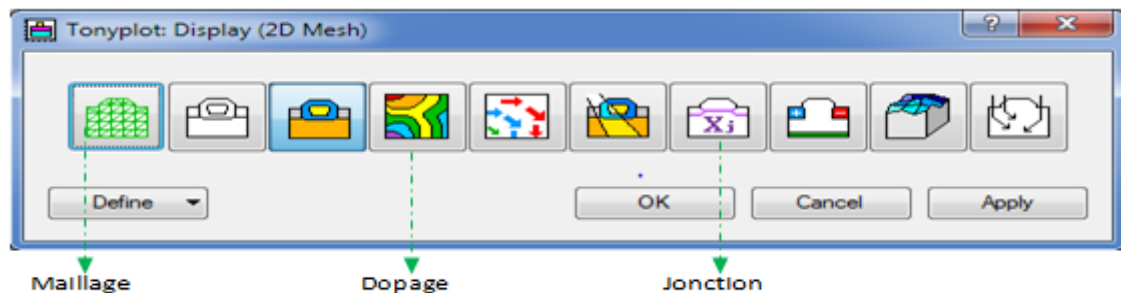


Figure 1. Environnement Tonyplot (mesh 2D)

- MaskViews : outil de dessin des masques (*layouts*) (figure 2),

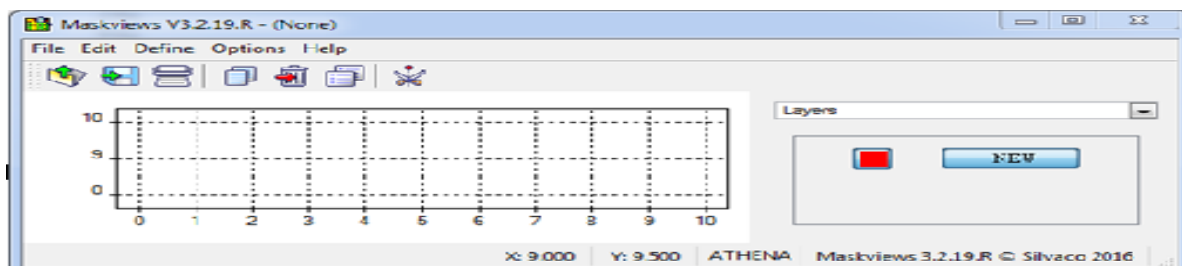


Figure 2. Menu de Maskviews

- Manager : outil de gestion des fichiers utilisés et créés par VWF,
- DeckBuild : environnement d'exécution interactif qui permet la simulation des processus et de dispositifs. Il est principalement l'interface avec les outils de simulation (figure 3),

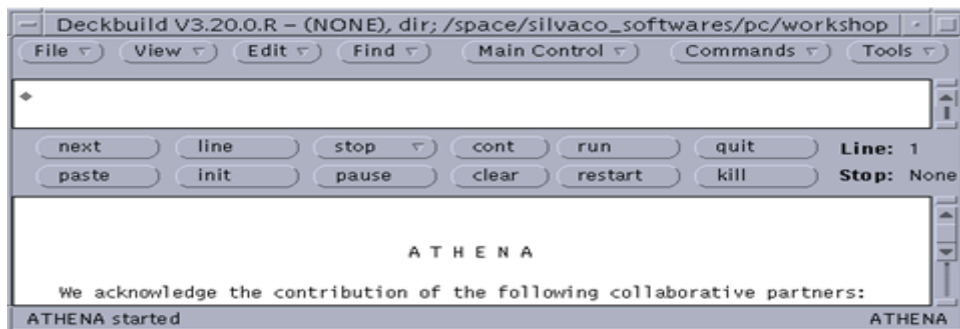


Figure 3. Environnement Deckbuild

- DevEdit : outil d'édition de structure qui permet de créer des nouvelles structures ou même de modifier des structures existantes. Cet outil permet de raffiner les maillages existants ou de définir de nouveaux maillages,
- Optimiseur : outil d'optimisation automatique,
- SPDB (Semiconductor Process Data Base) est un produit séparé qui peut être utilisé avec DeckBuild. Il a été conçu pour stocker un grand nombre de profils de dopage mesurés expérimentalement avec les données décrivant les conditions des expériences.

#### IV-3.1.3- Les outils d'automatisation (VWF automation tools).

Ces outils permettent à l'utilisateur d'exécuter sur une grande échelle des études expérimentales pour créer des résultats pour l'analyse statistique suivante. Ces outils automatiques se servent de la technologie de base de données répartie et des méthodes de logiciels de transmissions d'interprocessus.

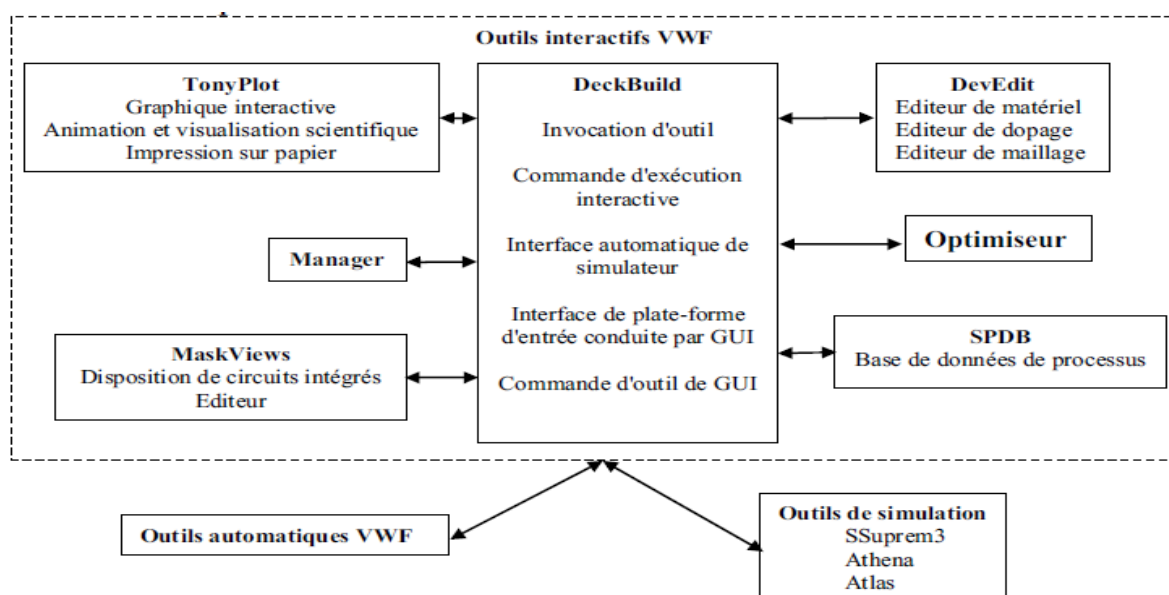


Figure 4 :-Organigramme de la structure de VWF [15]. .

### IV-3.2-Description d'Atlas

Atlas est un simulateur à deux et trois dimensions (2-3D) des dispositifs basés sur la physique de semi-conducteurs. Il prédit le comportement électrique de dispositifs à base de semi-conducteurs et fournit des informations sur les mécanismes physiques internes associés au fonctionnement des dispositifs. Atlas peut être utilisé de façon autonome ou comme noyau dans l'environnement VWF de Silvaco. La figure 4 nous donne les différentes interconnexions dans l'environnement VWF de Silvaco. La figure 5 représente les types d'informations qui circulent en entrée et en sortie « d'Atlas ». Les simulations réalisées par «Atlas» utilisent en général deux fichiers d'entrée.

- un fichier d'entrée texte (d'extension : \*.in) qui contient les commandes à exécuter et est appelé fichier de commande,
- un fichier structure (\*.str) qui définit la structure à simuler qui peut être réalisé avec Athena ou avec DevEdit.

Deckbuild est le logiciel d'environnement utilisé pour construire le fichier de commande (\*.in) et pour réaliser la simulation électrique.

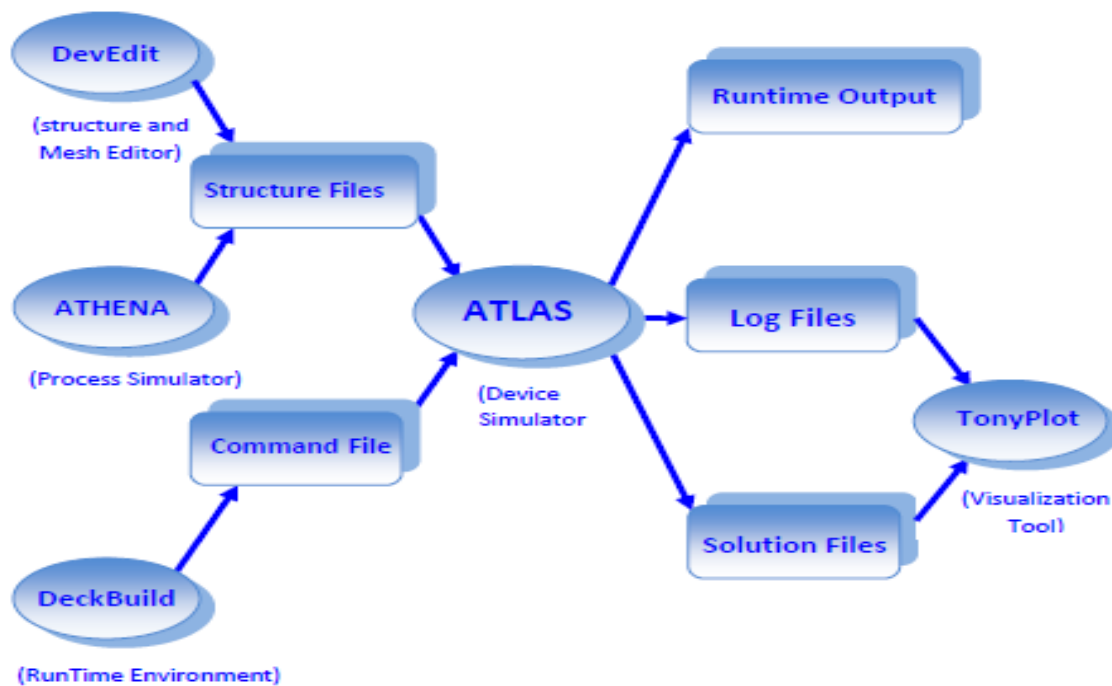


Figure 5 : -Entrées et sorties d'Atlas.

Le fichier structure contient des informations concernant principalement : la géométrie de la structure, les matériaux utilisés, les niveaux et profils de dopage, les électrodes et le maillage. Atlas fournit trois types de fichiers de sortie.

- les Fichiers de type « .log » qui contiennent les caractéristiques électriques simulées correspondant à la structure et aux conditions de polarisations imposées.
- les fichiers de type « .str » qui contiennent la structure 2D ou 3D et les valeurs des certains paramètres (ex : champ électrique, potentiel, densité de courant.....)

- « runtime output » qui donne les informations sur le déroulement de la simulation. Les fichiers « .log » et « .str » sont traités avec l'outil de visualisation Tonyplot mais les valeurs numériques peuvent être exportées et traitées avec des logiciels plus connus comme Excel ou Kaleidagraph.

### IV-3.3-Modules d'Atlas

Le logiciel Atlas comprend plusieurs modules (figure 6) qui permettent de simuler différents dispositifs à base de semi-conducteurs. Ces modules permettent de se mettre dans des conditions optimales en utilisant des modèles physiques adéquats pour chaque cas étudié. Une description des différents modules montre les différentes possibilités qu'offre Atlas :

- **S-Pisces** est un programme de simulation des dispositifs 2D ou 3D. Il modélise les caractéristiques électriques des dispositifs à base de silicium en incluant des technologies MOS (Metal Oxide Semiconductor), SOI (Silicon On Insulator), EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) et des dispositifs de puissance. S-Pisces calcule les distributions internes des paramètres physiques et prévoit le comportement électrique des dispositifs à l'état d'équilibre, transitoire ou dans les conditions de courant alternatif de petits signaux,
- **Thermal** résout l'équation de la chaleur à l'équilibre thermodynamique pour trouver la distribution de la température à l'équilibre en structures 3D planaires et non planaires. Pour l'étude des cellules photovoltaïques silicium à hétérojonctions, les modules utilisés sont « Blaze », « TFT » et « Luminous »,
- **OTFT/OLED** « OTFT » simule les caractéristiques des dispositifs réalisés en matériaux

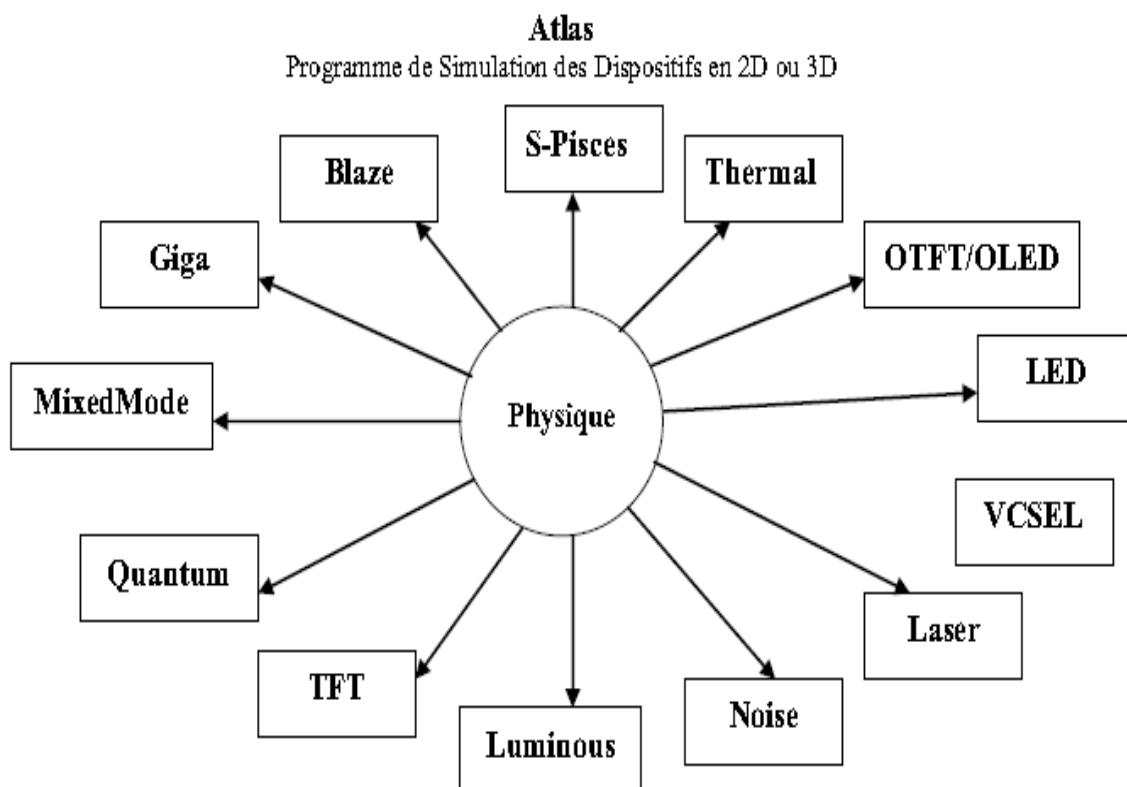


Figure 6 :- Les composants (ou les modules) d'Atlas.

organiques (caractéristiques électriques et optiques en courant continu ou transitoire de ceux-ci). « OLED » simule des densités d'excitation singlet et triplet.

- **LED** fournit les possibilités générales pour la simulation des dispositifs de diode électroluminescente,

**VCSEL** «Vertical Cavity Surface Emitting Lasers» effectue la simulation électrique, thermique et optique des lasers d'émission surfacique de cavité verticale en utilisant des méthodes numériques robustes, et fiables avec des mailles non uniformes,

- **Laser** effectue une simulation couplée électrique et optique des lasers à base de semi-conducteurs,

- **Noise** permet de simuler le bruit produit par les dispositifs. Le bruit électronique a comme conséquence une dégradation inévitable des performances d'un circuit. Il est important de comprendre les propriétés du bruit pour réduire au minimum son effet,

- **Luminous** calcule les profils d'intensités optiques dans les dispositifs à base de semi-conducteur et les convertit en taux de photogénération. Cela permet de simuler les caractéristiques photovoltaïques courant-tension I(V) et connaître les performances des cellules,

- **TFT** permet de simuler les matériaux désordonnés, il ne contient pas de modèles de matériaux donc il faut combiner S-Pisces ou Blaze avec TFT pour simuler ces systèmes de matériaux. « TFT » nous permet de définir une distribution des états de défauts dans la bande interdite du semi-conducteur. Ce module permet un bon traitement des propriétés électriques des matériaux désordonnés comme le silicium polycristallin ou le silicium amorphe,

- **Quantum** simule les divers effets d'emprisonnement mécanique de quantum,

- **Mixedmode** emploie des algorithmes numériques avancés qui sont efficaces et robustes pour des simulations en courant continu, en régime transitoire ou en régime alternatif et de l'analyse de réseau de petits signaux. « MixedMode » est typiquement employé pour simuler des circuits qui contiennent des dispositifs à base de semi-conducteur. La logique de programmation pour spécifier les circuits est de type Spice,

- **Giga** prolonge « Atlas » pour expliquer l'écoulement de la chaleur de treillis et les environnements thermiques généraux. Giga met en application le modèle rigoureux thermodynamique de Wachutka du chauffage de treillis, qui explique le chauffage de Joule, le chauffage et le refroidissement dû à la génération de porteurs et à la recombinaison, et des effets Peltier et Thomson. « Giga » explique la dépendance des paramètres du matériau et de transport en fonction de la température de treillis. « Giga » soutient également les spécifications des environnements thermiques généraux en utilisant une combinaison des structures réalistes de radiateur, des impédances thermiques, et des températures ambiantes indiquées. Une application importante de Giga est la simulation des structures de haute puissance comprenant bipolaire, MOS, IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), et dispositifs de thyristor. Une autre application importante est la simulation des dispositifs électrostatiques de protection de décharge,

- **Blaze** est un simulateur de dispositifs 2D ou 3D pour les matériaux III-V, II-VI et de dispositifs avec hétérojonctions. Ce module permet de définir les conditions de mise en contact de deux matériaux différents. Blaze est applicable à une large gamme des

dispositifs tels HBT (Heterojonction Bipolar Transistor), HEMT (High Electron Mobility Transistor), LED (Light Emitting Diode), cellules photovoltaïques à hétérojonctions et diodes à hétérojonction.

**IV-3.4-Logique de programmation dans Atlas**

Pour la structure du programme Atlas, il faut respecter un ordre propre à la logique de programmation. Le fichier d'entrée « \*.in » est constitué d'une succession de commandes qui seront exécutées par le simulateur. Ce fichier peut être construit dans la fenêtre Deckbuild en utilisant éventuellement le menu Deckbuild Commands.

Une commande en Atlas a la forme suivante :

<COMMANDE> <paramètre>=<valeur>

Exemple: **DOPING UNIFORM N.TYPE CONCENTRATION=1.0e16 REGION=1 OUTFILE=my.dop**

L'ordre des commandes dans le fichier d'entrée est très important. Le respect de cet enchaînement est indispensable pour permettre à Atlas de prendre en compte correctement tous les modèles spécifiés. Il y a cinq groupes de commandes présentés dans le tableau ci-dessous (figure. 7) :

Groupe	Commandes
Description de la structure	MESH REGION ELECTRODE DOPING
Matériaux et modèles	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE (DEFAULT, BEAM)
Sélection de la méthode numérique	METHOD
Obtenir la solution	LOG SOLVE LOAD SAVE
Analyse des résultats	EXTRACT TONYPLOT

Figure 7 : -Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas (les commandes fondamentales afférentes).

Le fichier de commandes doit commencer par la description de la structure qu'on veut simuler, c'est-à-dire : le maillage (MESH), l'emplacement de chaque matériau (REGION), les électrodes (ELECTRODE), le dopage (DOPING). Si le fichier de structure a été déjà créé avec ATHENA ou avec DEVEDIT, plusieurs commandes peuvent également être remplacées par une seule qui charge le maillage, la géométrie et les matériaux, la position des électrodes et le dopage :

MESH	}	MESH INFILE=< fichier structure >
REGION		
ELECTRODE		
DOPING		

Par la suite, les modèles physiques qui vont être utilisés durant la simulation (voir la commande MODELS) doivent être spécifiées. Il est également possible d'imposer des valeurs à certains paramètres qui caractérisent les matériaux (MATERIAL), les contacts (CONTACT) et les interfaces (INTERFACE).

L'étape suivante consiste à choisir les méthodes numériques qui seront utilisées dans la simulation. Pour obtenir les caractéristiques électriques, on utilise la commande SOLVE. Cette dernière permet d'imposer des conditions de polarisation sur les différentes électrodes et de calculer, à travers celles-ci, les courants suivant la polarisation. Les résultats de simulation (courant en fonction des polarisations) seront enregistrés dans des fichiers type « .log » et « .str », en utilisant respectivement les commandes LOG et SAVE.

Les commandes fondamentales sont décrites ci-dessous:

- MESH définit un maillage à la structure simulée ou permet de faire appel à un maillage défini précédemment. L'élément de maille utilisé est le triangle,
- REGION définit chaque région de la structure. Cette commande permet non seulement de définir spatialement une région donnée mais aussi d'indiquer le matériau se trouvant dans cette région donnée. Chaque triangle doit être défini comme matériau,
- ELECTRODE permet de définir la position d'une électrode et éventuellement le matériau qui la forme dans une maille précédemment définie,
- DOPING indique analytiquement des profils de dopage ou prend de tels profils déjà prédéfinis dans les fichiers dédiés,
- MATERIAL permet de définir des paramètres propres associés à chaque matériau tels que le bande interdite, la permittivité, la mobilité des porteurs. Dans Atlas, les paramètres sont définis par défaut pour les semi-conducteurs standards,
- MODELS montre les carreaux constitutifs du modèle, ils indiquent les inclusions de différents mécanismes physiques, de modèles ou de l'autre paramètre tel que la température globale pour la simulation,
- CONTACT indique les attributs physiques d'un contact. Par défaut le contact est ohmique. Un contact Schottky peut être défini aussi en spécifiant le travail de sortie du métal et en introduisant des modèles de recombinaisons de surface adéquats,
- INTERFACE désigne les paramètres d'interface aux frontières de semi-conducteur/isolant. Tous les paramètres s'appliquent seulement aux nœuds de frontière exceptés là où ils sont déjà indiqués,
- Les deux paramètres suivants sont appliqués à l'interface :
  - DEFECTS active le modèle de défauts dans la bande interdite. Ce modèle de défauts est auparavant décrit en détail,
  - BEAM indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière monochromatique ou polychromatique. Le faisceau ainsi défini est allumé et utilisé par la commande SOLVE. BEAM est utilisé pour calculer des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

- METHOD permet de choisir les méthodes numériques à employer pour résoudre les équations et aussi de choisir les paramètres liés à ces algorithmes,
- LOG permet d'enregistrer toutes les caractéristiques électriques finales calculées par Atlas dans un fichier de type « .log ». Suivant le régime (continu, alternatif ou transitoire), toutes les données générées par la commande SOLVE sont enregistrées dans ce fichier. Les informations sauveées sont de types électriques et elles sont, par exemple, en fonction de la tension de polarisation ou de la source de lumière. Aussi n'importe quel paramètre spécifié par la commande PROBE est stocké dans le fichier de type « LOG ». Si dans le programme, il y a plusieurs commandes LOG, chaque fois qu'un fichier log est ouvert, le précédent, initialement ouvert, est automatiquement fermé et tous les résultats sont alors affichés dans ce nouveau fichier,
- SOLVE permet d'ordonner à Atlas de trouver une solution pour un ou plusieurs points de polarisation,
- LOAD charge des solutions précédentes qui vont ainsi servir comme valeur initiale pour trouver la solution d'autres points de polarisation,
- SAVE enregistre la structure et les grandeurs internes du dispositif pour tout point nœud du maillage dans un fichier de sortie de type « .str ». Les informations sauveées correspondent à un état donné de la structure,
- EXTRACT permet d'extraire des valeurs numériques bien précises à partir des fichiers « log »,
- TONYPLOT démarre le programme « TonyPlot » de post-processus graphique des données. Cet outil permet de représenter les fichiers « .str » et « .log ».

### IV-3.4.1-Modèles physiques

Atlas est basé sur plusieurs modèles physiques [7]:

- Les petits signaux AC et DC, et la dépendance complète en temps,
- Les modèles de transport Drift-Diffusion,
- Les modèles de transport hydrodynamique et par équilibre d'énergie,
- Échauffement du réseau et dissipation de la chaleur,
- Hétérojonctions graduées et abruptes,
- Interactions optoélectroniques avec traçage général des rayons lumineux,
- Matériaux amorphes et polycristallins,
- Environnements de circuits généraux,
- Émission stimulée et radiation,
- Statistiques Fermi-Dirac et Boltzmann,
- Modèles de mobilité avancés,
- Effet des forts dopages,
- La dynamique complète des pièges donneurs et accepteurs,
- Contact Ohmique, Schottky et isolants,
- Recombinaison SRH, radiative et superficielle,
- Impact d'ionisation (local et non-local),
- Grilles flottantes,
- Injection de porteurs chauds,

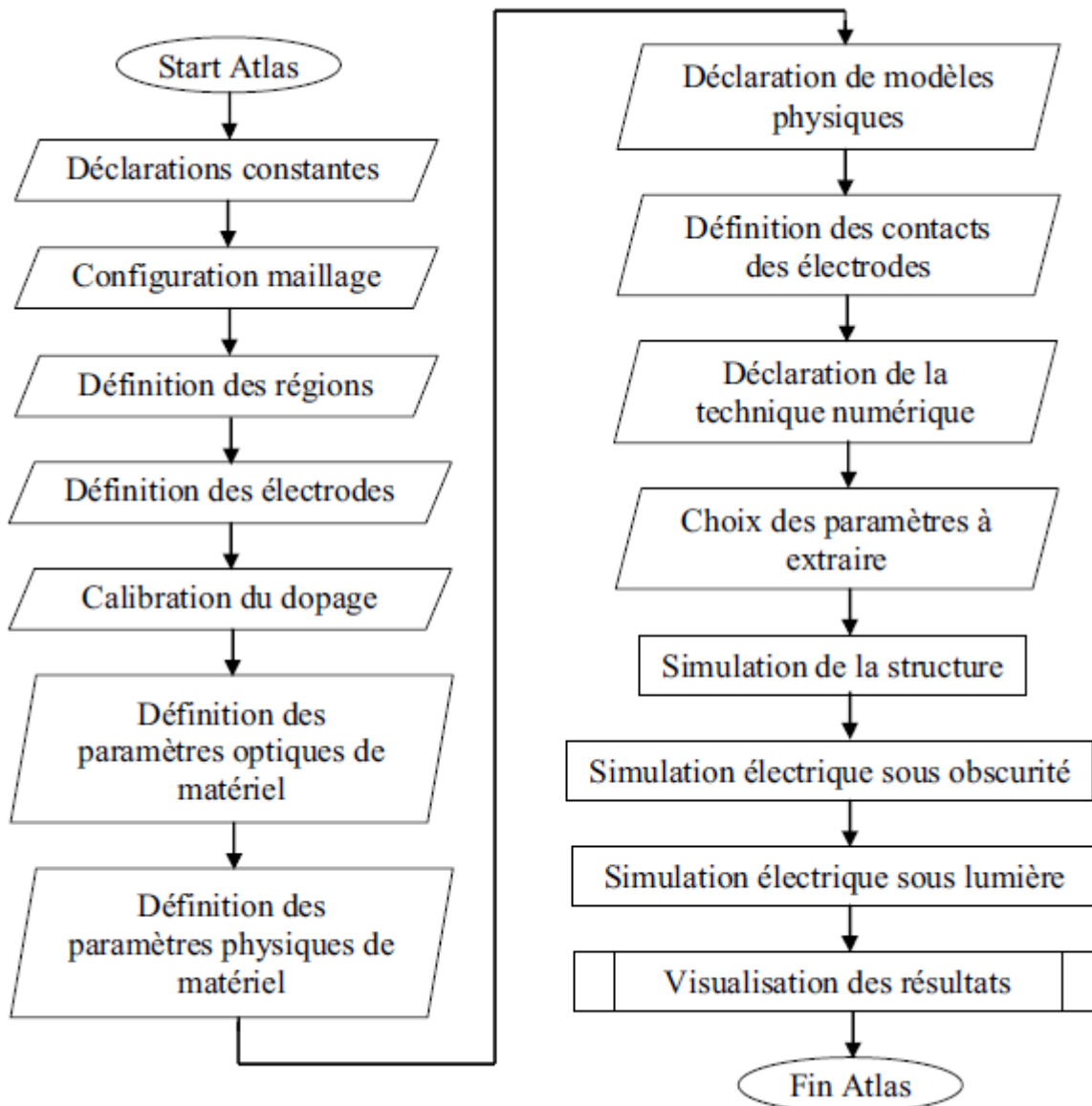


Figure 8 :- Organigramme du programme de simulation.

- Modèle de transport quantique,
- Courants d'émission thermo-ionique.

En pratique le programme qu'on a conçu dans ce travail est décrit par l'organigramme de la figure 8.

#### IV-3.5-La résolution numérique sous Atlas

Le fonctionnement d'un dispositif à semi-conducteur est modélisé dans Atlas par un ensemble couple de jusqu'à six équations différentielles partielles (EDP). Dans notre modélisation, on a utilisé trois EDP couplées (l'équation de Poisson et les équations de continuité des trous et des électrons). Pour chaque point de maillage de tels dispositifs, Atlas résout ce système de trois équations différentielles partielles (EDP). Atlas produit les solutions numériques en

calculant les valeurs des inconnues sur chaque point de maillage du dispositif. Une procédure interne de discrétisation convertit le modèle original continu en un système algébrique non linéaire discret qui a un comportement identique. L'ensemble des EDP, le maillage et la procédure de discrétisation déterminent le problème algébrique discret à résoudre. Le système algébrique discret est résolu en utilisant une procédure itérative qui raffine des évaluations successives de la solution. La solution est obtenue si les critères de convergence sont satisfaits. Sinon, les itérations continuent et s'arrêtent après un nombre limite d'itérations défini au bout duquel le système est déclaré non convergent (les corrections ne sont pas négligeables). Le procédé non linéaire d'itération commence à partir d'une première conjecture. Les corrections sont calculées en résolvant des versions linéaires du problème. Les sous-problèmes linéaires sont résolus en employant des techniques directes ou itératives. Les différentes procédures de résolution montrent un comportement différent en ce qui concerne la convergence, l'exactitude, l'efficacité, et la robustesse. Les deux aspects principaux de la convergence sont l'obtention d'une solution et la rapidité de convergence. L'efficacité est le temps requis pour produire une solution. La robustesse est la capacité de converger pour un éventail de structures en utilisant des mailles et des stratégies initiales de conjecture qui ne sont pas optimales.

Sous Atlas, en fonction du système d'EDP à résoudre, nous pouvons définir à l'aide d'une commande bien précise la méthode non linéaire de résolution et les paramètres associés tels que le nombre limite d'itérations et les critères de convergence. La méthode de résolution de systèmes non linéaires est l'optimisation de Newton [16].

#### IV-4- Modélisation des différents matériaux d'une cellule silicium à hétérojonctions

Un matériau semi-conducteur est modélisé en spécifiant d'abord ses paramètres électroniques que sont l'affinité électronique  $\chi$ , la permittivité relative  $\epsilon_r$ , la bande interdite  $E_g$ , la densité effective d'états dans la bande de conduction  $N_C$ , la densité effective d'états dans la bande de valence  $N_V$ , et la mobilité des électrons  $\mu_n$  et des trous  $\mu_p$ . Un fichier texte comportant trois colonnes qui correspondent à la longueur d'onde  $\lambda$ , la partie réelle  $n$  de l'indice de réfraction et la partie imaginaire  $k$  de l'indice de réfraction, est introduit pour prendre en compte les propriétés optiques du semi-conducteur. Ce fichier permet de calculer l'absorption et la réflexion du semi-conducteur.

Les phénomènes de recombinaison sont conditionnés par la présence de distributions particulières d'états dans la bande interdite et dépendent du matériau étudié.

##### IV-4.1- Le silicium cristallin c-Si

La modélisation du silicium cristallin est définie par ses paramètres électroniques. Ces paramètres sont spécifiés avec la commande suivante (tableau 1):

```
material material=silicon taun0=2e-3 taup0=2e-3 eg300=1.12 mun=1417 mup=470  
index.file=csi.txt affinity=4.05 permittivity=11.9 nc300=2.8e19 nv300=1.04e19  
augn=6.08e-30 augp=1.92e-30.
```

paramètres	Instruction	Material
Ex : durée de vie des électrons (en s)		<i>taun0=2e-3</i>
Durée de vie des trous (en s)		<i>taup0=2e-3</i>
Bande interdite du c-Si à 300K (eV)		<i>eg300=1.12</i>
Mobilité des électrons (cm <sup>2</sup> /(V·s))		<i>mun=1417</i>
Mobilité des trous (cm <sup>2</sup> /(V·s))		<i>mup=470</i>
Densité effective d'états aux bord de la bande de conduction à 300K (cm <sup>-3</sup> )		<i>nc300=2.8e19</i>
Densité effective d'états aux bord de la bande de valence à 300K (cm <sup>-3</sup> )		<i>nv300=1.04e19</i>

Tableau 1. Quelques paramètres électroniques du silicium cristallin

La bande interdite du silicium cristallin (*eg300*) est fixée à 1.12 eV à 300 K. Pour définir la durée de vie des porteurs dans le silicium cristallin, nous avons le mode par défaut qui consiste en un niveau d'énergie intrinsèque placé au milieu de la bande interdite. Avec ce niveau par défaut, nous pouvons ainsi définir la durée de vie des électrons (*taun0*) et des trous (*taup0*) associée à la recombinaison SRH. Outre ce mode par défaut, il est possible de définir d'autres états discrets localisés. Les coefficients (*augn* et *augp*) qui correspondent aux coefficients Auger  $C_n$  et  $C_p$  permettent de calculer le taux de recombinaison Auger.

Avec la commande (*models*), nous pouvons définir les différents modèles physiques à appliquer pour les phénomènes de recombinaison pour prendre en compte notamment les dépendances par rapport aux concentrations de dopants. Les mobilités des porteurs peuvent aussi être définies directement ou en utilisant un modèle qui les calcule automatiquement.

#### IV-4.2- Le silicium amorphe hydrogéné (*a-Si:H*)

Le modèle pour la distribution d'états dans la bande interdite est décrit dans la partie III.6.1.2. (page 100) Il s'agit de deux gaussiennes au milieu de la bande interdite représentant les défauts profonds et de deux exponentielles décroissantes à partir des extrémités de la bande interdite (queues de bande de valence et de bande de conduction). Cette distribution d'états dans le gap du silicium amorphe est représentée sur la figure 21 du chapitre III (page 101).

La détermination des paramètres du silicium amorphe hydrogéné se révèle être une tâche difficile. En effet, ces paramètres sont fonction du type de dopage et des conditions de dépôt. Ainsi suivant le type de dopage, la position énergétique, le maximum des deux gaussiennes et leur influence sur les propriétés finales de la couche de silicium amorphe (conductivité, énergie d'activation) sont différentes.

Comme pour le silicium cristallin, nous définissons d'abord les paramètres électroniques associés au silicium amorphe (tableau 2):

*material material=poly index.file=asi.txt eg300=1.72 affinity=3.9 permittivity=11.9  
nc300=2e20 nv300=2e20 mun=20 mup=5*

paramètres	Instruction	Material
Bande interdite du a-Si à 300K (eV)		$eg_{300}=1.72$
Affinité électronique (eV)		$affinity=3.9$
Densité effective d'états aux bord de la bande de conduction à 300K ( $cm^{-3}$ )		$nc_{300}=2e20$
Densité effective d'états aux bord de la bande de valence à 300K ( $cm^{-3}$ )		$nv_{300}=2e20$
Mobilité des électrons ( $cm^2/(V \cdot s)$ )		$mun=20$
Mobilité des trous ( $cm^2/(V \cdot s)$ )		$mup=5$
Permittivité ( $F \cdot m^{-1}$ )		$permittivity=11.9$

Tableau 2. Quelques paramètres électroniques du silicium amorphe

#### IV-4.2.1- Le silicium amorphe hydrogéné de type n : a-Si:H(n)

Le niveau de la densité de défauts dans le silicium amorphe de type n est présenté dans la figure 9 selon les expressions données au chapitre III.6.1.2. (formules : (14-18) page: 101-102). Suite au dopage, le niveau de Fermi du silicium amorphe hydrogéné de type n est proche de la bande de conduction. Le niveau de Fermi est déterminé par une combinaison entre la concentration de dopants et les densités de défauts de type donneur (gaussienne et queue de bande).

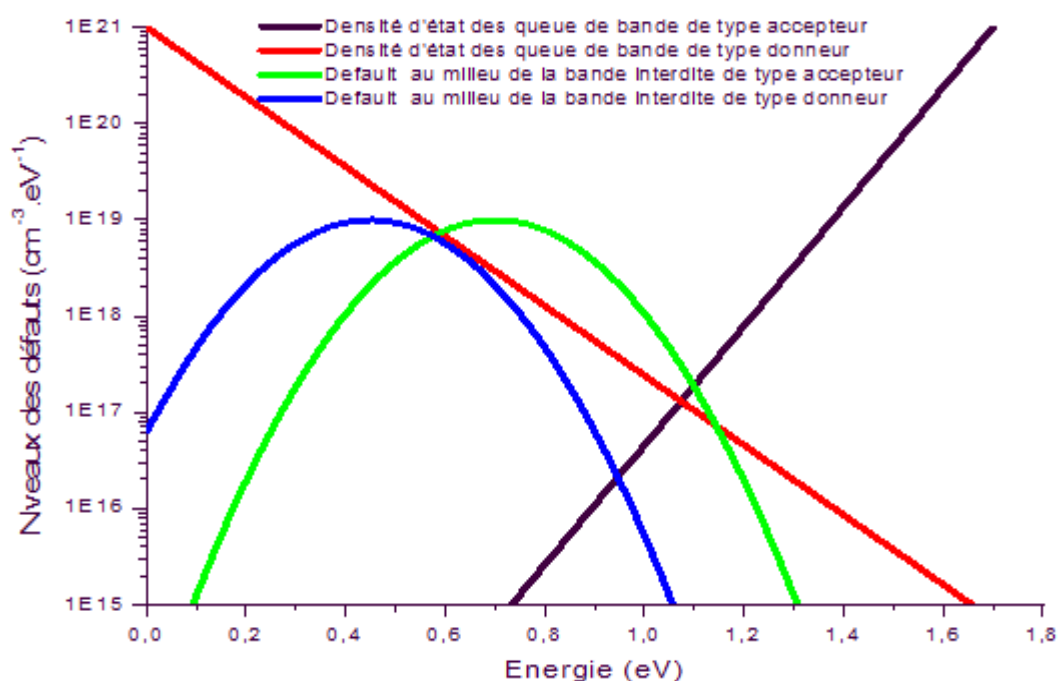


Figure 9. :-Niveau de densité de défauts dans le silicium amorphe de type n.

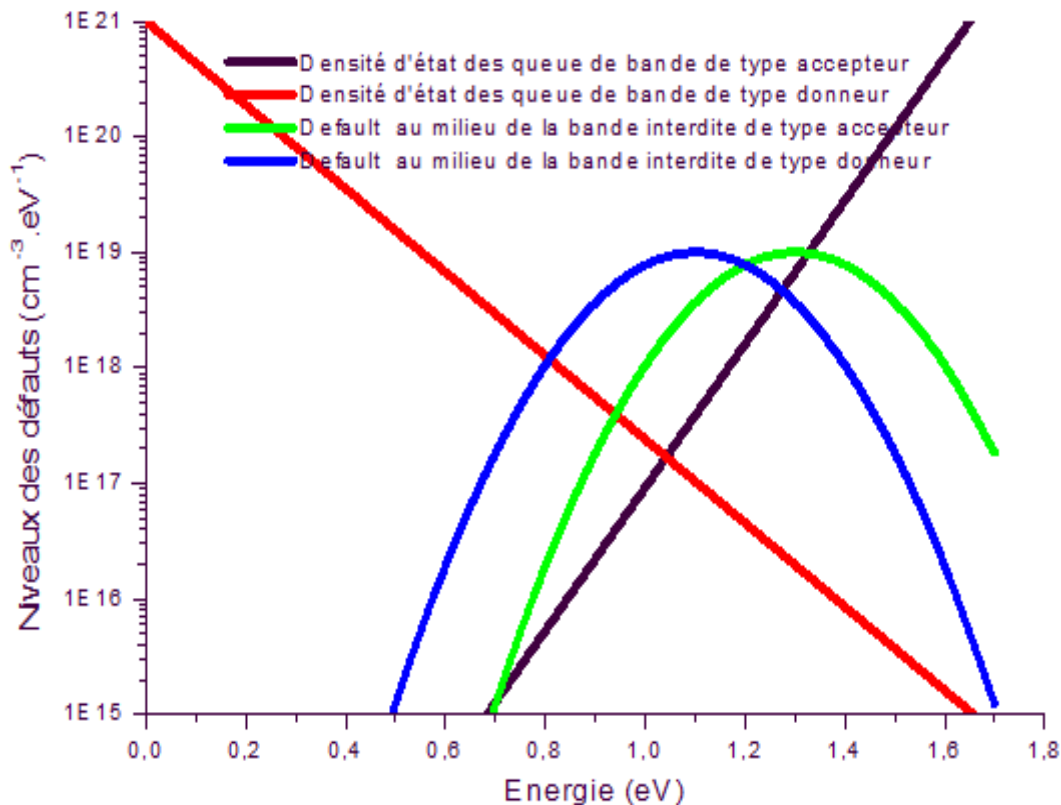


Figure 10 :Niveaux de densité de défauts dans le silicium amorphe de type p.

Les énergies d'activation ( $E_C - E_F$ ) obtenues expérimentalement [17] avec du silicium amorphe dopé n varient sur un intervalle allant de 0,15 à 0,45 eV. Les paramètres utilisés dans ce travail seront ajustés pour avoir une énergie d'activation de 0,2 eV qui correspond aux valeurs expérimentales.

#### IV-4.2.2- Le silicium amorphe hydrogéné de type p : *a-Si:H(p)*

Outre le type de dopage introduit, le silicium amorphe hydrogéné de type p est différent du *a-Si:H(n)* par la position des gaussiennes (figure 10). Elles sont sûres d'être toujours proches du centre mais du côté de la bande de valence. Avec le *a-Si:H(p)*, le niveau de Fermi est fonction de la queue de bande de type accepteur, de la gaussienne de type accepteur et du dopage. En fixant la distribution d'états dans le gap, une concentration de dopants plus importante traduit un rapprochement du niveau de Fermi vers la bande valence. Ce niveau de Fermi peut aussi être contrôlé en jouant sur la densité de défauts.

Les énergies d'activation ( $E_F - E_V$ ) obtenues expérimentalement [17] avec du silicium amorphe dopé p vont de 0,25 à 0,45 eV. Les paramètres utilisés dans ce travail seront ajustés pour avoir une énergie d'activation de 0,3 eV qui correspond aux valeurs expérimentales. Les paramètres électriques généraux et de défauts utilisés pour les couches de silicium amorphe hydrogéné intrinsèque, dopé p et dopé n sont détaillées dans le tableau 3.

<b>Paramètres électriques</b>	<b>Notations</b>	<b>a-Si :H(p)</b>	<b>a-Si :H(n)</b>	<b>(i)a-Si :H</b>	<b>Unités</b>
Dopage effectif (énergie d'activation)	$E_A$	0,3	0,2	>0,9 ( $E_V$ )	eV
Gap de mobilité	$E_G$	1,7	1,7	1,7	eV
Dopage	$N_{DOP}$	$2 \times 10^{19}$	$1,5 \times 10^{19}$	$< 1 \times 10^{13}$	$cm^{-3}$
Vitesse de saturation (électrons)	$v_n$	$1,1 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$	$cm^{-1}$
Vitesse de saturation (trous)	$v_p$	$9,5 \times 10^6$	$9,5 \times 10^6$	$9,5 \times 10^6$	$cm^{-1}$
Constante diélectrique	$\epsilon$	11,9	11,9	11,9	$F.m^{-1}$
Affinité électronique	$X$	3,9	3,9	3,9	eV
Densité d'états effective (BC)	$N_C$	$1 \times 10^{20}$	$1 \times 10^{20}$	$1 \times 10^{20}$	$cm^{-3}$
Densité d'états effective (BV)	$N_V$	$1 \times 10^{20}$	$1 \times 10^{20}$	$1 \times 10^{20}$	$cm^{-3}$
Mobilité des électrons	$\mu_n$	20	20	20	$cm^2/(V.s)$
Mobilité des trous	$\mu_p$	5	5	5	$cm^2/(V.s)$
<b>Paramètres des défauts</b>					
<b>Queue de bande de valence</b>					
États Donneurs					
Densité d'états à $E_V$	$N_{TD}$	$2,5 \times 10^{21}$	$2 \times 10^{21}$	$2,5 \times 10^{21}$	$cm^{-3}/eV$
Énergie caractéristique de décroissance (BV)	$W_{TD}$	0,12	0,12	0,12	eV
Section efficace de capture des électrons	$\sigma_n$	$10^{-16}$	$10^{-16}$	$10^{-15}$	$cm^2$
Section efficace de capture des des trous	$\sigma_p$	$3 \times 10^{-17}$	$3 \times 10^{-17}$	$10^{-17}$	$cm^2$
<b>Queue de bande de conduction</b>					
États Accepteurs					
Densité d'états à $E_C$	$N_{TA}$	$1 \times 10^{21}$	$2 \times 10^{21}$	$1 \times 10^{21}$	$cm^{-3}/eV$
Énergie caractéristique de décroissance (BC)	$W_{TA}$	0,07	0,07	0,07	eV
Section efficace de capture des électrons	$\sigma_n$	$2 \times 10^{-16}$	$2 \times 10^{-16}$	$2 \times 10^{-16}$	$cm^2$
Section efficace de capture des des trous	$\sigma_p$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-16}$	$cm^2$
<b>Défauts profonds</b>					
États Donneurs					
Densité maximale	$N_{GD}$	$3,761 \times 10^{19}$	$3,761 \times 10^{17}$	$3,761 \times 10^{13}$	$cm^{-3}/eV$
Position énergétique	$E_{GD}$	0,5	1	0,5	eV
Largeur caractéristique	$W_{GD}$	0,15	0,15	0,15	eV
Section efficace de capture des électrons	$\sigma_n$	$5 \times 10^{-17}$	$3 \times 10^{-14}$	$1 \times 10^{-14}$	$cm^2$
Section efficace de capture des trous	$\sigma_p$	$10^{-15}$	$3 \times 10^{-15}$	$10^{-15}$	$cm^2$
<b>Défauts profonds</b>					
États Accepteurs					
Densité maximale	$N_{GA}$	$3,761 \times 10^{19}$	$3,761 \times 10^{17}$	$3,761 \times 10^{13}$	$cm^{-3}/eV$
Position énergétique	$E_{GA}$	1	0,5	1	eV
Largeur caractéristique	$W_{GA}$	0,15	0,15	0,15	eV
Section efficace de capture des électrons	$\sigma_n$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-15}$	$cm^2$
Section efficace de capture des trous	$\sigma_p$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-16}$	$1 \times 10^{-14}$	$cm^2$

Tableau 3: Valeurs des paramètres électriques généraux et de défauts des couches de silicium amorphe hydrogéné :intrinsèques, dopées p et n

**IV-4.3- Introduction de défauts à l'hétéro-interface a-Si:H/c-Si**

Une bonne modélisation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si, oblige que les défauts à l'interface a-Si:H/c-Si doivent être tenus en compte. Ainsi, une fine couche défectueuse d'épaisseur 1 nm de silicium cristallin est placée à cette interface [18]. La distribution d'états de ces défauts est prise comme étant une gaussienne placée au milieu du gap de type accepteur (respectivement donneur) dans le cas d'une hétérojonction a-Si:H(n)/c-Si(p) (respectivement a-Si:H(p)/c-Si(n)) (figure 11).

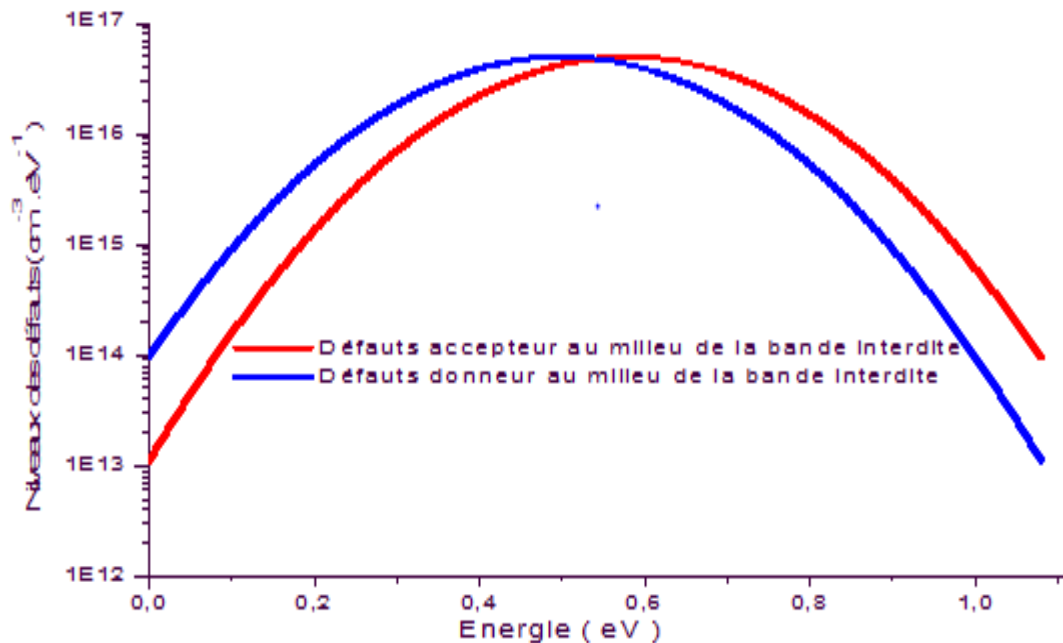


Figure 11 :-Niveau de densité de défauts dans la couche défective c-Si.

La densité surfacique de défauts  $N_{ss}$  (cm<sup>-2</sup>) est égal au produit  $d_{int} * N_{int}$ ,  $d_{int} = 1$  nm étant l'épaisseur de la couche interfaciale défectueuse et  $N_{int}$  (cm<sup>-3</sup>) étant l'intégrale sur toute la bande interdite de la distribution d'états dans cette fine couche :

$$N_{ss} = d_{int} \cdot N_{int} = 1 \text{ nm} \int_{E_v}^{E_c} N_G(E) dE$$

$N_G$  est la distribution d'états dans cette fine couche.

Le taux de recombinaison dû à ces défauts d'interface dépend non seulement de  $N_{ss}$  mais aussi de la section efficace de capture  $\sigma_n$  des électrons ou  $\sigma_p$  des trous suivant l'hétéro-interface à étudier. Pour discuter de l'effet des défauts d'interface, la donnée  $N_{ss}$  n'est pas suffisante. Il est plus correct et complet de donner le couple ( $N_{ss}$ ,  $\sigma_n$  (ou  $\sigma_p$ )) pour bien décrire l'influence des défauts d'interface.

### **IV.5 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons développé la présentation du logiciel de simulation des caractéristiques optiques et électriques «Atlas» de la société SILVACO, que nous allons utiliser principalement pour modéliser l'hétérojonction a-Si:H/c-Si . Un organigramme contenant les principales sections structurées du programme de simulation de l'hétérojonction a-Si:H/c-Si est donné en fin de ce chapitre.

**Bibliographie du chapitre IV**

- [1] PC1D Version 5: 32-bit Solar Cell Modelling on Personal Computers, 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Anaheim, Sep-Oct 1997, pp.207- 210. - See more at: <https://www.engineering.unsw.edu.au/energy-engineering/pc1d-software-for-modelling-a-solar-cell#sthash.prIg9boU.dpuf>
- [2].[www.synopsys.com/Tools/TCAD/.../news\\_oct04.pdf](http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/.../news_oct04.pdf) (consulté le 23-04-2016)
- [3] AMPS-1D web site, Pennsylvania State University, <http://psu.edu/dept/AMPS>
- [4] M. Vukadinovik, F. Smole, M. Topic, R.E.I.Schropp, F.A. Rubinelli; "Transport in tunnelling recombination junctions, a combined computer simulation study", Journal of Applied Physics 96 (2004) 7289.
- [5] M.J. Powell and S.C. Deane, Phys. Rev. 48, 10815 (1993).
- [6] F.M. Smole. Topi and J. Furlan, J. Non-Cryst. Solids 194, 312 (1996).
- [7] P. Chatterjee, J. Appl. Phys. 76, 1301 (1994).
- [8]M. Zeman, J. A. Willemen, L. L. A. Vosteen, G. Tao and J. W. Metselaar, Solar Energy Materials and Solar Cells 46, 81 (1997).
- [9] Manuel d'utilisation de Silvaco, version 5.20.2.R <http://www.Silvaco.com/>
- [10] R. Varache, C. Leendertz, M. E. Gueunier-Farret, J. Haschke, D. Muñoz, and L. Korte. "Investigation of Selective Junctions Using a Newly Developed Tunnel Current Model for Solar Cell Applications.", Solar Energy Materials and Solar Cells, 141 (2015) 14–23. [doi:10.1016/j.solmat.2015.05.014](https://doi.org/10.1016/j.solmat.2015.05.014).
- [11] <http://www.lgep.supelec.fr/index.php?page=scm-logiciels>
- [12] Manual for Sentaurus Device from Synopsys Inc., Version VH-2013.03 (consulté le 25-04-2016).
- [13] Panayiotis Michalopoulos , " A novel approach for the development and optimization of state-of-the-art photovoltaic devices using Silvaco ", thèse de master, Naval postgraduate school ,Monterey California, USA, 2002,
- [14] Source VWF : <http://www.engr.sjsu.edu/dparent/Silvaco/vwf2.pdf>
- [15] R. Negru, " Conception et modélisation de pixels de photodétection Photodiodes PIN en silicium amorphe en vue de leurs utilisations comme détecteurs de particules ", Thèse de doctorat (LPICM), Ecole polytechnique, Palaiseau, France, 2008.
- [16] D.H. Rose and R.E. Bank, Numerische Mathematik **37**, 279 (1981).
- [17]. D. Diouf, J.P. Kleider, and C. Longeaud, "Two-Dimensional Simulations of interdigitated back Contact Silicon Heterojunctions Solar Cells", Chapter 15 of the book Physics and Technology of Amorphous-Crystalline Silicon Heterostructure Solar Cells", Edit. Springer 2011, pp. 483-519.
- [18] A.S. Gudovskikh, S. Ibrahim, J.-P. Kleider, J. Damon-Lacoste, P. Roca i Cabarrocas, Y.Veschetti, P.-J. Ribeyron, "Determination of band offsets in a-Si:H/c-Si heterojunctions from capacitance–voltage measurements: Capabilities and limits", Thin Solid Films, 515, 7481 (2007).

**CHAPITRE V**  
**Simulation de la cellule photovoltaïque silicium à hétérojonction et à  
structure interdigitée en face arrière**

### V.1-Simulation de la cellule à étudier

La simulation du fonctionnement d'une structure donnée passe par la résolution numérique des trois équations fondamentales de transport des charges dans les semi-conducteurs qui sont respectivement l'équation de Poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous ( I.5.1 et I.5.3 ). Le simulateur numérique Atlas est utilisé pour modéliser des dispositifs à base de semi-conducteurs tels que les cellules photovoltaïques.

Atlas a été utilisé dans notre travail pour étudier le fonctionnement des cellules photovoltaïques en silicium à hétérojonctions et à structure interdigitée en face arrière. Une optimisation des paramètres de ces cellules est nécessaire pour avoir un bon rendement.

Les paramètres à optimiser sont :

- la couche intrinsèque du silicium amorphe hydrogéné,
- la largeur de l'émetteur,
- la largeur du BSF (Back Surface Field),
- la largeur du gap (c-à-d la distance entre les bords intérieurs de l'émetteur et du BSF),
- les niveaux de dopage de la base et du BSF,

Ce chapitre sera consacré à l'étude du fonctionnement et à l'optimisation de ce type de ces cellules.

Par conséquent, une étude sera menée en déterminant l'influence des ces paramètres qui sont aussi bien géométriques qu'électroniques sur le fonctionnement et les performances de la cellule.

On présentera tout d'abord le cadre général de la simulation en spécifiant les différents modèles physiques utilisés. Ensuite, nous présenterons la structure géométrique de la cellule étudiée. Enfin, les résultats de simulation de la cellule seront présentés et discutés afin de déterminer les paramètres importants dont l'ajustement devrait permettre d'obtenir un rendement optimal.

On utilise couramment la simulation numérique pour optimiser les cellules solaires et qui présente les avantages suivants :

- elle permet d'ajuster fictivement les paramètres surtout lorsque l'expérience fait défaut,
- elle permet d'éviter la fabrication, si l'expérience n'est pas disponible, de plusieurs prototypes de cellules avec des paramètres différents,
- elle est indépendante de la technologie utilisée (on peut donc faire varier largement les paramètres du dispositif),
- on peut séparer l'influence de chaque zone de la cellule dans le cas de paramètres interdépendants (par exemple: mobilité, longueur de diffusion, durée de vie,...).

#### V.1.1- Cadre général de la simulation

Une bonne simulation d'une structure donnée dépend fortement du choix des modèles physiques utilisés pour décrire le fonctionnement de la cellule solaire. Il est donc essentiel d'introduire les paramètres appropriés dans les modèles physiques considérés afin de prendre

en compte tous les mécanismes qui entrent en jeu dans le fonctionnement de la structure étudiée.

Dans le cas de la structure interdigitée à hétérojonctions, on utilise les modèles suivants :

- formules de l'optique de Fresnel pour calculer le passage de la lumière au travers des interfaces,
- recombinaisons en volume : Radiative, Auger, Shockley Read Hall (SRH) et recombinaison en surface,
- mobilité des porteurs dépendant du dopage (modèle de Masetti), saturation de la vitesse des porteurs dans le champ électrique (modèle de Canali),
- variation de la largeur de bande interdite avec le dopage (modèle de Del Alamo),
- pas d'ionisation par impact (chaque photon peut générer une paire électron/trou, si  $h\nu > E_g$ ),
- pas d'effet quantique,
- statistique de Fermi-Dirac a été utilisée pour les populations de porteurs,
- régime d'ionisation complète des dopants.

On donnera par la suite un bref rappel du modèle optique, des modèles de recombinaison ainsi que le modèle de la mobilité des porteurs considérés pour simuler le fonctionnement des cellules interdigitées à hétérojonctions.

### V.1.1.1- Le modèle de génération optique

Le modèle de génération optique utilisé est décrit dans la partie I.5.3. Le taux de génération optique est calculé en utilisant l'expression (III.25). L'éclairement incident correspond au spectre *AMI.5*. Il est introduit dans Atlas grâce à un fichier texte donnant la puissance incidente correspondant à chaque longueur d'onde du spectre.

Pour chaque matériau défini, il faut aussi introduire un fichier texte donnant pour chaque longueur d'onde la partie réelle  $n$  (appelé indice de réfraction réel) et la partie imaginaire  $k$  (appelé facteur d'extinction) de l'indice de réfraction complexe.  $n$  permet de calculer la réflexion associée à cette couche alors que  $k$  permet de calculer l'absorption dans la couche.

### V.1.1.2- Les modèles de recombinaison considérés

Les modèles de recombinaison considérés sont la recombinaison Radiative, la recombinaison Auger, la recombinaison SRH et la recombinaison de surface. Les taux de recombinaison  $U$  associés à ces différents mécanismes de recombinaison ainsi que la durée de vie des porteurs minoritaires associée à tel mécanisme de recombinaison sont implémentés dans Atlas en utilisant les formulations définies dans la partie I.4.

Les durées de vie des porteurs minoritaires associées aux mécanismes de recombinaison SRH et Auger sont fonction de la concentration de dopants ( $N_A$  ou  $N_D$ ) du substrat de silicium cristallin (c-Si).

La durée de vie  $\tau_{n(p)SRH}$  des électrons (ou trous) associée à la recombinaison SRH décroît lorsque la concentration de dopants croît. Dans Atlas, la dépendance de la durée de vie

$\tau_{n(p)SRH}$  avec la concentration de dopants est implémentée avec l'expression rappelée ci-dessous [1]:

$$\tau_{nSRH} = \frac{\tau_{n0SRH}}{1 + \frac{N_A}{N_{SRHn}}} \quad \tau_{pSRH} = \frac{\tau_{p0SRH}}{1 + \frac{N_D}{N_{SRHp}}} \quad (1)$$

où  $N_A$  et  $N_D$  sont les concentrations locales de dopants,  $\tau_{n0SRH}$  est la durée de vie initiale des électrons,  $\tau_{p0SRH}$  est la durée initiale de vie des trous ( $\tau_{n0SRH} = \tau_{p0SRH} = 1,0 \cdot 10^{-3} s$ ),  $N_{SRHn} = N_{SRHp}$  est une constante déterminant la concentration à partir de laquelle la durée de vie commence à se dégrader. Sa valeur par défaut est  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Nous verrons l'impact de la constante  $N_{SRH}$  sur les performances de la cellule. Prendre en compte cette dépendance détermine les résultats de simulation de la cellule lorsque nous ferons varier la concentration de dopants. La durée de vie associée à la recombinaison Auger est calculée par l'intermédiaire des coefficients Auger  $C_n$  et  $C_p$ . Nous avons utilisé la paramétrisation proposée par Kerr et Cuevas [2].

Ainsi, les nouveaux coefficients Auger sont calculés et introduits dans Atlas en utilisant les expressions (I.57) et (I.58). En négligeant  $n_0 n_i^2$  et  $p_0 n_i^2$  et sous faible injection, la durée de vie associée au mécanisme de recombinaison Auger est donnée par :

➤ pour un substrat c-Si de type n :  $\tau_{low,Aug} = \frac{1}{C_n^* N_D^2} = \frac{1}{1,8 \times 10^{-24} \times N_D^{1,65}}$  (2)

➤ pour un substrat c-Si de type p :  $\tau_{low,Aug} = \frac{1}{C_p^* N_A^2} = \frac{1}{6 \times 10^{-25} \times N_A^{1,65}}$  (3)

La recombinaison Auger commence à être importante dans les semi-conducteurs fortement dopés ou pour les fortes injections. Ainsi, la recombinaison Auger est la plus importante source de pertes par recombinaison pour les cellules solaires sous concentration si la puissance de la lumière dépasse  $200 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  (soit autour de 2000 soleils) [3].

### V.1.1.3- La mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs (électrons et trous) dépend aussi de la concentration de dopants du silicium cristallin. Dans Atlas, plusieurs modèles sont implémentés pour prendre en compte cette dépendance. Pour notre simulation, le modèle utilisé est celui de Masetti [4] car il est le plus utilisée pour la dépendance avec le dopage. Ce modèle permet de calculer les valeurs de mobilité correspondantes à une concentration donnée pour des dopages avec du bore, du phosphore ou de l'arsenic. Avec ce modèle, les mobilités des électrons  $\mu_n$  et des trous  $\mu_p$  sont calculées en utilisant les formules suivantes :

$$\mu_n = \mu_{n,min1} \exp\left(-\frac{P_{C,n}}{N}\right) + \frac{\mu_{n,max} - \mu_{n,min2}}{1 + \left(\frac{N}{C_{R,n}}\right)^{\alpha_n}} - \frac{\mu_{n,1}}{1 + \left(\frac{C_{S,n}}{N}\right)^{\beta_n}} \quad (4)$$

$$\mu_p = \mu_{p,\min 1} \exp\left(-\frac{P_{C,p}}{N}\right) + \frac{\mu_{p,\max} - \mu_{p,\min 2}}{1 + \left(\frac{N}{C_{R,p}}\right)^{\alpha_p}} - \frac{\mu_{p,1}}{1 + \left(\frac{C_{S,p}}{N}\right)^{\beta_p}} \quad (5)$$

où  $N$  est la concentration de dopants ( $N_A$  ou  $N_D$ ),  $P_{C,n}$ ,  $P_{C,p}$ ,  $C_{R,n}$ ,  $C_{R,p}$ ,  $C_{S,n}$ , et  $C_{S,p}$  sont des concentrations de référence.

Paramètre	valeur	Paramètre	valeur	Unité
$\mu_{n,\min 1}$	52,2	$\mu_{p,\min 1}$	44,9	cm <sup>2</sup> /(V.s)
$\mu_{n,\min 2}$	52,2	$\mu_{p,\min 2}$	0,0	cm <sup>2</sup> /(V.s)
$\mu_{n,\max}$	1417	$\mu_{p,\max}$	470,5	cm <sup>2</sup> /(V.s)
$\mu_{n,1}$	43,4	$\mu_{p,1}$	29,0	cm <sup>2</sup> /(V.s)
$P_{C,n}$	0,0	$P_{C,p}$	9,23.10 <sup>16</sup>	cm <sup>-3</sup>
$C_{R,n}$	9,68.10 <sup>16</sup>	$C_{R,p}$	2,23.10 <sup>17</sup>	cm <sup>-3</sup>
$C_{S,n}$	3,34.10 <sup>20</sup>	$C_{S,p}$	6,1.10 <sup>20</sup>	cm <sup>-3</sup>
$\alpha_n$	0,68	$\alpha_p$	0,719	
$\beta_n$	2,0	$\beta_p$	2,0	

Tableau 1: Paramètres utilisés avec le modèle de Masetti [5].

Le tableau 1 donne les valeurs des paramètres de référence du modèle de Masetti.

## V.2- Spécification de la structure étudiée

La spécification de la structure est effectuée en donnant la géométrie et en définissant le maillage, les régions, les électrodes et le niveau de dopage.

### V.2.1- La géométrie de la structure de la cellule

Le substrat du silicium cristallin c-Si est l'élément de base d'une cellule photovoltaïque à base de silicium. La différence entre les cellules à contacts arrière et celles des structures classiques est le fait que tous les contacts se situent sur la face arrière non éclairée de la cellule. La structure d'une cellule à contact arrière est représentée sur la figure 1. Une couche optique, généralement du nitrure de silicium ( $SiNx$ ), est placée sur la face avant du substrat. Elle joue le rôle de la couche antireflet. La face avant est donc soumise totalement à l'éclairage. Sur la face arrière, se trouve une structure interdigitée de couches de silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) dopées alternativement p et n et qui jouent, suivant le dopage de la base c-Si, le rôle d'émetteur ou de champ de surface arrière (Back Surface Field : *BSF*). Ces couches dopées en alternance sont séparées par une couche isolante d'air, nommée gap. Finalement, les contacts métalliques sont placés sous les zones constituant de l'émetteur et du *BSF*.

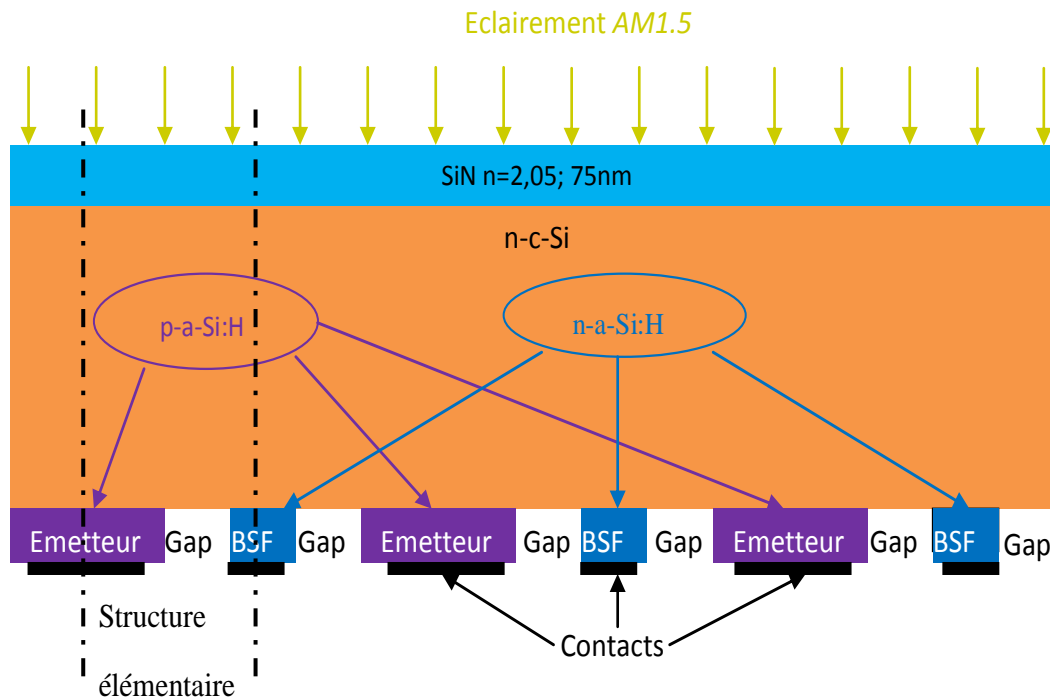


Figure 1 : Le schéma de la structure complète d'une cellule interdigitée à hétérojonctions.

La cellule interdigitée à hétérojonctions a une structure répétitive comme le montre la figure 1. Sa périodicité de la structure permet d'utiliser une structure élémentaire qui va servir de base de travail pour l'étude et l'optimisation des performances de ce type de cellule. Le pitch est défini comme la largeur de la structure élémentaire comme celle de la figure 2, cette largeur étant égale à la moitié de la distance séparant deux électrodes de même polarité. L'étude de l'influence des paramètres géométriques et électroniques sur les performances de la cellule interdigitée à hétérojonctions a été réalisée en utilisant une structure représentée sur la figure 2. Cette cellule correspond au dopage n de la base c-Si. L'étude et l'optimisation de la cellule interdigitée à hétérojonctions sont finalement ainsi présentées.

La partie IV.4 du chapitre précédent décrit les différentes couches utilisées pour la structure étudiée. Les paramètres des couches dopées de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) ont été choisis pour être en accord avec les énergies d'activation expérimentalement mesurées [6]. Les paramètres du silicium amorphe hydrogéné dopé n (a-Si:H(n)) et la concentration de dopants ( $N_D$ ) sont choisis pour avoir une énergie d'activation de a-Si:H(n) fixée à 0,2 eV qui correspond aux valeurs mesurées expérimentalement [6]. Les paramètres du silicium amorphe hydrogéné dopé p (a-Si:H(p)) et la concentration de dopants ( $N_A$ ) sont choisis pour avoir une énergie d'activation de a-Si:H(p) fixée à 0,3 eV qui correspond aussi aux valeurs mesurées expérimentalement [6]. La concentration de dopants  $N_D$  du silicium cristallin (c-Si) est fixée à  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et la durée de vie  $\tau_{0,SRH}$  est de 1 ms. La largeur de l'espacement entre l'émetteur et le BSF de la structure de référence (Gap) est de  $50 \mu\text{m}$ . Le tableau 2 rassemble les paramètres de la cellule étudiée.

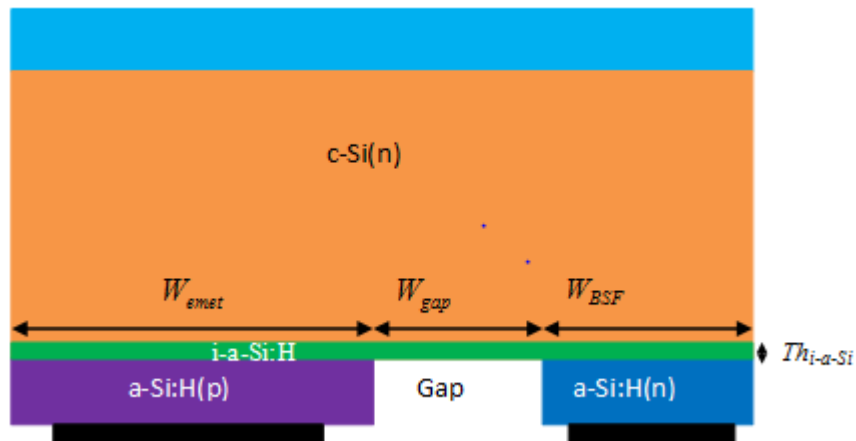


Figure 2: Géométrie de la structure élémentaire de référence de la cellule interdigitée à hétérojonctions

Paramètres	Valeurs
<b>Substrat c-Si de type n :</b>	
Epaisseur $L_{c-Si}$	250 $\mu m$
Dopage $N_D$	$5.10^{15} cm^{-3}$
Largeur=pitch= $W_{emet}+W_{gap}+W_{BSF}$	1180 $\mu m$
Vitesse de recombinaison de la face avant : $S_{FAV}$	10 $cm.s^{-1}$
$\tau_{0,SRH}$	1 ms
<b>BSF a-Si :H de type n</b>	
Epaisseur $L_{a-Si:H}$	20 $\mu m$
Demi-largeur $W_{BSF}$	180 $\mu m$
Energie d'activation	0,2 eV
Taux de couverture des contacts par le métal	100%
Type de contact	ohmique
<b>Emetteur a-Si :H de type p</b>	
Epaisseur $L_{a-Si:H}$	20 $\mu m$
Demi-largeur $W_{emet}$	950 $\mu m$
Energie d'activation	0,3 eV
Taux de couverture des contacts par le métal	100%
Type de contact	ohmique

Tableau 2 : Paramètres de la cellule étudiée.

### V.2.2- Le maillage

Le maillage est une série de lignes horizontales et verticales. Dans notre étude, le maillage utilisé est à deux dimensions, par conséquent, seuls les paramètres x et y sont définis.

Il est indispensable d'appliquer un maillage adapté à une structure donnée pour simuler son fonctionnement. Si on applique un maillage le plus fin possible sur toute la structure, on

assurera une bonne précision des calculs mais cela demande un temps de calcul plus important pour la simulation. Nécessairement, il faut trouver un compromis entre la précision et le temps de calcul. Pour avoir ce compromis, un maillage fin est appliqué uniquement dans les zones où les variations des grandeurs physiques sont importantes et un maillage grossier dans les zones où ces grandeurs varient peu.

Donc, le maillage est rendu fin dans les zones critiques que sont les hétéro-interfaces  $c\text{-Si}/a\text{-Si:H}$ , la face avant (zone de forte absorption) et les zones délimitant les différentes couches où les variations de grandeurs physiques sont importantes. Au milieu du substrat  $c\text{-Si}$ , le maillage appliqué sera plus large car les grandeurs physiques varient très peu. La figure 3 représente le maillage utilisé pour simuler la cellule interdigitée à hétérojonctions étudiée dans ce travail.

Atlas permet de définir le maillage en spécifiant le pas de maillage pour chaque région. Ainsi, au milieu du substrat  $c\text{-Si}$ , le pas de maillage dépendant de l'épaisseur de substrat  $c\text{-Si}$  est égal à  $15\ \mu\text{m}$  pour une épaisseur de  $250\ \mu\text{m}$ . Le pas de maillage est de  $0,5\ \text{nm}$  à l'hétéro-interface  $c\text{-Si}/a\text{-Si:H}$ . Sur la face avant, un pas de maillage égal à  $5\ \text{nm}$  est pris pour le calcul de l'absorption. Aussi, le pas de maillage est affiné à la verticale des limites entre les différentes zones et électrodes de la face arrière. Avec ce type de maillage, nous obtenons un nombre de points de maillage de l'ordre de 5000.

Le format général de définition de maillage est:

MESH.X.LOCATION = <VALEUR> ESPACEMENT = <VALEUR>

MESH.Y.LOCATION = <VALEUR> ESPACEMENT = <VALEUR>

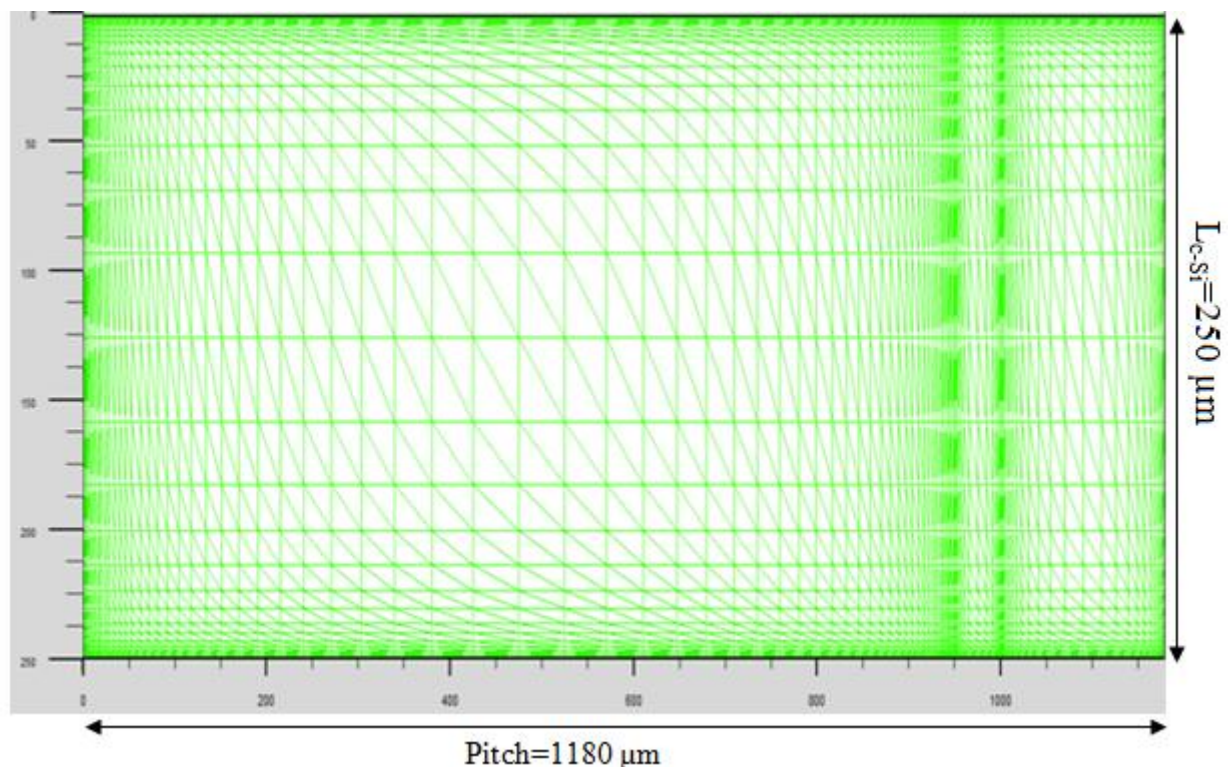


Figure 3 : Maillage des structures interdigitées. Le maillage est grossier au milieu du substrat  $c\text{-Si}$  et fin au niveau des interfaces et des bords.

Par exemple, si MESH.X départ de 0 micron avec un espacement de 2 microns, cela signifie qu'il est relativement épais par rapport à un espacement de 0,2 microns. La même chose sera pour MESH.Y.

### V.2.3- Régions

Après avoir défini le maillage, il est nécessaire de définir les régions dont le format de définition des régions est le suivant :

REGION nombre = < entier > < type\_matériau > / < paramètres\_position >

Exemple :

REGION NUM=1 MATERIAL=c-Si Y.MIN=1

REGION NUM=2 MATERIAL=a-Si:H Y.MAX=0.9 X.COMP=0.2 GRAD.34=0.1

### V.2.4- Electrodes

Atlas a au maximum 50 électrodes qui peuvent être définies. Le format de définition d'électrodes est le suivant:

ELECTRODE NOM = < nom de l'électrode > < paramètres\_position >

Exemple :

ELECTRODE NAME=ANODE X.MIN=0.5 X.MAX=1.0 Z.MIN=0.5 Z.MAX=1.0

### V.2.5- Dopage

Le dernier aspect de la spécification de la structure qui doit être défini est le dopage. Le format de la déclaration de dopage dans Atlas se présente comme suit :

DOPAGE < type\_distribution > < type\_dopant > / < paramètres\_position >

Exemple :

DOP REGION=1 UNIF CONC=1E16 N.TYPE

## V.3- Spécification du modèle et du matériau

Après la définition de la structure, il faut spécifier les modèles des matériaux, elle se compose de quatre parties : matériau, modèles, contact et interface.

### V.3.1- Matériau

Le format de la déclaration du matériau est le suivant :

MATERIAU <localisation > < définition\_matériau >

Exemple :

MATERIAL MATERIAL=POLY INDEX.FILE=ASI.TXT EG300=1.72  
AFFINITY=3.9 PERMITTIVITY=11.9 NC300=2E20 NV300=2E20 MUN=20  
MUP=5

Dans cet exemple, « MATERIAL » apparaît deux fois, le premier est considéré comme la déclaration du matériau et le second est considéré comme un paramètre de localisation.

Plusieurs autres paramètres peuvent être définis par la déclaration « MATERIAL », comme exemples de ces paramètres : la mobilité d'électrons (MUN) et la mobilité de trous (MUP), (NC300) et (NV300) qui sont les densités d'états effectives respectivement de conduction et de valence.

MATERIAL TAUP0=2.E-6 TAUN0=2.E-6 REAL.INDEX=3.7 IMAG.INDEX=1.0E-2  
TAUP0 et TAUN0 représentent respectivement les durées de vie des trous et des électrons et REAL.INDEX et IMAG.INDEX sont les parties réelle et imaginaire du coefficient de réfraction complexe.

### V.3.2- Modèles

Les modèles physiques sont classés en cinq catégories:

- Mobilités des porteurs de charges,
- mécanismes de génération-recombinaison,
- les statistiques de transport,
- l'ionisation par impact
- et l'effet tunnel.

La syntaxe de la déclaration du modèle est la suivante:

MODELE <mf> <gp> <mdp>,  
mf : les drapeaux (flags en anglais) des modèles,  
gp : paramètres générales,  
mdp: paramètres dépendants du modèle.

Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation.

Exemple :

CONSRH FLDMOB CONMOB

CONSRH est le modèle de Shockley-Read-Hall utilisant la concentration dépendante de la durée de vie.

CONMOB est le modèle de mobilité dépendante de la concentration.

FLDMOB est le modèle de mobilité dépendante du champ électrique parallèle.

### V.3.3- .Contact

Le contact détermine les attributions des électrodes. La syntaxe du contact est la suivante :

CONTACT NOMBRE = < n > | NOM = <ename> | ALL

Cette expression montre la déclaration « contact »,

Exemple :

CONTACT NAME = anode current

CONTACT ALL NEUTRAL

CONTACT NUMBER=2 ALUMINUM SURF.REC BARRIER

CONTACT NAME=substrate RESISTANCE=1E5

### V.3.4- Interface

Les limites du semi-conducteur ou de l'isolant sont déterminées dans la déclaration d'interface. La syntaxe est la suivante:

INTERFACE [<paramètres>]

Exemple :

INTERFACE X.MIN=-4 X.MAX=4 Y.MIN=-0.5 Y.MAX=4 QF=1E10 S.N=1E4 S.P=1E4

QF est la charge fixe, S.N et S.P sont les vitesses de recombinaison de surface respectivement des électrons et des trous.

#### V.4- Méthodes numérique à sélectionner

Une fois la précision du modèle de matériaux est donnée, la sélection de la méthode numérique doit être indiquée. Il y a plusieurs méthodes numériques de résolution des systèmes d'équations, pour « Silvaco-Atlas », on a trois types de techniques qui peuvent être utilisés :

- Méthode de Gummel
- Méthode de Newton
- Méthode des blocs

Exemple :

```
METHOD NEWTON CARRIERS=2
```

#### V.5- Spécification de Solution

Les instructions de spécification de la solution sont:

```
LOG, SOLVE, LOAD ET SAVE.
```

##### V.5.1- LOG

Log enregistre toutes les caractéristiques terminales dans un fichier de données.

L'exemple suivant montre l'utilisation de l'instruction LOG.

```
LOG OUTFILE = myoutputfile.log
```

Cet exemple montre l'enregistrement de données dans le fichier « myoutputfile.log ».

##### V.5.2- SOLVE (Résoudre)

L'instruction SOLVE suit l'instruction LOG. Elle effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation. Ce qui suit est un exemple de l'instruction SOLVE.

```
SOLVE V2 = 0.8
```

```
SOLVE V2 = 0.9
```

##### V.5.3-. LOAD ET SAVE (charger et sauvegarder)

L'instruction LOAD introduit, à partir d'un fichier existant, les solutions précédentes qui seront proposées comme initiales pour chaque point de polarisation.

L'instruction SAVE permet l'enregistrement de toutes les informations obtenues pour un nœud dans un fichier de sortie.

#### V.6 Étude de l'hétérojonction en face arrière

##### V.6.1 Analyse des structures de bandes

L'établissement du diagramme de bande pour les deux différentes structures c-Si(p)/a-Si:H(p+) et c-Si(n)/a-Si:H(n+) (figure.4) permet d'établir une première approche.

Dans le cas du substrat p, la barrière de potentiel présente au niveau de la bande de conduction est destinée à repousser les électrons vers l'émetteur. Au niveau de la bande de valence, on constate la présence d'une barrière de potentiel importante s'opposant au passage des trous vers le contact.

Pour le substrat de type N, la répartition des bandes est plus favorable à la formation d'un BSF (haute barrière) tandis que les porteurs majoritaires ne sont pas bloqués.

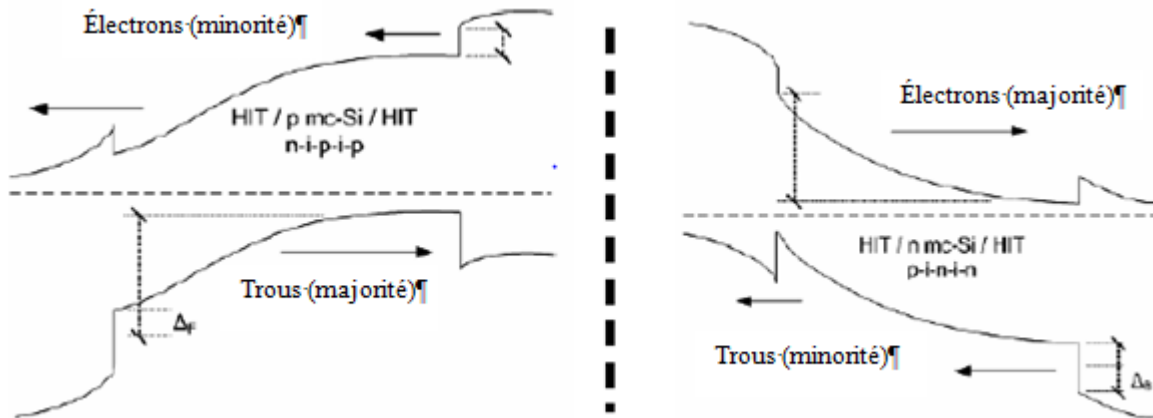


Figure 4. Diagramme de bande pour des doublets hétérojonction sur substrat de type p (à gauche) et de type N (à droite) [7]

D'après l'analyse de la structure de bande au niveau de la face arrière, nous savons que dans le cas du substrat n, les discontinuités observées sont favorables à un effet BSF sans bloquer le passage des porteurs majoritaires. C'est pourquoi, le dépôt d'un silicium dopé à grande largeur de bande interdite serait préférable pour accroître d'avantage l'effet BSF.

Dans le cas du substrat de type P (figure 5):

La discontinuité au niveau de la bande de valence et de la bande de conduction est respectivement :

$$\Delta E_v = E_{g3} - E_{g2} + (\chi_2 - \chi_1) \quad (6)$$

$$\Delta E_c = (\chi_2 - \chi_3) \quad (7)$$

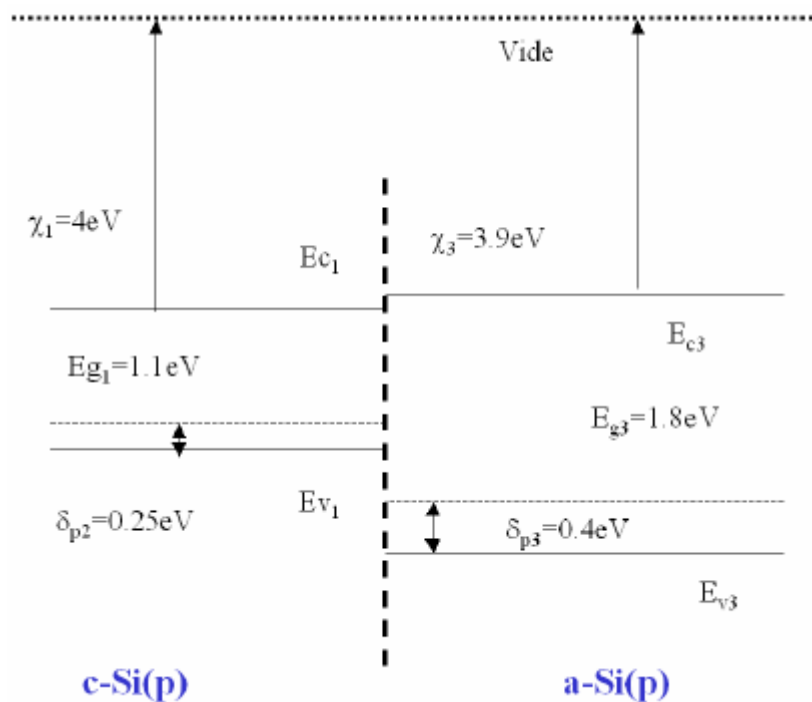


Figure.5 Analyse diagramme de bande pour l'hétérojonction c-Si(p)/a-Si(p+)

### V.7- Les diagrammes de bandes à l'équilibre thermodynamique

La figure 6 représente les diagrammes de bandes de la cellule étudiée à l'équilibre thermodynamique pour un substrat c-Si de type n aux deux hétéro-interfaces  $a\text{-Si:H}(p)/c\text{-Si}(n)$  et  $a\text{-Si:H}(n)/c\text{-Si}(n)$ . Ces diagrammes de bande à l'équilibre thermodynamique sont extraits d'Atlas et sont en accord avec le modèle d'Anderson décrit au paragraphe III.3.1. Le désaccord de bande au niveau de la bande de conduction est de  $0,15\text{ eV}$  et de  $0,43\text{ eV}$  au niveau de la bande de valence.

Une situation de dégénérescence peut exister dans le silicium cristallin sur une faible distance (quelques nanomètres) près de l'hétéro-interface  $c\text{Si}(n)/a\text{-Si:H}(p)$ , donc l'utilisation de la statistique de Fermi-Dirac est imposée.

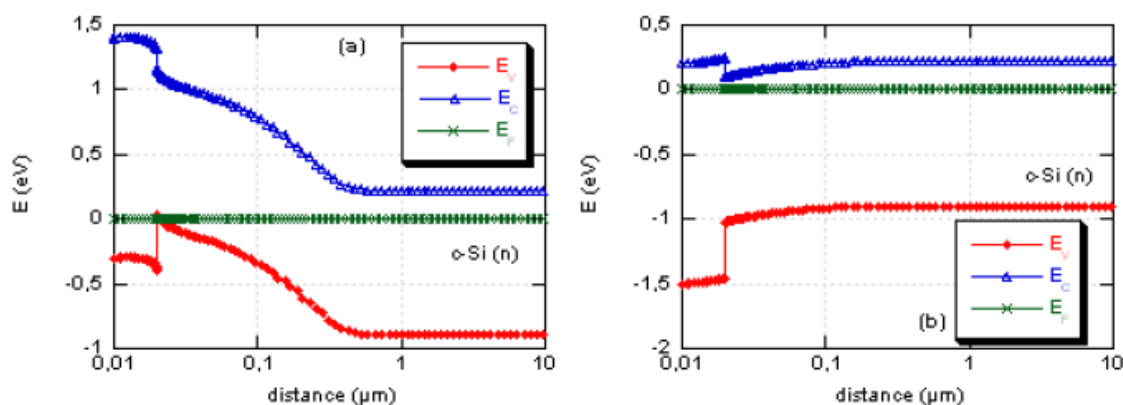


Figure 6 Diagramme de bandes à l'équilibre thermodynamique (a) de l'hétérojonction  $a\text{-Si:H}(p)/c\text{-Si}(n)$  et (b) de l'hétérojonction  $a\text{-Si:H}(n)/c\text{-Si}(n)$  de la cellule de type n étudiée. Le zéro des énergies est pris au niveau de Fermi.

### V.8 Résultats de la simulation et discussions

Un grand nombre de paramètres influent sur le fonctionnement de la cellule interdigitée à hétérojonctions (figure 7). Ces paramètres qui sont les matériaux utilisés et la géométrie de la cellule ne sont pas dépendants, ce qui rend nécessaire l'étude de l'influence de tous ces paramètres. Cette étude permettra ainsi de déterminer les paramètres décisifs et importants dans le fonctionnement de ce type de cellule et donc l'optimisation des performances de celle-ci. Pour étudier l'influence d'un paramètre, on va le faire varier sur un intervalle donné, mais tous les autres paramètres resteront fixés. Pour chaque variation d'un paramètre donné, on a généré les caractéristiques courant-tension ( $I(V)$ ) sous l'éclairement  $AM1.5$  afin d'extraire les caractéristiques de sortie : la tension de circuit ouvert  $V_{CO}$ , la densité de courant de court-circuit  $J_{CC}$ , le facteur de forme  $FF$  et le rendement de conversion  $\eta$  de la cellule.

Le rendement est un paramètre très important dans le but de réduire tous les coûts d'une technologie donnée du photovoltaïque à base de silicium cristallin. Cela signifie que tous les efforts pour améliorer le rendement au niveau de la cellule et le module ont un impact direct sur le coût total du système. Pour la structure  $IBC\text{-SiHJ}$  de substrat à silicium cristallin de type N, les études précédentes par simulations [6-9] ont rapporté un facteur limité dans

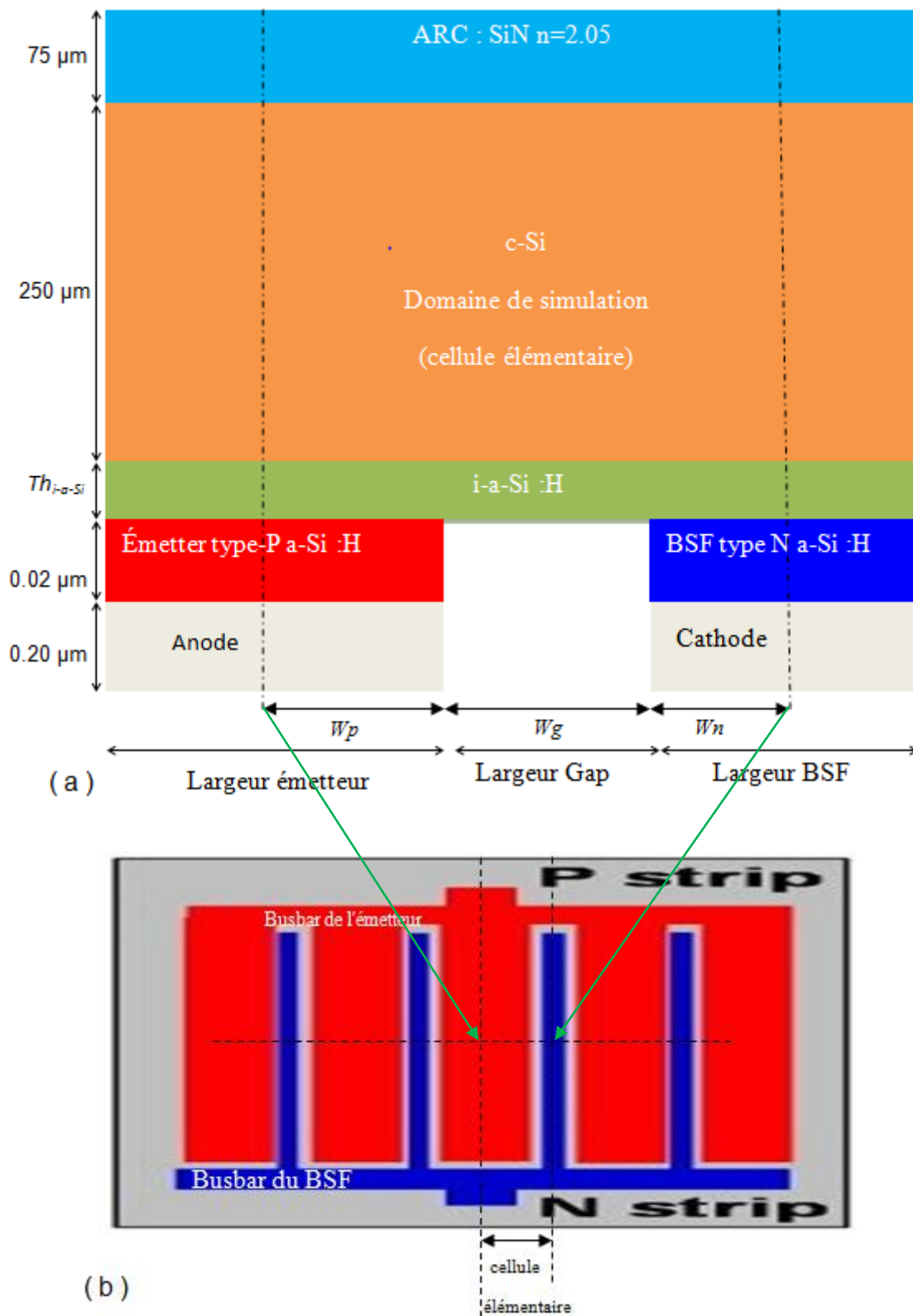


Figure 7. Géométrie de la structure élémentaire de référence de la cellule interdigitée à hétérojonctions, (a):vue en coupe transversale (b) : vue de dessus

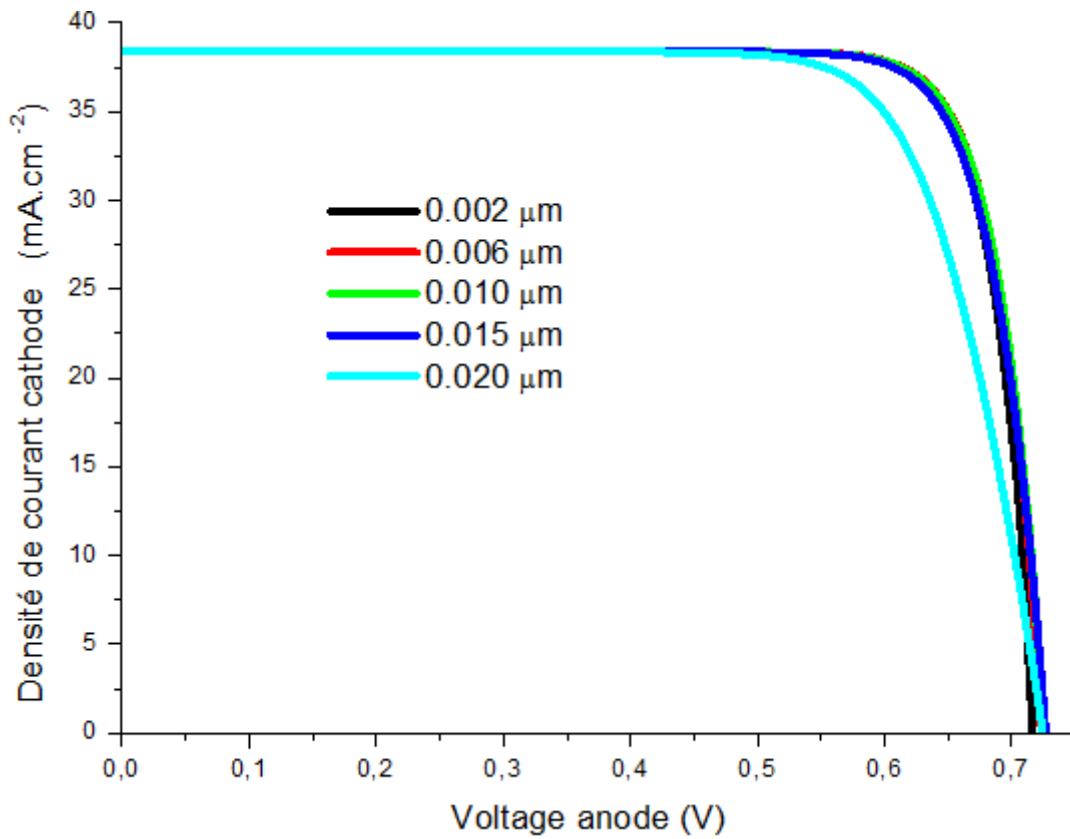


Figure 8. Courbes  $J$ - $V$  en fonction de l'épaisseur de la couche *i-a-Si:H*

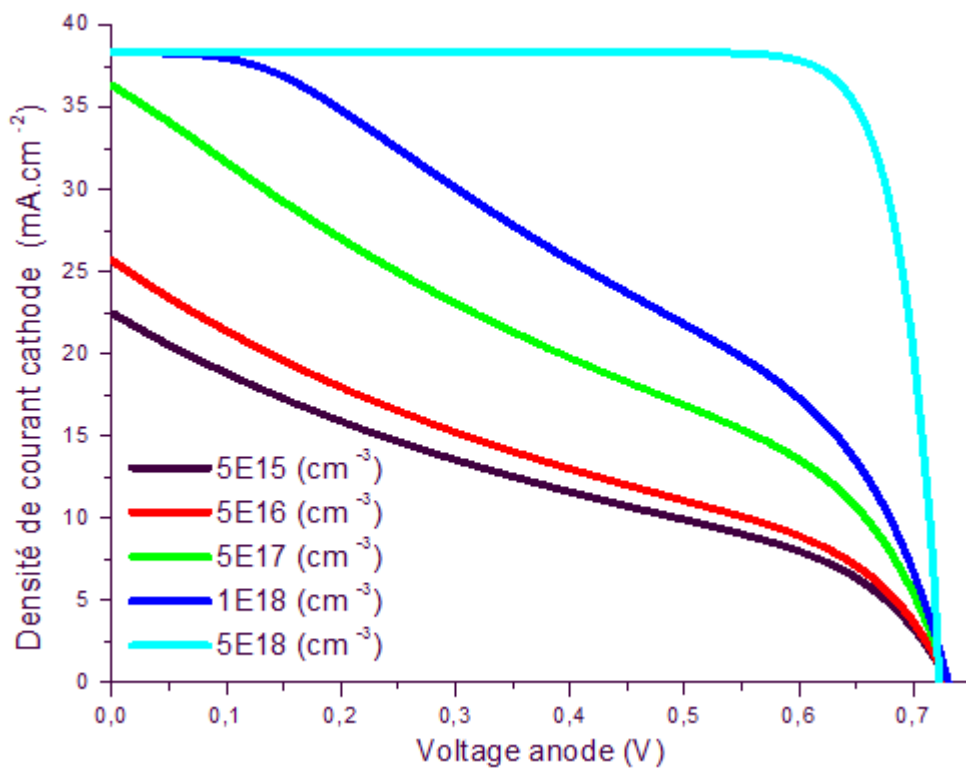


Figure 9. Courbes  $J$ - $V$  en fonction du dopage *n-BSF*

l'amélioration de la densité de courant de court circuit ( $J_{cc}$ ), la tension du circuit ouvert ( $V_{co}$ ), le facteur de remplissage ( $FF$ ) et le rendement ( $\eta$ ). Notre travail présenté est un pas vers une meilleure amélioration de ces facteurs spécialement le rendement.

La simulation de la cellule solaire *IBC-SiHJ* (figure 7) a été réalisée, et les figures 8 et 9 montrent les courbes de la densité de courant-tension ( $J-V$ ) pour la variation des paramètres suivants : respectivement, l'épaisseur de la couche tampon intrinsèque (*i-a-Si*) et dopage du *n-BSF*.

L'influence de la variation de l'épaisseur de la couche amorphe hydrogénée intrinsèque (*i-a-Si : H*) est illustrée sur la figure 8. La caractéristique  $J-V$  nous aide à déterminer les performances électriques de la cellule solaire *IBC-SHJ*. L'augmentation de l'épaisseur de 2 à 15 nm n'a aucune influence sur  $J_{CC}$  et  $V_{CO}$ , aussi, le  $FF$  n'est pas affectée, mais au-delà de la valeur de 15 nm, la forme "S" commence à être observée avec une dégradation du  $FF$ , ce qui est en accord avec les résultats donnés par l'expérience [8].

Quant à la variation de la concentration du dopage du *n-BSF* (nous ne considérons pas l'augmentation possible de la vitesse de recombinaison de l'interface avec l'augmentation du niveau du dopage de *a-Si : H* (n)) et son influence sur la caractéristique  $J-V$ , elle est illustrée sur la figure 9. Comme on peut le voir sur les courbes  $J-V$ , la forme en S est complètement éliminée lorsque le dopage *n-BSF* est  $\geq 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . L'augmentation du dopage *n-BSF* de  $5.10^{16}$  à  $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a une influence significative sur le  $J_{CC}$ , mais pas sur le  $V_{CO}$ .

### V.8.1- Etude de l'influence du substrat *c-Si*

Le substrat *c-Si* est l'élément de base de la cellule interdigitée à hétérojonctions

#### V.8.1.1- Sensibilité au dopage du substrat *c-Si*

La détermination du comportement par rapport à la concentration de dopants est d'un grand intérêt pour l'optimisation des cellules photovoltaïques interdigitées à hétérojonction. Faire une étude en fonction de la résistivité revient à faire une étude en fonction du dopage. La relation entre la concentration de dopants  $N_D$  et la résistivité  $\rho$  est donnée, dans le cas d'un substrat *c-Si* de type n, par l'expression suivante dans l'hypothèse d'une ionisation complète :

$$N_D = \frac{1}{q\mu_n\rho} \quad (8)$$

L'influence de la concentration de dopants dépendra des modèles de recombinaison introduits lors de la simulation. Dans le volume du substrat *c-Si*, la durée de vie des porteurs minoritaires est déterminée par les processus de recombinaison Radiative, Auger et SRH qui dépendent de la concentration de dopants  $N_D$  du substrat. La durée de vie  $\tau_{bulk}$  des porteurs minoritaires dans le volume du silicium cristallin est définie par :

$$1/\tau_{bulk} = 1/\tau_{Rad} + 1/\tau_{Aug} + 1/\tau_{SRH} \quad (9)$$

où  $\tau_{Rad}$  est la durée de vie associée à la recombinaison Radiative,  $\tau_{Aug}$  est la durée de vie associée à la recombinaison Auger et  $\tau_{SRH}$  est la durée de vie associée à la recombinaison SRH.

Les durées de vie associées à ces trois mécanismes de recombinaison varient avec la concentration de dopants du substrat *c-Si*. En effet, la durée de vie des porteurs décroît avec

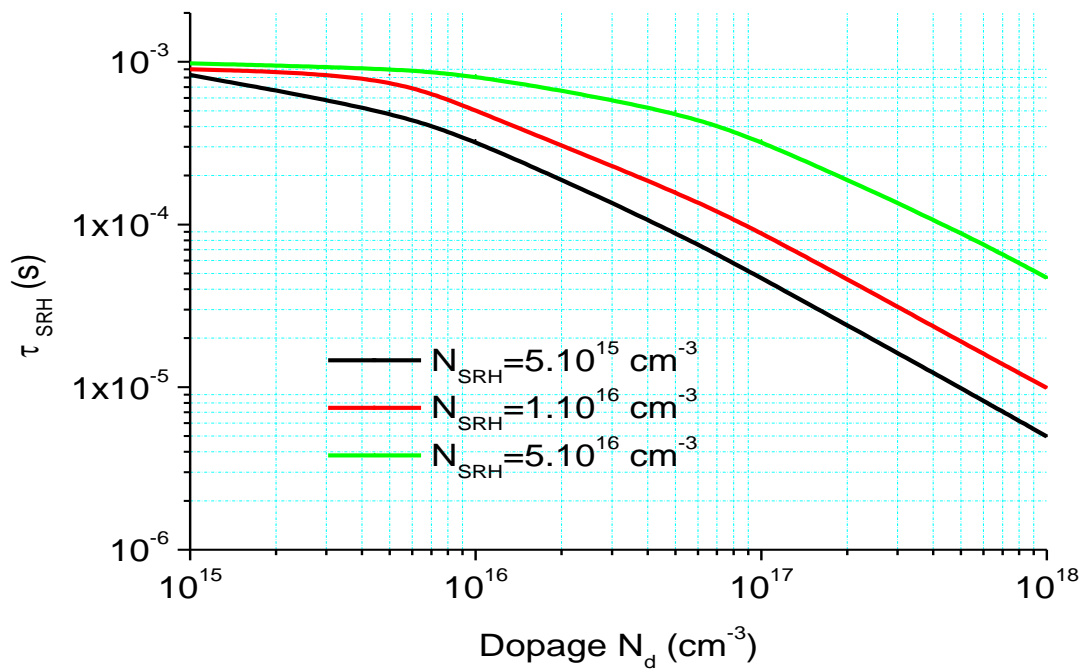


Figure 10: Effet du facteur  $N_{SRH}$  sur la durée de vie effective  $\tau_{SRH}$  des porteurs minoritaires avec  $\tau_{0,SRH} = 1 \text{ ms}$ .

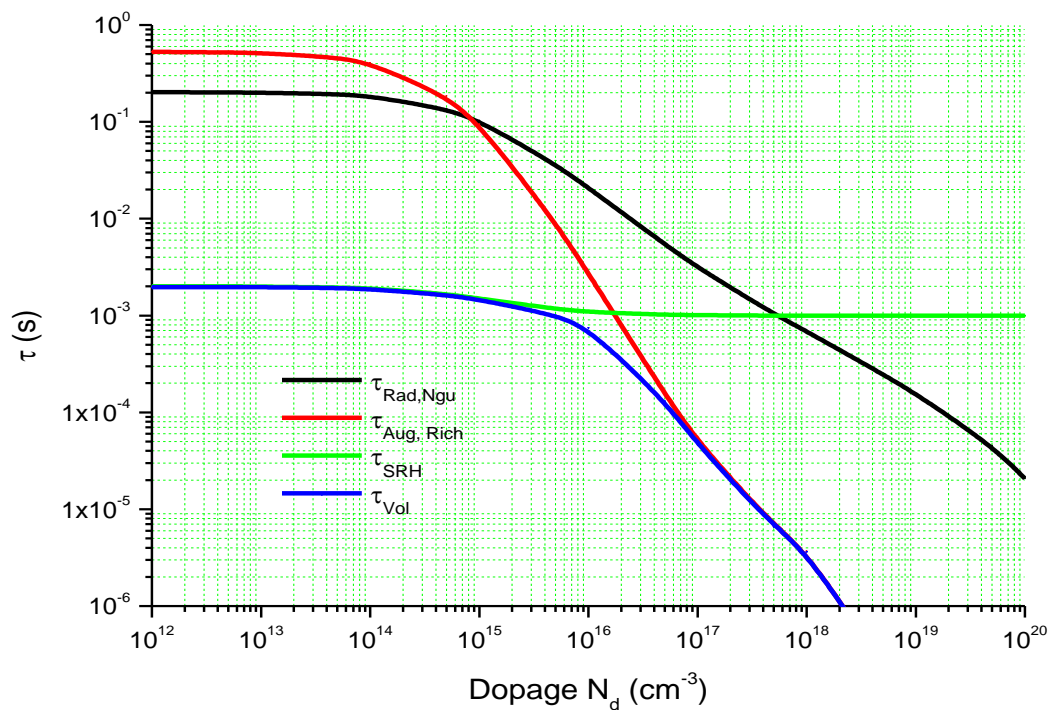


Figure 11. Effet des mécanismes de recombinaison Radiative, Auger et SRH sur la durée de vie volumique  $\tau_{bulk}$  des électrons, en fonction de la concentration de dopants  $N_D$ .  $N_{SRH} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $\tau_{0,SRH} = 1 \text{ ms}$ .

une concentration de dopants plus importante. Donc, il faut prendre en compte cette dépendance pour déterminer les résultats de simulation lorsqu'on fait varier la concentration de dopants.

Le facteur  $N_{SRH}$  traduisant la dépendance de la durée de vie  $\tau_{SRH}$  des porteurs minoritaires en fonction de la concentration de dopants du substrat  $c-Si$  est le facteur qui représente un seuil de concentration au delà duquel on note une dégradation de  $\tau_{SRH}$ . La figure 10 donne la variation de  $\tau_{SRH}$  en fonction de la concentration de dopants  $N_D$  pour trois valeurs de la constante  $N_{SRH}$

La figure 11 représente l'influence des mécanismes de recombinaison Radiative, Auger et SRH (avec  $N_{SRH} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) sur la durée de vie  $\tau_{bulk}$  des porteurs minoritaires libres en fonction de la concentration de dopants.

Un ensemble de simulation a été réalisé afin d'estimer la sensibilité de la performance des cellules pour différents dopages. Le dopage du substrat  $c-Si$  est varié dans la gamme ( $2 \cdot 10^{16} - 3,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) (figure 12). Cette sensibilité a été évaluée tout en gardant le reste des paramètres du dispositif fixe, avec une vitesse de recombinaison de surface avant (SRV) égale à  $10 \text{ cm/s}$  déduite à partir des mesures de durée de vie, ce qui donne une bonne passivation sur les surfaces avant et arrière et une faible recombinaison aux interfaces  $a-Si: H / c-Si$ .

Pour des concentrations de dopage inférieures à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (qui correspond à  $N_{SRH}$ ), le mécanisme de recombinaison SRH est prédominant. La durée de vie est principalement déterminée par le processus SRH comme on le voit sur la figure. 11. La recombinaison Auger devient significative lorsque les concentrations sont supérieures à  $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et devient même dominante lorsque  $N_D > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Lorsque la concentration de dopage augmente,  $J_{CC}$  diminue comme on peut l'observer dans la figure 12(a). Cela est dû à la durée de vie des porteurs et leur mobilité, qui diminuent avec l'augmentation de la concentration de dopage et la recombinaison Auger devient plus importante. L'impact du dopage de  $c-Si$  substrat sur  $V_{CO}$  est négligeable comme on le constate sur cette figure.

En augmentant la concentration de dopage  $c-Si$ , le  $FF$  est amélioré (figure 12(b)). Cette amélioration est due à la diminution de la résistivité du substrat  $c-Si$ .

Les paramètres  $J_{CC}$  et  $FF$  n'évoluent pas dans le même sens lorsque la concentration de dopage varie. Ces différentes variations résultent de l'existence d'une concentration de dopage optimale qui correspond au  $\eta$  maximum des cellules solaires  $IBC-SiHJ$ , comme on peut le voir sur la figure 12(b). Cette concentration de dopage optimal est d'environ  $N_D = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ( $\rho = 2,25 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ ) pour  $\tau_{0,SRH} = 1 \text{ ms}$  et ensuite tend à diminuer en raison de la dégradation de la durée de vie des porteurs et de la mobilité. Donc, il est nécessaire d'utiliser une résistivité du substrat  $c-Si$  ( $\rho = 0,225 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ ) pour une meilleure performance.

### V.8.2- Sensibilité au dopage du n-BSF

La conductivité d'obscurité et la photoconductivité sont notées respectivement  $\sigma_{obs}$  et  $\sigma_{ph}$ .

Comme nous l'avons vu au chapitre (I.5.2.1, p : 36) , la conductivité d'une couche semi-conductrice dépend du dopage et de la mobilité des porteurs selon l'équation (77)

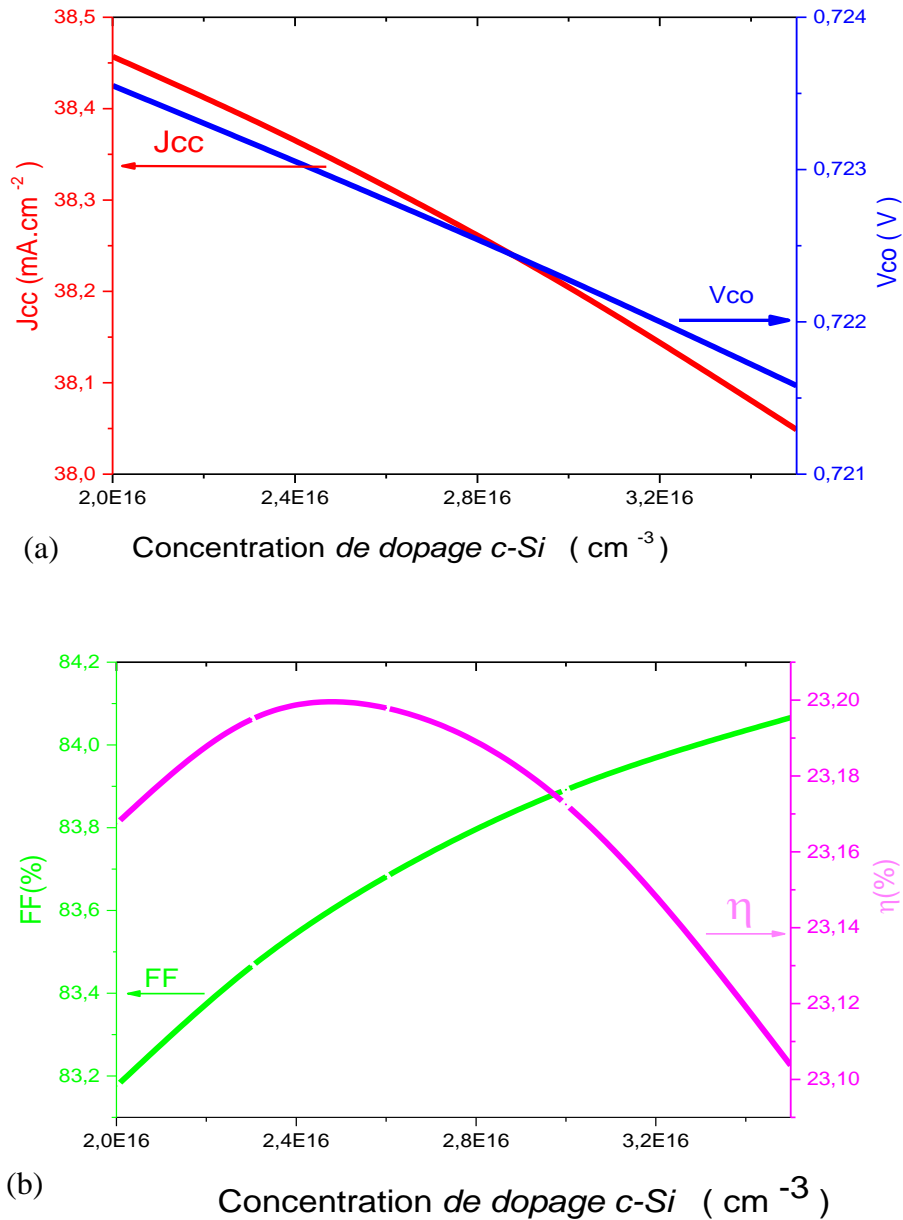


Figure 12. Evolution du  $J_{CC}$  ( $mA/cm^2$ ), du  $V_{CO}$  (V), du  $FF$  (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes concentrations de dopage du substrat c-Si.

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (10)$$

L'a-Si: H appliqué sur la face arrière du dispositif *IBC-SiHJ* devrait avoir une conductivité  $\sigma_{obs}$  améliorée quel que soit le  $\sigma_{ph}$ , puisque il n'y a pas de conduction lumineuse activée sur la face arrière de la cellule solaire. En outre, une faible densité d'état de défauts extrinsèques (introduits par de forts dopages) est également nécessaire pour améliorer les propriétés de passivation par la couche intrinsèque de a-Si. Puisque la conductivité d'obscurité de la couche intrinsèque de bonne qualité (moins de défauts) est très faible, la seule façon de réduire la

résistance série est de la doper, mais introduit également des défauts. Un compromis entre ces deux paramètres doit donc être établi.

Ainsi, l'effet de dopage du *n-BSF* a été évalué tout en conservant le restant des paramètres de périphériques fixes comme ci dessus. L'étude montre que  $J_{CC}$  augmente légèrement lorsque la concentration de dopage augmente de  $4,5.10^{18}$  à  $5,4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , au-delà de cette valeur,  $J_{CC}$  devient saturé comme nous l'observons dans la figure 13(a). Cela est dû à une augmentation des défauts dans la couche *n-BSF* provoquant une chute des mobilités et entraînant un taux de recombinaison plus important. Lors de l'augmentation de la concentration active de dopage (*n*) *a-Si:H*, le champ électrique devient plus intense et par suite la courbure de bandes à l'interface hétéro *a-Si:H/c-Si* augmente (figure 6-b), ce qui est favorable pour une meilleure collecte des porteurs de charge. Le dopage réduit la résistance série, mais introduit aussi des

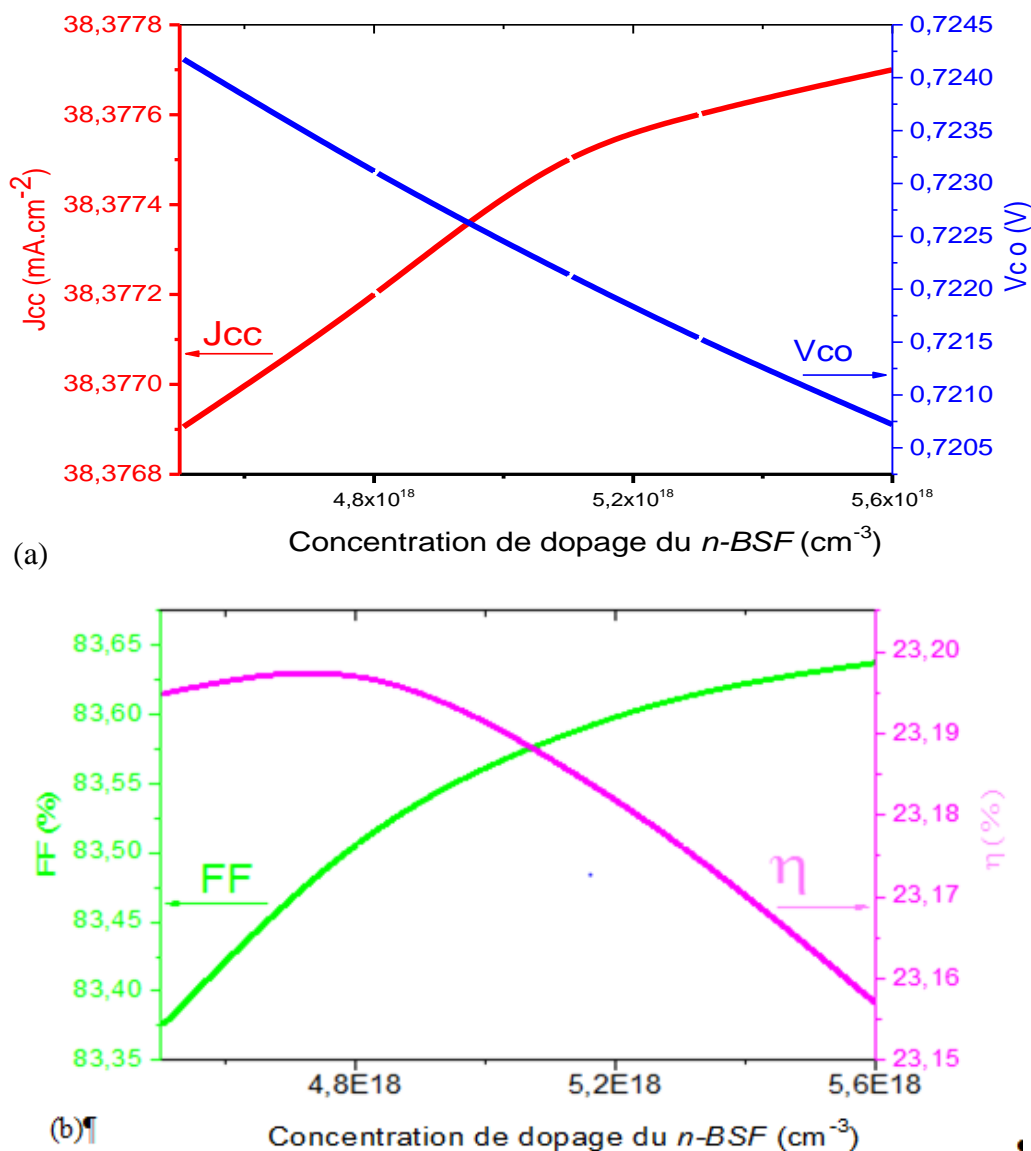


Figure 13. Evolution du  $J_{CC}$  ( $\text{mA}/\text{cm}^2$ ), du  $V_{CO}$  (V), du  $FF$  (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes concentrations de dopage du *n-BSF*

défauts qui limitent ainsi  $J_{CC}$ .

Comme on peut le voir sur la figure  $V_{CO}$  en fonction du dopage de  $n$ -BSF (figure 13 (a)),  $V_{CO}$  diminue légèrement lorsque le dopage  $n$ -BSF augmente, car la densité de défauts (nombre d'états de la bande interdite dans les couches  $a$ -Si: H et les états d'interface) a augmenté. Quant au facteur de forme FF sur la figure 13 (b), il est amélioré lorsque la concentration de dopage  $n$ -BSF croît. Cette amélioration est reliée à une conductivité améliorée et au fort champ électrique qui collecte des porteurs de charges et provoque une courbure de bande suffisante.

Les paramètres de  $V_{CO}$  et du  $J_{CC}$  (ou du FF) n'évoluent pas dans le même sens lorsque la concentration de dopage varie. Ces divers changements se traduisent par l'existence d'une concentration de dopage du  $n$ -BSF optimale correspondant au  $\eta$  maximum de cellules solaires IBC-SiHJ, comme indiqué sur la figure 13(b). Cette concentration de dopage optimale est d'environ  $N_D=4,8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspond au maximum de  $\eta$ .

### V.8.3- Effet des dimensions du dispositif de cellules solaires IBC-SiHJ

Les résultats des données d'expériences (Dans Atlas , DOE : Data Of Experiments en anglais) sont indiquées dans le tableau 3 ci-dessous:

#### V.8.3.1- Effet de l'épaisseur de la couche de a-Si:H intrinsèque ( $Th_{i-a-Si}$ )

L'introduction d'une couche de silicium amorphe non dopé ou intrinsèque ( $a$ -Si :H(i)) est le point clé du succès des cellules HIT (Heterojunction with intrinsic thin layer en Anglais). L'équipe de Sanyo explique que cette couche empêche la présence d'atomes dopants à la surface du cristal qui sont les responsables des recombinaisons à l'interface [8]. Son intérêt d'inclusion est la passivation des liaisons pendantes à la surface  $c$ -Si. Par conséquent, la densité des états de défauts à l'interface  $a$ -Si: /  $c$ -Si est significativement réduite ce qui permet d'obtenir des cellules à haut rendement. Un des pré-requis pour la passivation d'une hétéro-interface est la propreté des conditions de dépôt :

- nettoyage des substrats  $c$ -Si avant le dépôt des couches de  $a$ -Si:H,
- nettoyage des réacteurs de dépôt et du matériel susceptible d'être en contact avec les substrats.

Ces conditions de propreté lors du dépôt ne sont pas certes aussi contraignantes qu'en microélectronique mais l'expérience a montré qu'elles sont nécessaires pour ne pas altérer les hétéro-interfaces [9]. L'application d'une couche tampon émetteur et BSF, permet d'atteindre un  $V_{CO}$  maximal de 726 mV (figure 14(a)), en raison de la vitesse de recombinaison relativement faible à l'interface  $a$ -Si: H/  $c$ -Si. Cette même figure 14(a) montre une légère augmentation de  $V_{CO}$  de 720-726 mV lorsque  $Th_{i-a-Si}$  augmente de 3 à 17 nm. Cette amélioration de  $V_{CO}$  est due aux couches  $i$ - $a$ -Si:H qui sont donc moins défectueuses. Cependant, le FF baisse considérablement de 83,44 % à 74,60 % en augmentant l'épaisseur de la couche  $i$ - $a$ -Si:H (figure 14(b)) . L'impact de  $Th_{i-a-Si}$  sur  $J_{CC}$ , selon la figure 14(a), est négligeable. Ces tendances prédictives sont qualitativement en accord avec les résultats d'autres auteurs, par exemple ceux des références [8-9]. Nous avons trouvé une  $Th_{i-a-Si}$  optimale de 6 nm, qui conduit au plus haut rendement  $\eta$  (23,20 %) (figure 14(b)).

$Th_{i-a-Si} (\mu m)$	$J_{CC} (mA.cm^{-2})$	$V_{CO} (mV)$	$FF (%)$	$\eta (%)$
0.003	38.4646	720	83.44	23.14
0.004	38.4647	721	83.40	23.17
<b>0.006</b>	<b>38.4646</b>	<b>723</b>	<b>83.25</b>	<b>23.20</b>
0.008	38.4645	724	83.06	23.16
0.010	38.4643	725	82.81	23.12
0.012	38.4641	725	82.47	23.05
0.015	38.4636	<b>726</b>	81.75	22.87
0.017	38.4632	<b>726</b>	80.60	22.54
0.020	38.4625	724	74.60	20.80

$W_n (\mu m)$	$J_{CC} (mA.cm^{-2})$	$V_{CO} (mV)$	$FF (%)$	$\eta (%)$
080	38.52	723	82.71	23.07
110	38.48	723	83.12	23.16
130	38.46	723	83.26	23.18
<b>180</b>	<b>38.37</b>	<b>723</b>	<b>83.51</b>	<b>23.20</b>
250	38.21	723	83.68	23.14
300	38.03	723	83.77	23.06
350	37.84	723	83.83	22.96
400	37.62	723	83.88	22.83
450	37.32	723	83.92	22.67

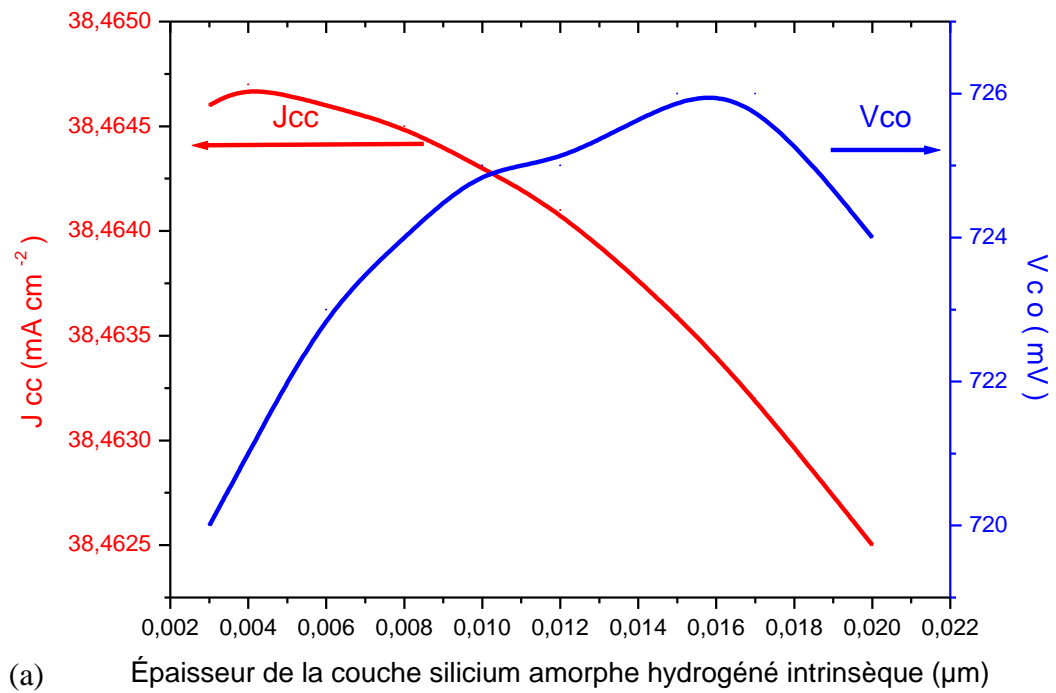
  

$W_p (\mu m)$	$J_{CC} (mA.cm^{-2})$	$V_{CO} (mV)$	$FF (%)$	$\eta (%)$
400	35.09	722	84.05	21.34
500	36.08	722	84.02	21.94
600	36.83	722	83.97	22.38
700	37.48	722	83.91	22.76
800	37.93	723	83.81	23.01
900	38.27	723	83.64	23.16
<b>950</b>	<b>38.38</b>	<b>723</b>	<b>83.50</b>	<b>23.20</b>
1000	38.46	723	83.23	23.17
1050	38.52	723	82.69	23.06

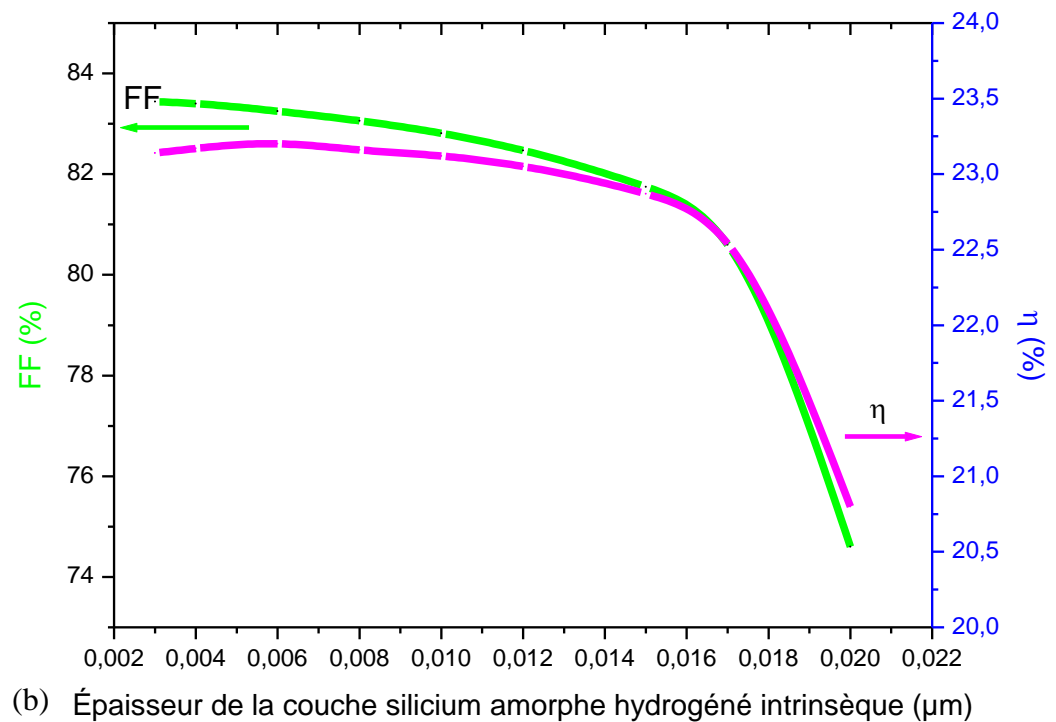
  

$W_g (\mu m)$	$J_{CC} (mA.cm^{-2})$	$V_C (mV)$	$FF (%)$	$\eta (%)$
30	38.41	723	83.52	23.22
40	38.39	723	83.51	23.21
<b>50</b>	<b>38.37</b>	<b>723</b>	<b>83.50</b>	<b>23.20</b>
60	38.35	723	83.49	23.18
70	38.33	723	83.48	23.16
80	38.31	723	83.47	23.15
90	38.29	723	83.46	23.13
100	38.27	723	83.45	23.12
110	35.25	723	83.44	23.11

Tableau 3: Sommaire des performances du dispositif de la cellule solaire *IBC-SiHJ*



(a) Épaisseur de la couche silicium amorphe hydrogéné intrinsèque (μm)



(b) Épaisseur de la couche silicium amorphe hydrogéné intrinsèque (μm)

Figure 14. Evolution du  $J_{CC}$  (mA/cm<sup>2</sup>), du  $V_{CO}$  (V), du FF (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes épaisseurs de la couche silicium amorphe hydrogéné intrinsèque

### V.8.3.2- Optimisation de la géométrie de la face arrière

La géométrie de la face arrière est également l'un des domaines de recherche les plus étudiés pour optimiser les performances des cellules solaires *IBC-SiHJ*. La face arrière est constituée d'une alternance de couches séparées de *a-Si:H* dopées n et p. Dans notre étude, on utilise la demi-largeur de l'émetteur notée  $W_p$ , la demi-largeur du *BSF* ( $W_n$ ) et la largeur de l'espace entre émetteur et *BSF* ( $W_g$ ) qui sont les paramètres de la cellule élémentaire de la cellule solaire (figure 7). Ces derniers peuvent avoir un impact important sur les cellules solaires *IBC-SiHJ*. Donc, il est important de connaître le comportement de la cellule par rapport à ces dimensions.

#### V.8.3.2.1- Effet de $W_p$

L'étude de l'influence de la demi-largeur de l'émetteur ( $W_p$ ) est importante afin d'optimiser la géométrie de la face arrière. On a donc fait varier  $W_p$  en fixant  $W_g$  tout en maintenant le pas

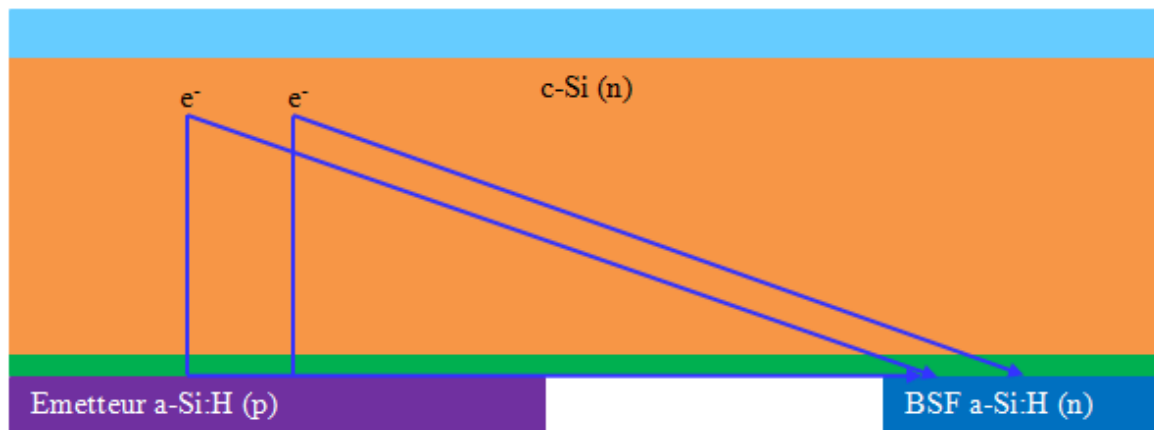


Figure 15 : Illustration du trajet supplémentaire à parcourir par les porteurs majoritaires (electron  $e^-$ ) augmentant leurs probabilités de se recombiner avant d'atteindre le BSF.

(pitch) constant. La variation de  $W_p$ , de 400 à 1050  $\mu m$ , se traduit par une forte augmentation de  $J_{CC}$  de 35 à 38,5  $mA.cm^{-2}$  (figure 16 (a)), et un accroissement ensuite suivie d'une baisse du rendement, comme on peut le voir sur le figure 16 (b). Les porteurs minoritaires générés dans le substrat *c-Si* au-delà du milieu de la région d'émetteur n'ont pas besoin de se déplacer latéralement, ce qui entraîne des rendements plus élevés pour les émetteurs plus larges. Les émetteurs plus larges font augmenter également la distance que les porteurs majoritaires doivent traverser pour atteindre le *BSF* par rapport à leur longueur de diffusion, ce qui entraîne l'augmentation des pertes résistives (voir figure 15). Ceci explique la diminution du *FF* observé sur le figure 16 (b) lorsque  $W_p$  croît. Une fois que la résistance série est suffisamment grande, une baisse du rendement commence à apparaître.

L'évolution différente de  $J_{CC}$ ,  $V_{CO}$ , *FF* et  $\eta$  conduit à une largeur optimale de 950  $\mu m$  pour  $W_p$ .

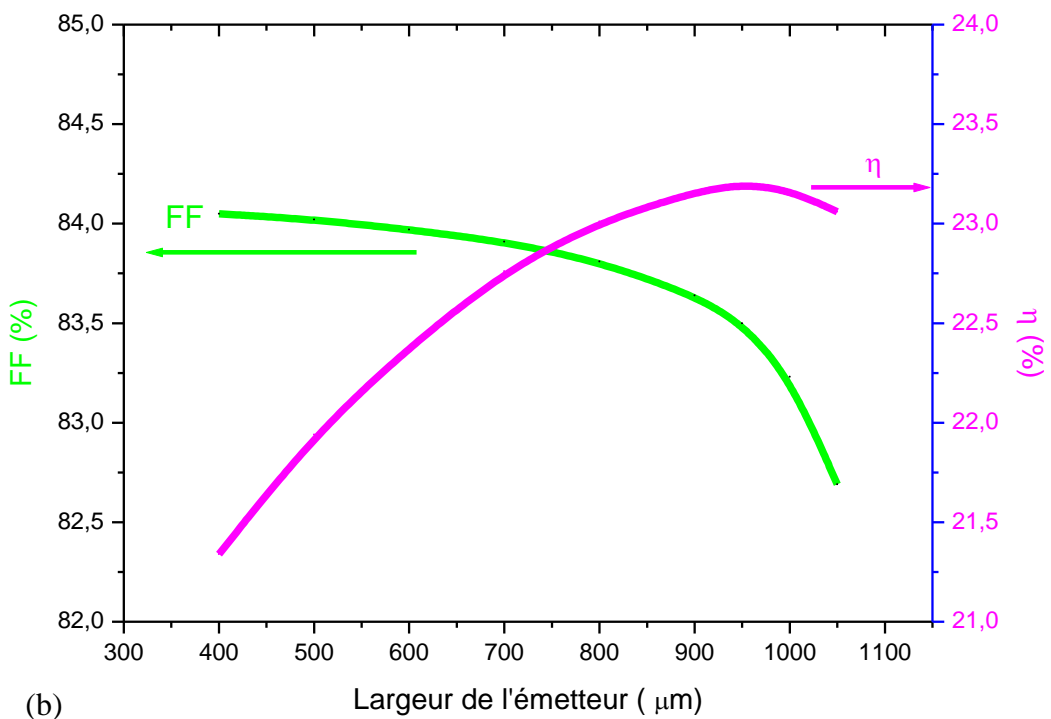
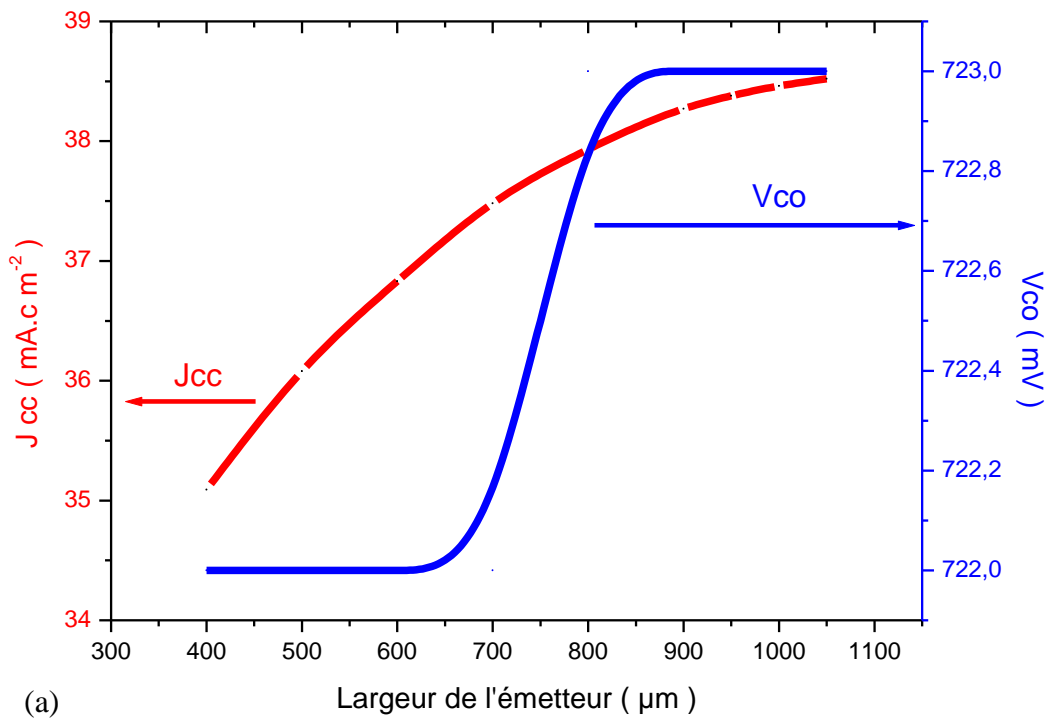


Figure 16. Evolution du  $J_{CC}$  ( $mA/cm^2$ ), du  $V_{CO}$  (mV), du  $FF$  (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes largeur de l'émetteur.

### V.8.3.2.2- Effet de $W_n$ et $W_g$

On poursuit l'optimisation de la géométrie de la face arrière en étudiant maintenant l'influence de la largeur du BSF ( $W_n$ ) et de la largeur de l'espace entre l'émetteur et le BSF ( $W_g$ ). On a procédé de la même manière que précédemment en ne faisant varier que le paramètre  $W_n$  comme pour  $W_p$ . Les résultats montrent que les grandes longueurs  $W_n$  et  $W_g$  entraînent une diminution du rendement. Cela est dû à la plus grande distance latérale moyenne que les porteurs minoritaires qui sont photogénérées dans le  $c\text{-Si}$  au milieu du BSF doivent parcourir pour atteindre l'émetteur (voir figure 17), ce qui augmente leurs probabilités de se recombiner.

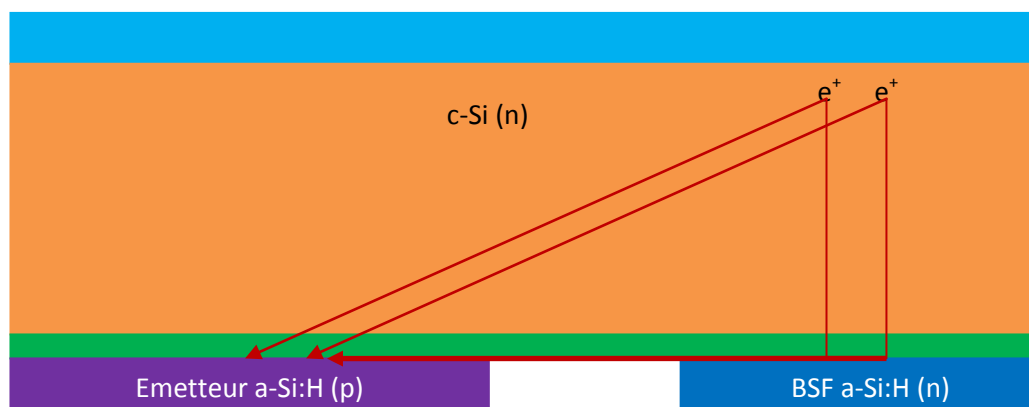
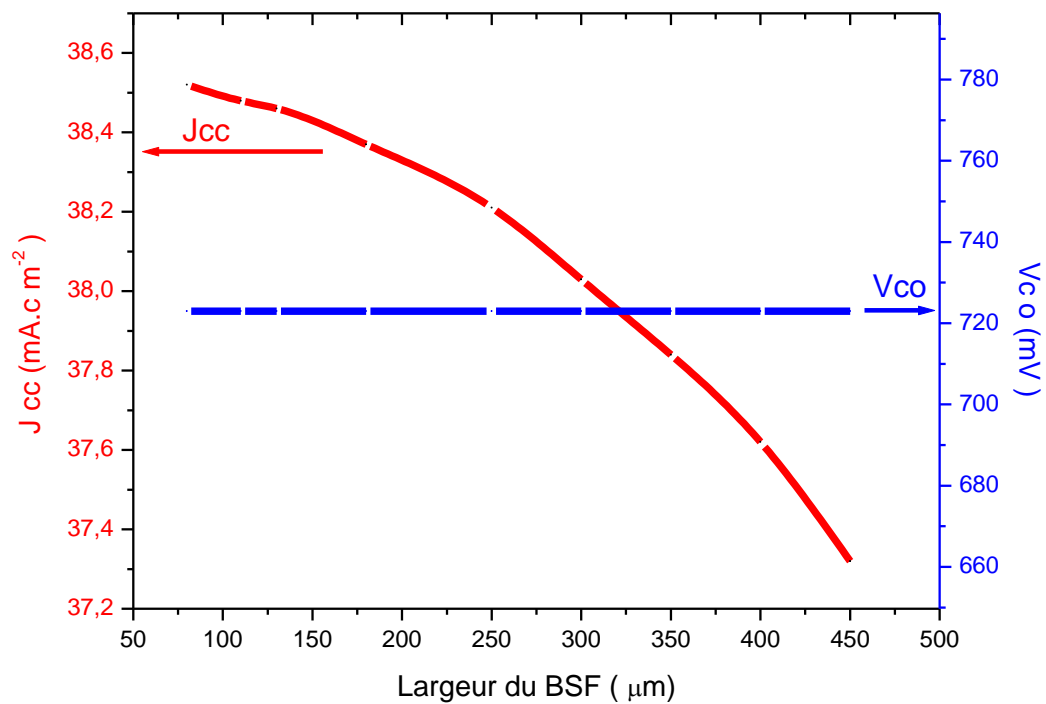
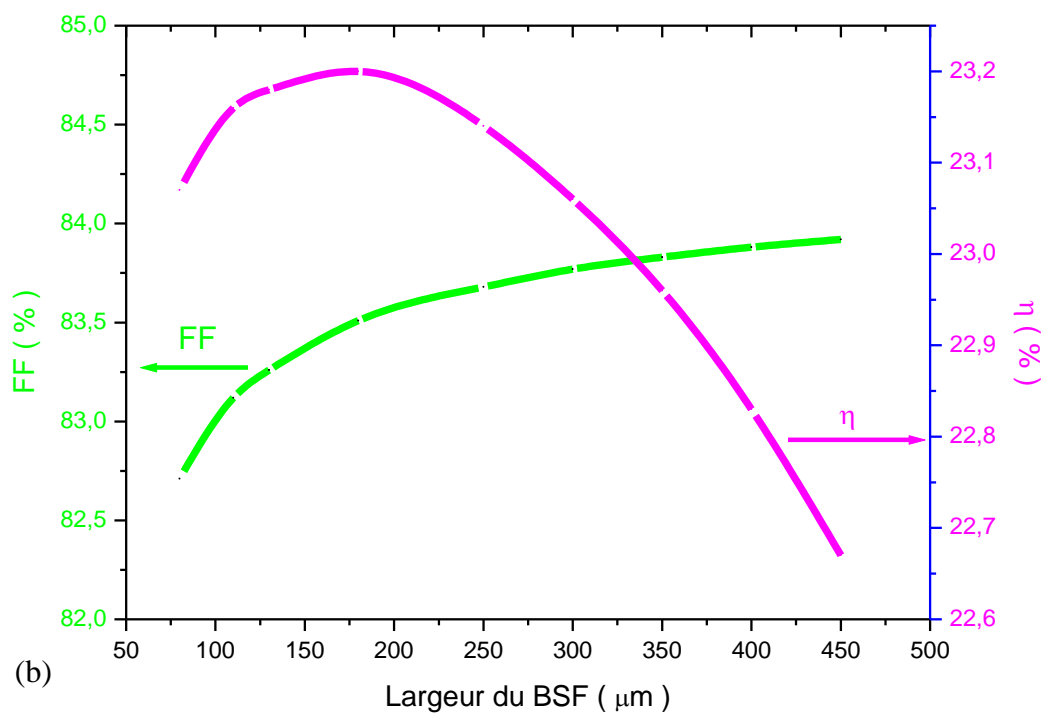


Figure 17 : Illustration du trajet supplémentaire à parcourir par les porteurs minoritaires (trou  $e^+$ ) augmentant leurs probabilités de se recombiner avant d'atteindre l'émetteur.

L'augmentation de  $W_n$  de  $80$  à  $450 \mu\text{m}$  résulte en une légère décroissance de  $J_{CC}$  comme nous pouvons le voir sur la figure 18(a). La variation de  $W_n$  n'a aucune influence sur  $V_{CO}$ . La largeur du BSF doit être prise la moins large possible pour atteindre les meilleures valeurs possibles de  $J_{CC}$ , mais un ruban-n étroit peut provoquer des effets d'ombrage électriques (II.3 page 71-72). De l'autre côté, un large ruban-n peut augmenter la résistance série au courant des porteurs majoritaires. Ainsi,  $W_n$  doit être optimisée. La valeur optimale qui correspond au rendement le plus élevé est  $W_n=180 \mu\text{m}$ . Sur la figure 19 (b), on remarque que plus  $W_g$  est petit, plus que le rendement est grand, car la recombinaison des porteurs minoritaires à la surface entre l'émetteur et le BSF est plus petite. Comme pour la région du BSF, l'augmentation de la largeur  $W_g$  correspond à une distance latérale supplémentaire au-dessus de la zone de BSF que les porteurs minoritaires photogénérés dans le substrat  $c\text{-Si}$  doivent traverser. Cette distance supplémentaire augmente leurs chances de se recombiner avant d'atteindre l'émetteur. En plus, l'interface avec le substrat  $c\text{-Si}$  et la région d'espace peut également être lieu de recombinaison. L'impact de  $W_g$  sur  $J_{CC}$ ,  $FF$  et  $\eta$  est représenté sur la figure 19 (a et b). L'augmentation de la largeur  $W_g$  résulte d'une diminution de  $J_{CC}$ ,  $FF$  et  $\eta$ , mais le  $V_{CO}$

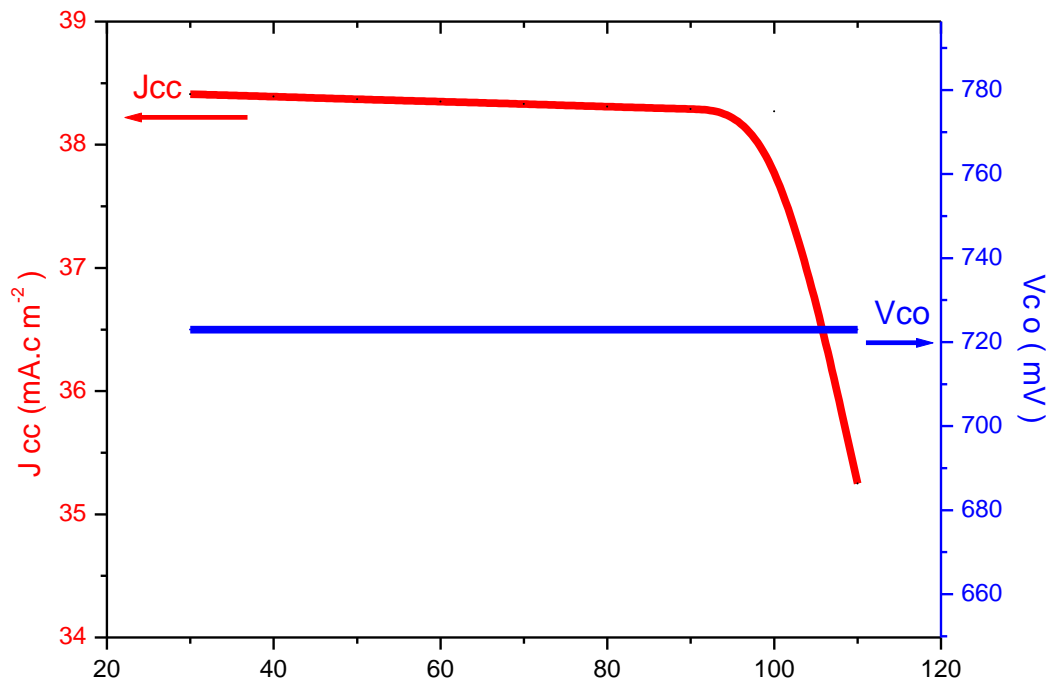


(a)

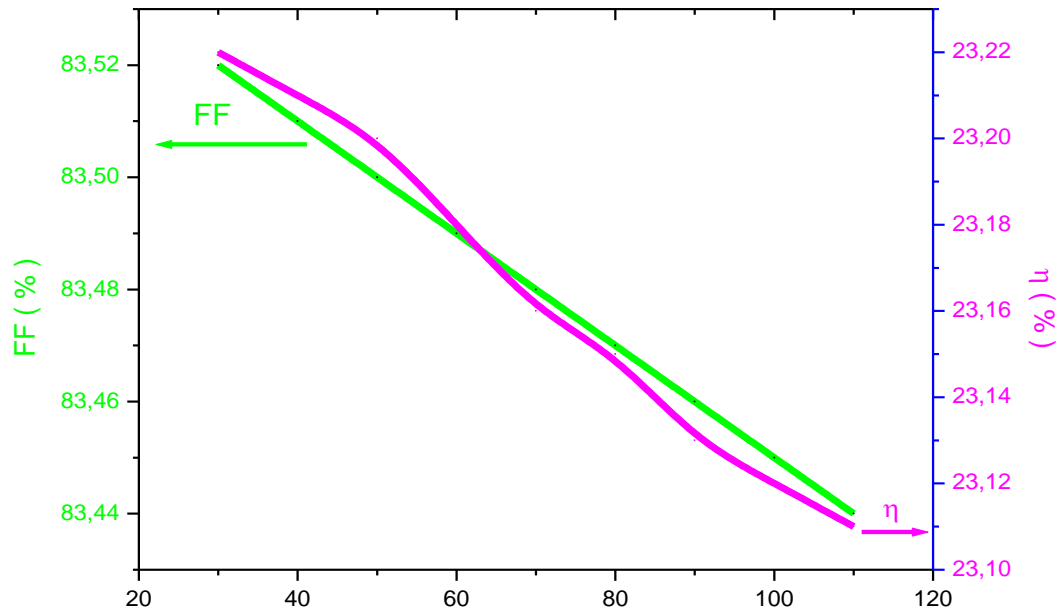


(b)

Figure 18. Evolution du  $J_{CC}$  (mA/cm<sup>2</sup>), du  $V_{CO}$  (V), du FF (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes largeurs d'espaceur entre émetteur et BSF



(a) Largeur de l'espace entre l'émetteur et le BSF ( μm )



(b) Largeur de l'espace entre l'émetteur et le BSF ( μm )

Figure 19 Evolution du  $J_{CC}$  (mA/cm<sup>2</sup>), du  $V_{CO}$  (V), du FF (%) et du rendement  $\eta$  (%) pour différentes largeurs d'espace entre émetteur et BSF.

demeure constant. Le largeur  $W_g$  sera prise aussi plus petite que possible avec une bonne passivation de surface afin d'éviter la recombinaison des porteurs minoritaires dans le volume du substrat  $c$ -Si et le dommage de la performance de la cellule. Supprimer cette région d'espacement serait une solution attractive mais cela conduirait à un court-circuit interne de la cellule, ce qui rend cette solution inadaptée. Plus petit espace entre l'émetteur et la région  $BSF$  serait efficace pour augmenter  $\eta$  et par conséquent, on a pris une valeur appropriée de  $50 \mu m$  afin d'éliminer la possibilité de court circuit.

Grâce à ces optimisations, un rendement  $\eta = 23.20 \%$  est abouti.

### **Conclusion.**

La simulation a fourni une initiative pour aider à comprendre et à obtenir une analyse détaillée des caractéristiques des cellules  $IBC$ -SiHJ. Simulations numériques à deux dimensions ( $2D$ ) pour les cellules solaires  $IBC$ -SiHJ ont été étudiées en utilisant le dispositif logiciel Atlas Silvaco, et plusieurs paramètres géométriques ont été aussi étudiés et leur impact a été montré sur les caractéristiques de sortie de cellules solaires.  $IBC$ -SiHJ. Les résultats généraux de la distribution  $2D$  et les courbes de densité de courant-tension ont été générées, et la dépendance de la performance des cellules pour les dopages du substrat  $c$ -Si et  $n$ -BSF et la géométrie de la face arrière sont évaluées. Les simulations suggèrent que les dopages du substrat  $c$ -Si et  $n$ -BSF doivent être optimisés avec les valeurs respectivement  $2,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La géométrie optimale correspond à une dimension minimale  $W_n$  est égale à  $180 \mu m$  et une dimension maximale de la région  $W_p$  égale à  $950 \mu m$ . La largeur de la zone d'espacement entre  $BSF$  et émetteur doit être maintenue aussi petite que possible pour éviter la recombinaison des porteurs minoritaires dans le volume du substrat  $c$ -Si et sa valeur est  $W_g = 50 \mu m$ . Ces valeurs de paramètres spécifiques ont augmenté la performance de la cellule, et le rendement est améliorée en permettant une conversion  $\eta = 23,20 \%$ , ce qui prouve le grand potentiel de ces paramètres optimaux.

**Bibliographie du chapitre V:**

- [1]. D.J. Roulston, N.D. Arora and S.G. Chamberlain, "Modeling and measurement of minority-carrier lifetime versus doping in diffused layers of n+-p silicon diodes", IEEE Trans. Electron Devices 29, pp. 284- 291 (1982).
- [2] MJ Kerr and A Cuevas. "General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon". J. Appl. Phys. 2002; 91:2473-80.
- [3].A. Al-Juffal and J. E. Parrot. "Optimal design of back contact solar cells", 9th EC PVSEC, Freiburg (Germany), 1989, pp. 447-450.
- [4] G.Masetti , M.Severi, and S.Solmi, "Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic , Phosphorous and Boron doped Silicon", IEEE Trans. Elec. Dev. ED-30, (1983): 764-769.
- [5] Atlas User's Manual: Device simulation from Silvaco International, version 5.19.20, 19 Fevrier 2016, pp 171-173 (in <http://www.silvaco.com>, consulté le 06 avril 2016).
- [6] D. Diouf, J.P. Kleider, and C. Longeaud, "Two-Dimensional Simulations of Interdigitated Back Contact Silicon Hetero-junctions Solar Cells, Chapter 15 of the book Physics and Technology of Amorphous-Crystalline Silicon Heterostructure Solar Cells", Edit. Springer 2011, pp. 483-519.
- [7] M. Vukadinovic et al., "Numerical modelling and optimization of the n-i-p-i-p+HIT solar cells based on mc-Si, a-Si:H and  $\mu$ c-Si", Proceedings of the 19<sup>th</sup> European P Solar Energy Conference, p.773, Paris, June 2004.
- [8] Tanaka M. et al., "Development of new a-Si/c-Si heterojunction solar cells : ACJHIT (Artificial Constructed Junction-Hetrojunction with Intrinsic Thin layer)", Japanese Journal of Applied Physics, Volume 31, pp. 3518-3522, 1992.
- [9] D. Diouf : "Cellules photovoltaïques silicium à hétérojonctions et à structure interdigitée en face arrière". Thèse doctorat, Université Paris-Sud, 2010.

# **Conclusion générale**

### Conclusion générale

La production mondiale d'électricité photovoltaïque est largement dominée par le silicium avec 95 % des panneaux photovoltaïques installés. Malgré la concurrence de nouveaux matériaux, le silicium reste cependant le matériau le plus utilisé dans le photovoltaïque, il bénéficie également d'une implantation importante et durable dans l'industrie de la microélectronique. Celle-ci utilise du silicium monocristallin de très haute pureté, obtenu par des méthodes telles que le tirage CZ (Czochralski). Ce type de matériau, qui présente d'excellentes qualités électroniques, est très coûteux. Vu l'engouement pour cette énergie dans le monde et qui ne cesse de croître, les recherches se sont concentrées sur l'amélioration du rendement des panneaux photovoltaïques et sur des matériaux alternatifs possédant un meilleur rendement et un faible coût.

Parmi les nouveaux matériaux considérés prometteurs pour le photovoltaïque, le silicium amorphe hydrogéné qui est étudié intensément depuis plus d'une vingtaine d'années. Il fut étudié dans un premier temps pour des applications des cellules solaires n-i-p, des transistors en couches minces (TFT), des imageurs, des scanners optiques et des écrans à cristaux liquides (LCD). Depuis le début des années 1990, il est introduit dans le photovoltaïque grâce à son large et sa modulable bande d'énergie interdite. C'est la raison pour laquelle, nous nous sommes orientés vers cette filière pour étudier plus particulièrement les cellules solaires silicium à hétérojonctions et à structures interdigitées en face arrière (*IBC-SiHJ*).

La cellule solaire *IBC-SiHJ* est l'un des dispositifs les plus prometteurs pour la réduction du coût par watt, et par suite de nombreux efforts sont faits pour optimiser sa performance et son procédé de fabrication.

La simulation est largement utilisée dans le cadre de ce travail afin d'étudier les paramètres les plus importants pour le fonctionnement de ces cellules, dans le but de diminuer les pertes et d'optimiser ses paramètres physiques et géométriques en vue d'obtenir un avantageux rendement. La simulation est élaborée par le logiciel Atlas de Silvaco. Ce dernier a été développé pour simuler les caractéristiques optiques et électriques dans le domaine de la microélectronique en général et les cellules solaires en particulier.

De tels dispositifs, ayant tous les contacts en face arrière, présentent un courant photogénéral amélioré en raison de l'absence des effets d'ombrage comme pour les grilles de contacts frontal. Dans les structures *IBC-SiHJ* avec matériaux non cristallins, comme le silicium amorphe, les couches de celui-ci sont déposées à basse température sur les surfaces du substrat, ce qui nécessite un procédé beaucoup moins coûteux énergétiquement comparé aux procédés classiques de dopage par diffusion gazeuse, comme dans le cas des cellules solaires conventionnelles en silicium cristallin.

Comme de nombreux aspects critiques et inconvénients sont associés à la cellule *IBC-SiHJ*, le but de cette thèse est de mettre ces derniers au point au moyen de simulations numériques. En

particulier, le dépôt d'une couche supplémentaire de silicium amorphe intrinsèque entre le silicium cristallin et le silicium amorphe hydrogéné dopé, qui est nécessaire pour atteindre une bonne passivation de surface, affecte les performances des cellules solaires surtout concernant leurs facteurs de forme. En effet, il conduit à la formation d'une barrière de potentiel au niveau des contacts. Celle-ci est particulièrement nuisible au transport des porteurs minoritaires au contact d'émetteur. Cet effet provoque une caractéristique  $J-V$  sous la forme en S, conduisant à un facteur de forme nettement faible.

La méthode de la matrice de transfert a été adoptée pour résoudre avec succès la partie optique dans différentes structures avec une surface avant plane, adaptée aux couches de revêtement antireflet.

Les modèles physiques ont été mis en place et validés par comparaison avec ceux de la littérature. L'organigramme de simulation a été adopté pour calculer le rendement des cellules solaires  $IBC-SiHJ$  qu'on peut atteindre, dans lequel les pertes optiques, les pertes par recombinaison en volume et les vitesses de recombinaison en surface, aux interfaces et aux contacts métalliques sont pris en compte. Les cellules solaires  $IBC-SiHJ$  donnent des rendements potentiellement plus élevés comparés à d'autres architectures envisagées, y compris les cellules conventionnelles et la cellule solaire HIT.

Afin de comprendre les aspects critiques des dispositifs réels, différentes séries de simulation ont été effectuées :

- La passivation des hétéro-interfaces c-Si/a-Si:H est primordiale car la présence d'une grande densité de défauts se traduit par une dégradation des caractéristiques de sortie de la cellule.

L'impact de la couche arrière de silicium amorphe intrinsèque sur les performances de la cellule a été vu. La présence d'une couche tampon conduit à deux effets compétitifs :

- Une passivation de surface améliorée,
- Une conduction dégradée des porteurs minoritaires à l'émetteur.

Les résultats de simulation montrent que la barrière de potentiel peut être diminuée en réduisant la largeur de la bande interdite d'énergie ou en améliorant la mobilité des trous dans cette couche :

- Un substrat c-Si de bonne qualité est nécessaire ( $\tau_{SRH} > 1\text{ms}$ ) pour les cellules solaires  $IBC-SiHJ$ , car nos simulations ont montré que les performances de la cellule interdigitée sont très sensibles à la qualité du substrat c-Si ( $\tau_{SRH}$  des porteurs minoritaires). Donc, ces dispositifs réels doivent être fabriqués en plaquettes FZ (Fusion de Zone) de type N qui sont de meilleures qualités.

L'influence du dopage du substrat c-Si sur la performance de la cellule a été par ailleurs analysée; comme la concentration du dopage augmente :

- La résistivité diminue,
- La durée de vie des porteurs croît.

De telles variations conduisent à deux effets compétitifs qui sont une dégradation du facteur de forme et une densité de courant de court-circuit plus grande, donc une configuration optimale doit être calculée. Par conséquent :

- L'utilisation de substrats résistifs ( $N_D < 2,4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ou  $\rho_{c-Si} > 0,252 \Omega.cm$ ) est recommandée pour éviter les pertes de performances liées à une décroissance de la durée de vie  $\tau_{SRH}$  des porteurs et à la prédominance des recombinaisons Auger qui entraîne une dégradation de  $\tau_{SRH}$  avec un substrat faiblement résistif,
- L'utilisation de substrats moins épais ( $< 250 \mu\text{m}$ ) qui constitue une des tendances du marché pour réduire les coûts de fabrication peut se faire avec ce type de cellules sans perte significative de rendement en utilisant un substrat c-Si de très bonne qualité.

L'optimisation de la géométrie de la face arrière a été aussi abordée :

- La géométrie optimale correspond à une zone BSF la moins large possible. La largeur de la zone d'espacement entre *BSF* et émetteur doit être maintenue aussi petite que possible pour éviter la recombinaison des porteurs minoritaires dans le volume du substrat *c-Si*.

Globalement, les cellules solaires silicium à hétérojonction et à structure interdigitée en face arrière (*IBC-SiHJ*) ont été confirmées pour être une architecture prometteuse afin d'atteindre un rendement relativement élevé par des moyens de procédés de fabrication à faibles coûts. Une gamme large de paramètres physiques affecte la performance de ces cellules solaires et une optimisation est nécessaire afin de maximiser leur rendement. De tels paramètres sont principalement liés à la mobilité des porteurs minoritaires, l'imperfection de la couche arrière tampon de silicium amorphe intrinsèque et les dimensions géométriques de la cellule.

Nous avons montré avec ce travail qu'Atlas de Silvaco originellement dédié à la communauté de la microélectronique pouvait aussi être utilisé avec succès par la communauté photovoltaïque pour étudier le fonctionnement des cellules à base de silicium. Ce travail pourrait être étendu à la filière couches minces en général où le besoin d'un outil de simulation adapté est réel. Cet outil a permis de confirmer le très fort potentiel des cellules interdigitées à hétérojonctions pour atteindre les hauts rendements.

Les résultats principaux de la distribution à deux dimensions et les courbes de densité de courant-tension ont été obtenus. La dépendance de la performance des cellules pour les dopages du substrat *c-Si* et *n-BSF* et la géométrie de la face arrière ont été ainsi évaluées. Les

simulations conduisent aux optimisations des dopages du substrat *c-Si* et *n-BSF* qui sont estimés aux valeurs de  $2,4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $4,8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  respectivement. La géométrie optimale correspond à une largeur minimale  $W_n$  du BSF à  $180 \mu\text{m}$  et une largeur maximale de l'émetteur  $W_p$  égale à  $950 \mu\text{m}$ . La largeur de la zone d'espacement (appelé gap) entre le BSF et l'émetteur doit être maintenue aussi petite que possible pour éviter la recombinaison des porteurs minoritaires dans le volume du substrat *c Si* et la préférable valeur obtenue est de  $5 \mu\text{m}$  pour  $W_g$ . Ces valeurs de paramètres spécifiques ont permis d'augmenter la performance de la cellule, et en conséquence, le rendement énergétique  $\eta$  s'améliore ainsi à 23,20 %, ce qui prouve le grand potentiel de ces paramètres optimaux.

Ce travail ouvre la voie à de nouvelles perspectives dans le domaine du photovoltaïque et notamment dans cette filière des cellules hétérojonctions et à contacts arrières interdigités. De nombreuses études restent encore à exploiter comme par exemple l'effet de la texturation, qui vient juste d'être introduite par Atlas Silvaco, et où l'expérience montre que la texturation conduit à une meilleure absorption des photons et, par conséquent, à une bonne collecte du courant photogénéré. L'étude de l'effet de la température sur les performances de ces cellules pourrait constituer également un créneau très intéressant à l'avenir.