

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE « Dr. TAHAR MOULAY » DE SAIDA

FACULTE DES SCIENCES DEPARTEMENT DE

PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : PHYSIQUE

Option : Physique des matériaux

Par

Saied Ahmed

Sur le thème

Etude des cellules solaire à base de « silicium »

Soutenu le 10/06/2019 devant le jury composé de :

Mr. Doumi	MCA Université Dr. Tahar Moulay de Saida	Président
Mr. Mahi adb el hamid	MCA Centre Universitaire Nour bachir El Bayadh	Encadreur
Mr. Meskin	MCA Université Dr. Tahar Moulay de Saida	Co-Encadreur
Mr. Mokadam Allal	MCA Centre Universitaire Nour bachir El Bayadh	Examineur

Année Universitaire 2018 - 2019

*R*emerciement

Nous remercions en premier lieu Dieu le tout puissant de nous avoir donné la foi et la sagesse et nous inclinons humblement devant sa bonté, lui qui nous a donné courage et santé pour achever ce travail.

Je veux remercier particulièrement mon encadreur Dr.Mahi Abd el Hamid. pour les efforts qu'il avait consentis avec beaucoup de sympathie et de patience pour son encadrement de qualité, pour l'assistance et sa disponibilité, pour ses orientations, pour sa compréhension et ces précieux conseils tout le long de mon travail.

Mes vifs remerciements aillent à Mr Mokadam.A qu'il a fait l'immense honneur d'accepter d'être examinateur de ce mémoire. J'adresse également mes remerciements et mon respect à Mr Doumi qui a fait l'honneur de présider le jury. Et je veux remercier mon co-encadreur Mr.Meskin pour son aide.

J'exprime mes reconnaissances à tous les enseignants du département de physique pour avoir fortement contribué à enrichir mes connaissances.

Je voudrais remercier toute la promotion de physique de matériaux

2018/2019.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail: à mes Parents qui ont sacrifié leur vie pour ma réussite, j'espère qu'un jour je pourrais leur rendre un peu de ce qu'ils ont fait pour moi.

✓ *À mes frères à son soutien.*

✓ *À toutes ma grande famille.*

À toute personne ayant contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce mémoire. À mes amis. Et tous ceux qui, par un mot, m'ont donné la force de continuer.

Ahmed

Liste des Figures

FigureI.1: La structure énergétique d'un atome de Silicium.....	02
FigureI.2 : La structure énergétique d'un Cristal.....	03
FigureI.3 : (a, b) : a : le silicium est isolant. b : le silicium est mauvais conducteur.	05
FigureI.4 : Phénomènes de génération thermique et de recombinaison de paires électrons trous conduisant à un équilibre à température constante.....	06
FigureI.5 : populations des porteurs du semi-conducteur. Intrinsèque et niveau de Fermi.....	08
FigureI.6 : a. libération d'un électron par l'atome de phosphore. b. schéma des bandes.....	09
FigureI.7 : a. libération d'un trou par le bore. b. Schéma des bandes.....	10
FigureI.8 : position du niveau de Fermi intrinsèque dans un monocristal parfait. Il se situe approximativement au milieu de la bande interdite à température ambiante.....	12
FigureI.9 : Position du niveau de Fermi et valeur correspondante des concentrations de dopants de type n à température ambiante.	18
FigureI.10 : Position du niveau de Fermi et valeur correspondante de la concentration des dopants dans un semi-conducteur de type p affirmé, à température ambiante.	19
FigureI.11 : un barreau de silicium homogène de section S et de longueur L température constante.	22
FigureI.12 : Le schéma de bandes du semi-conducteur dans le sens des potentiels croissants.....	23
FigureI.13 : diffusion des électrons dans le silicium P non homogène.....	24
FigureI.14 : un barreau de semi-conducteur de type N soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces.....	25
FigureI.15 : La formation de la Jonction PN.....	26

Figure I.16 : origine des courants opposés circulant dans la jonction PN en court-circuit.....	28
Figure I.17 : Schéma de bandes de la jonction PN en court-circuit.....	29
Figure I.18 : origine du courant inverse de saturation I_s d'une jonction bloquée.....	30
Figure I.19 : jonction polarisée dans le sens passant.....	32
Figure II.2 : le spectrale solaire.....	36
Figure II.3 : Structure d'une cellule solaire (N/P).....	38
Figure II.4 Diagramme d'énergie d'un semi-conducteur a)- Dans l'obscurité. b)- Sous illumination.....	39
Figure II.5 : Les trois niveaux de la réflexion.....	39
Figure II.6 : Principe de fonctionnement d'une cellule solaire	41
Figure III.1 Caractéristique courant-tension d'une cellule solaire dans l'obscurité et sous illumination.....	45
Figure III-2 Courant d'éclairement dans une jonction PN	50
Figure III-3 Courant d'éclairement dans une jonction NP	51
Figure III-4 Réponse spectrale.....	52
Figure III-5 Les réponses spectrales de la jonction PN	53
Figure III-6 Réponse spectrale interne d'une cellule $Si NP$	53
Figure III-7 Schéma équivalent.....	54
Figure III-8 :Caractéristique courant tension jonction PN	55

Figure III-9: Caractéristique courant tension jonction NP	56
--	----

Liste des Tableaux

Tableau I. A : Classification périodique des semi-conducteurs.....	04
Tableau I.B: La bande interdite pour divers matériaux.....	06
Tableau I.C : les mobilités dépendent de la température, du champ électrique et du dopage.....	21

Remerciement

Dédicace

Liste des figures

Liste des tableaux

Chapitre 0I : Théorie générale des semi-conducteur

I.1. Introduction	01
I.2 Rappels sur la structure de matière	
I.2.1 Cas de l'atome	02
I.2.2 Cas d'un cristal	03
I.3 Semi-conducteur intrinsèque	04
I.3.1 Liaison de covalence : semi-conducteur non excité	04
I.3.2 Ionisation thermique et génération de paires électrons-trou	05
I.3.3 Hauteur de bande interdite et génération de paires électrons-trou	06
I.3.4 Recombinaison	07
I.3.5 Concentration ni des porteurs dans le silicium intrinsèque	08
I.4 Silicium dopé uniquement type N	09
I.5 Silicium dopé uniquement type P	10
I.6 position du niveau de Fermi dans un matériau intrinsèque	11
I.7 Concentration des porteurs quasi-libres dans un semi-conducteur dopé	
I.7.1 Concentration des atomes ionisés	13
I.7.2 Cas d'un semi-conducteur de type n	14
I.7.3 Cas d'un semi-conducteur de type p	15
I.7.4 Cas général	17
I.8 position du niveau de Fermi –Diagrammes d'énergie	
I.8.1 Cas d'un semi-conducteur de type n, affirmé	18
I.8.2 Cas d'un semi-conducteur de type p, affirmé	19
I.9 Conduction des semi-conducteurs	
I.9.1 Mobilité des porteurs de charges : électrons et trous	21
I.9.2 Densité de courant de conduction	22

I.10 Densité de courant de diffusion des semi-conducteurs

I.10.1 Diffusion des électrons.....	24
I.10.2 Diffusion des trous.....	25

I.11 Jonction semi-conductrice au Silicium

I.11.1 Formation de la jonction PN	26
I.11.2 Jonction polarisée en inverse.....	31
I.11.2.1 Courant inverse de saturation.....	31
I.11.3 Jonction polarisée en direct.....	32
I.11.3.1 Courant direct de la jonction.....	32

I.12 Conclusion.....	34
-----------------------------	-----------

Chapitre II: La conversion photovoltaïque

II.1 Introduction.....	35
II.2 Rayonnement solaire	36
II.3 Description de la structure d'une cellule solaire.....	37
II.4 Absorption et réflexion de la lumière.....	38
II.5 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire.....	39
II.6 Mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs	
II.6.1 La recombinaison.....	41
II.6.1.1 La recombinaison bande à bande.....	41
II.6.1.2 La recombinaison par pièges.....	42
II.6.1.3 La recombinaison Auger.....	42
II.6.2 La génération.....	42
II.7 Conclusion.....	44

Chapitre III : Caractéristique électrique de la cellule solaire

III.1 Introduction.....	45
III.2 Courant d'éclairement dans une homo-jonction.....	46
III.2.1 Courant dans la région quasi-neutre N	47
III.2.2 Courant dans la région quasi-neutre P	48

III.2.3 Courant dans la région de charge d'espace.....	49
III.2.4 Photo-courant total.....	49
III.3 Réponse spectrale.....	51
III.4 Circuit équivalent.....	53
III.5 Le Rendement.....	56
III.6 Conclusion.....	57

Résumé

Dans ce travail on a fait une étude des semi-conducteurs et de jonction PN. Nous avons présenté les équations qui règnent les fonctionnements de la cellule solaire. Nous avons calculé les courants pour une cellule de type NP et PN. Donc d'après ce travail on à conclure que la jonction PN mieux que la cellule solaire de jonction NP.

Abstract

In this work we had did a study of semiconductors with PN junction. We have presented the equations that govern the functioning of the solar cell. And we calculated the currents for a NP and PN type cell. So from this work we conclude that the PN junction better than the NP junction solar cell.

ملخص

في هذا العمل أجرينا دراسة لأشباه الموصلات مع تقاطع PN. قدمنا المعادلات التي تحكم عمل الخلية الشمسية. وحسبنا التيارات لخلية نوع NP و PN. لذلك من هذا العمل نستنتج أن تقاطع PN أفضل من الخلية الشمسية تقاطع NP.

Introduction générale

La conversion photovoltaïque utilise le principe de la conversion directe de l'énergie lumineuse en une énergie électrique, les cellules solaires sont capables d'effectuer cette transformation.

La première cellule solaire à homo-jonction en silicium a été fabriquée en 1954 aux Laboratoires BELL avec un rendement voisin de 6%. En 1960, ce rendement a été porté à une valeur supérieure à 10% pour les cellules solaires à base de silicium monocristallin. De nombreux travaux de recherche sur l'amélioration du rendement de conversion ont été publiés. Jusqu'à 1972, les applications des cellules solaires étaient réservées au seul usage à cause de leurs prix de revient très élevé et leurs faibles rendements.

Le problème pratique posé par la conversion du rayonnement solaire est que tous les photons solaires n'ont pas la même énergie, il résulte une pénétration plus ou moins grande dans la structures, et par une efficacité non optimisée puisque la longueur de diffusion des porteurs est sensiblement la même pour tous.

Dans cet ordre d'idées, le travail de cette thèse est de traiter des cellules photovoltaïques à base de Silicium. Ce travail comprend trois chapitres :

- Le premier chapitre, on présente d'une étude sur les matériaux semi-conducteurs.
- Le deuxième chapitre, est ainsi de décrire le schéma de base de la cellule solaire conventionnelle ainsi que les différents phénomènes qui interviennent lors de son absorption du spectre solaire.
- Le troisième chapitre sera, dans la voie théorique, de décrire les équations de base qui régissent les mécanismes de transports des porteurs dans le dispositif et de présenter au même chapitre les résultats obtenus dans cette étude et leurs interprétations.

Chapitre I :
Théorie des
Semi-conducteurs

I.1.Introduction

Les semi-conducteurs sont un groupe de matériaux ayant des conductivités entre celles des métaux et isolants.

Deux classifications générales des semi-conducteurs sont les éléments matériaux semi-conducteurs, qui se trouvent dans le groupe IV du tableau périodique, et les composés matériaux semi-conducteurs dont la plupart sont formés par des combinaisons spéciales des éléments du groupe III et du groupe V.

Les matériaux élémentaires, ceux qui sont composés d'espèces uniques d'atomes, sont silicium et germanium. Le silicium est de loin le semi-conducteur le plus utilisé dans les systèmes intégrés. Circuits et sera mis en valeur dans une grande mesure [22].

I.2 Rappels sur la structure de matière

I.2.1 Cas de l'atome

L'atome est constitué d'un noyau autour du quel gravitent des électrons de charge électrique $-q$ soit -1.6×10^{-19} Coulomb. Le noyau contient deux types de particules : les neutrons qui ne sont pas chargés et les protons qui portent une charge électrique $+q$. L'atome étant électriquement neutre, le nombre de protons est égal au nombre d'électrons. On distingue :

- Les électrons internes qui occupent les couches internes et qui sont très fortement liés au noyau
- Les électrons périphériques (ou de valence) qui occupent la couche la plus externe et qui sont peu liés au noyau.

Les électrons d'un atome gravitant autour du noyau sont assujettis à occuper des niveaux discrets $E_1, E_2, \dots, E_n$ qui définissent chacun une couche électronique. Plus le niveau est élevé, plus la couche qui lui correspond est éloignée du noyau. Si l'on choisit comme origine des énergies ($E = 0$ eV, 1eV représentant 1.6×10^{-19} Joule) celle d'un électron soustrait à l'influence du noyau (c'est à dire porté à une distance infinie), toutes les valeurs de E_n sont négatives. Cela se traduit par le fait qu'il faut produire un travail pour éloigner un électron [1].

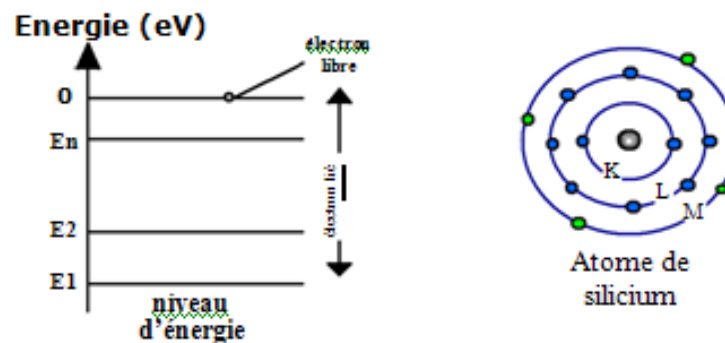


Figure I.1: La structure énergétique d'un atome de Silicium.

A titre d'exemple, l'atome de silicium possède 14 électrons qui sont répartis sur trois couches : K avec 2 électrons, L avec 8 électrons et M qui possède 4 électrons. Contrairement aux deux premières, la couche M est incomplète, en effet elle peut accueillir 4 électrons supplémentaires (suivant la *figure I.1*). De façon générale, tous les atomes tendent à avoir huit électrons sur leur couche externe[1].

I.2.2 Cas d'un cristal

Un cristal est constitué d'un ensemble d'atomes dont les noyaux sont répartis dans l'espace de façon régulière. La cohésion des atomes est assurée par la mise en commun des électrons de valence pour former des liaisons dites de covalence [2].

Les états énergétiques possibles des électrons du cristal sont représentés par un diagramme analogue à celui de l'atome. Mais du fait de l'interaction des atomes, les niveaux d'énergie se transforment en bandes d'énergie séparées par des bandes interdites (où il n'y a pas d'états permis) [2].

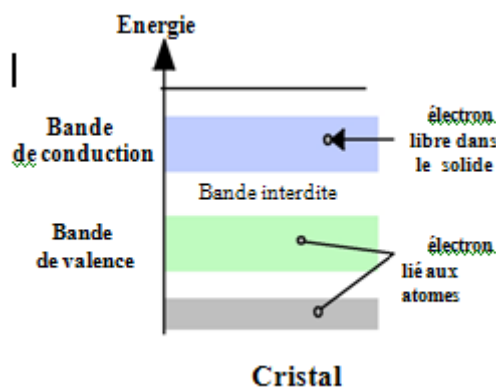


Figure I.2: La structure énergétique d'un Cristal.

Comme dans le cas de l'atome, le nombre d'électrons susceptibles d'occuper une bande d'énergie est limité et les électrons du solide comblent en priorité les états d'énergie les plus faibles.

Un électron dont l'énergie est située dans une bande en dessous de la bande de valence est lié à un atome donné du solide. Dans la **bande de valence**, l'électron est commun à plusieurs atomes.

La bande située au-dessus de la bande interdite s'appelle la **bande de conduction**. L'électron dont l'énergie est comprise dans cette bande circule librement dans le solide. C'est un porteur de charge qui participe à l'écoulement du courant dans le solide lorsque ce dernier est soumis à une différence de potentiel.

Chaque type de matériau présente une hauteur de **bande interdite** qui lui est propre, cette différence d'énergie, qui joue un rôle fondamental, permet de distinguer les matériaux isolants, semi-conducteurs et conducteurs (*figure I.2*) [3].

I.3 Semi-conducteur intrinsèque

II	III	IV	V
	Bore B (Z=5)	Carbone C (Z =6)	Azote N (Z = 7)
	Aluminium Al (Z = 13)	Silicium Si (Z = 14)	Phosphore P (Z = 15)
Zinc Zn (Z= 30)	Gallium Ga (Z = 31)	Germanium Ge (Z = 32)	Arsenic As (Z = 33)
Cadmium Ca (Z= 48)	Indium In (Z = 49)	Étain Sn (Z = 50)	Antimoine Sb (Z = 51)

SILICIUM
14électrons
4 électrons de valence

Tableau I.A: Classification périodique des semi-conducteurs.

Les semi-conducteurs (germanium et surtout silicium) possèdent 4 électrons sur leur couche périphérique car ils appartiennent à la 4° colonne de la classification périodique des éléments indiquée ci-dessus. Il est possible de les produire avec un haut degré de pureté (moins de 1 atome étranger pour 10¹¹ atomes de semi-conducteur) : on parle alors de semi-conducteurs intrinsèques [4].

I.3.1 Liaison de covalence : semi-conducteur non excité

Considérons un cristal de silicium non excité au zéro absolu (0°K) dans l’obscurité. Afin de voir huit électrons sur sa couche externe, chaque atome de silicium met ses 4 électrons périphériques en commun avec les atomes voisins. On obtient ainsi, pour le cristal de silicium la représentation de la (*figure I.3.a*). C’est la mise en commun des électrons périphériques , appelée liaison de covalence, qui assure la cohésion du cristal de silicium.

Les électrons qui participent à ces liaisons sont fortement liés aux atomes de silicium. Il n’apparaît donc aucune charge mobile susceptible d’assurer la circulation d’un courant électrique. Le semi-conducteurs est alors un isolant, en effet la bande de valence est saturée, toutes les places sont occupées alors que la bande de conduction qui offre des places libres est vide [5]

I.3.2 Ionisation thermique : génération de paires électron-trou

Lorsque la température n'est pas nulle, l'agitation thermique désordonne la configuration précédente : les électrons possèdent une énergie supplémentaire positive qui provoque la rupture de quelques liaisons de covalences (*figure I.3.b*). Un des électrons participant à cette liaison acquiert ainsi de l'énergie nécessaire pour quitter l'atome auquel il était lié. Il devient un porteur de charge libre, capable de se déplacer dans le cristal, et autorisant ainsi la circulation d'un courant électrique sous une différence de potentiel.

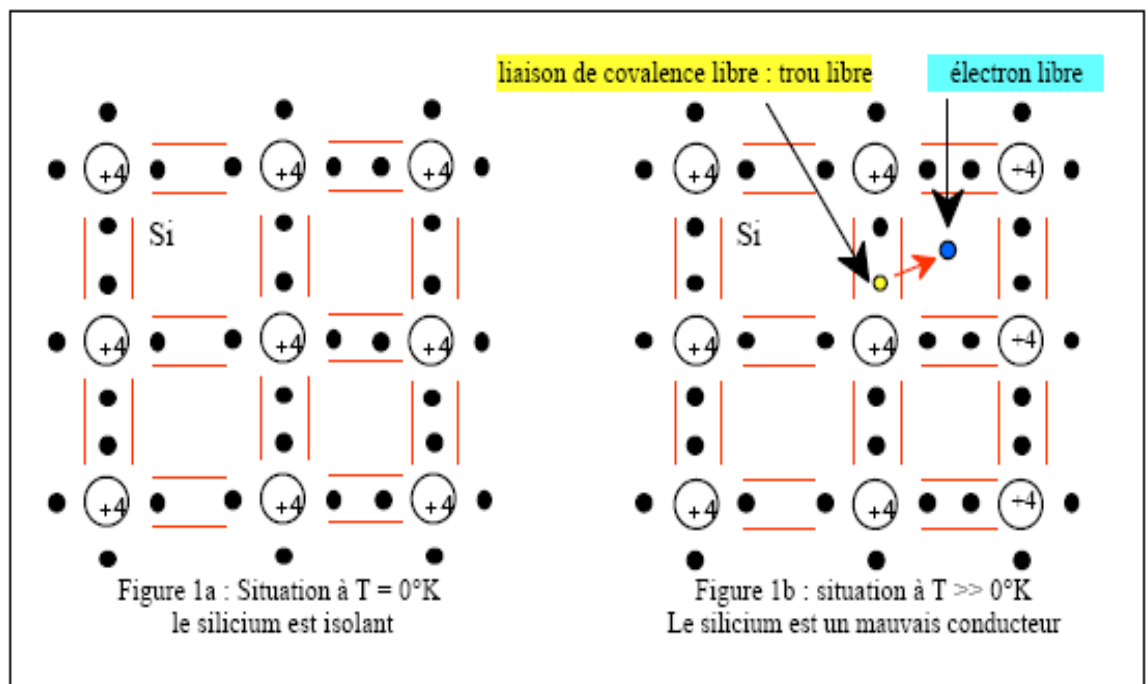


Figure I.3 (a, b) : a : le silicium est isolant.

b : le silicium est mauvais conducteur.

L'atome de silicium qui a perdu un électron n'est plus électriquement neutre : il est devenu un ion positif. Ce phénomène n'intéresse qu'un nombre très faible d'atomes de silicium (3 sur 10^{13} à la température de 300°K)[6].

I.3.3 Hauteur de bande interdite et génération de paires électrons-trous

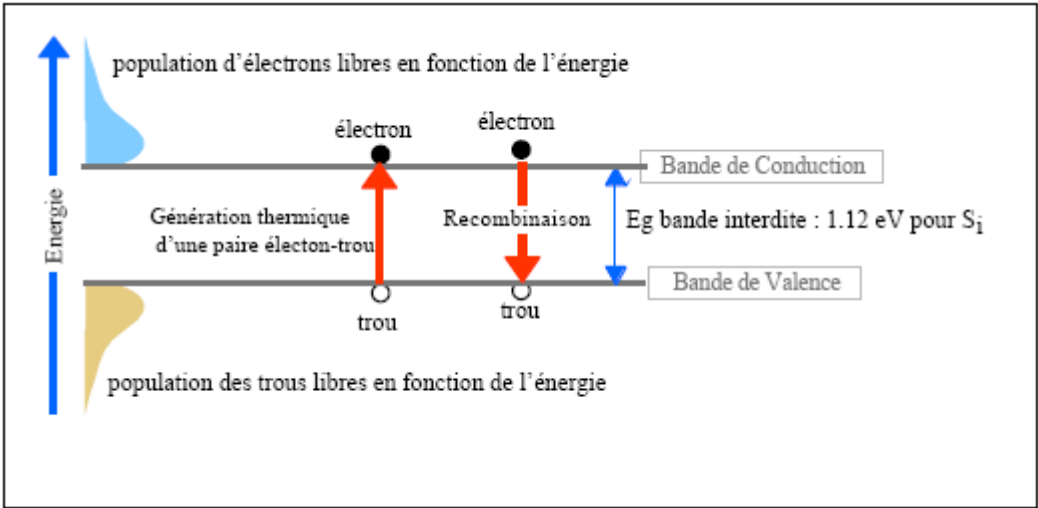


Figure I.4 : Phénomènes de génération thermique et de recombinaison de paires électrons trous conduisant à un équilibre à température constante.

Le paramètre essentiel qui caractérise le semi-conducteur est la quantité d'énergie minimale nécessaire pour briser une liaison de covalence, ce qui revient dans le modèle des "bandes d'énergie" à faire "grimper" un électron de l'un des niveaux de la bande de valence sur l'un des niveaux de la bande de conduction (figure I.4).

L'énergie minimale requise pour générer une **paire électron-trou** correspond à la **hauteur de bande interdite E_g** dont la valeur est indiquée dans le (tableau I.B) pour divers matériaux :

Semi-conducteur	$E_g(ev)300^{\circ}k$	$E_g(ev)0^{\circ}k$
<i>C diamant</i>	5.47	5.51
<i>Ge</i>	0.66	0.75
<i>Si</i>	1.12	1.16

Tableau I.B : La bande interdite pour divers matériaux [22].

A une température différente du zéro absolu, un certain nombre d'électrons de valence acquiert assez d'énergie thermique pour rompre leurs liaisons et devenir des électrons libres. Ce gain d'énergie, qui doit être au moins égal à E_g , fait accéder les électrons à des places libres de la bande de conduction. Corrélativement, ils laissent derrière eux des places disponibles vides (*trous*) dans la bande de valence [7].

La hauteur de bande interdite du diamant ($E_g = 5.47 \text{ eV}$) en fait un parfait isolant. En effet même aux températures élevées, il est impossible de faire passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. L'oxyde de silicium SiO_2 important pour la fabrication des circuits intégrés, avec $E_g = 9 \text{ eV}$ est lui aussi un isolant.

Les conducteurs métalliques ont une structure cristalline et à ce titre on leur associe un schéma de bandes. Celui-ci présente cependant une configuration particulière telle qu'à toutes les températures il existe des électrons libres disponibles (*environ* 10^{23} cm^{-3}). En effet, soit la bande de conduction dispose toujours de places libres, soit il existe un chevauchement entre bandes de valence et de conduction qui supprime la bande interdite [7].

I.3.4 Recombinaison

L'ionisation thermique conduirait, à terme à l'ionisation de tous les atomes de silicium (*soit* $5 \times 10^{22} \text{ atomes par cm}^3$) si elle n'était compensée par un autre phénomène : **les recombinaisons**.

En effet, un électron libre, arrivant, lors de son déplacement dans le cristal, à proximité d'un ion positif peut être "capturé" par ce dernier afin de satisfaire sa liaison de covalence (trou libre). La liaison de covalence est alors rétablie. Dans le modèle des bandes (*figure I.4*) un électron de la bande de conduction libère sa place et vient occuper une place libre dans la bande de valence, neutralisant alors un trou.

Lorsque l'électron descend de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi-conducteur restitue l'énergie sous forme de chaleur ou émet de la lumière (photon). Ce dernier effet est utilisé dans les diodes électroluminescentes (*L.E.D.*) ou les lasers semi-conducteurs. Le photon émis a une énergie égale à E_g selon : $E_g = h \cdot c / \lambda$ (où λ représente la longueur d'onde, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière) soit $\lambda(\mu\text{m}) \cdot E_g(\text{eV}) = 1.24$.

En sens inverse, un photon qui possède une énergie supérieure ou égale à E_g a le pouvoir de générer une paire électron-trou [8].

I.3.5 Concentration ni des porteurs dans le silicium intrinsèque

A température constante, un équilibre s'établit (*figure I.5*) entre les phénomènes d'ionisation thermique et de recombinaison ; les électrons libres et les ions de silicium apparaissant en quantités égales. La concentration en électrons libres n et en trous libres p sont égales à n_i la concentration intrinsèque.

La mécanique statistique montre que la population des porteurs libres (n électrons cm^{-3}) dans la bande de conduction et (p trous cm^{-3}) dans la bande de valence s'exprime selon les lois :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_n}{KT}\right)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_p}{KT}\right)$$

- Où N_c et N_v sont respectivement la densité effective d'états des électrons dans la bande de conduction ($2.82 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300°K pour Si) et la densité effective d'états des trous dans la bande de valence ($1.83 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300°K pour Si).
- ΔE_c et ΔE_n représentent deux différences d'énergies liées à un niveau dit de Fermi qui indique les écarts de population entre les électrons et les trous [9].

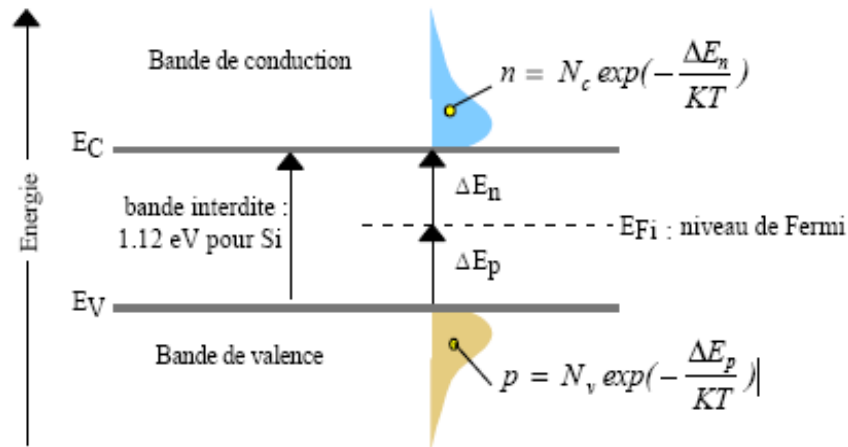


Figure I.5 : populations des porteurs du semi-conducteur. Intrinsèque et niveau de Fermi

Pour le silicium pur à 300°K , où $p = n = n_i$, on montre que le niveau indicateur de Fermi E_{Fi} est situé au milieu de la bande interdite (en effet : $\Delta E_c - \Delta E_n = 11.2 \text{ eV}$ est négligeable devant la hauteur de bande interdite $\Delta E_c + \Delta E_n = 1.12 \text{ eV}$).

La concentration intrinsèque n_i en électrons libres et en trous libres par cm^3 dépend de la hauteur de bande interdite E_g et de la température T selon la loi :

$$n = p = n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

A : constante du matériau

E_g : Hauteur de bande interdite (eV)

K : constante de Boltzmann $8,6 \times 10^{-5} eVK^{-1}$

T : température absolue en °K

Concentration intrinsèque du silicium à $T = 300^\circ K$: $n_i = 1,45 \times 10^{10} cm^{-3}$

Le silicium intrinsèque a des applications pratiques limitées : photorésistance, thermistance. Cependant, il est possible en introduisant certaines impuretés en quantité contrôlée, de privilégier un type de conduction : par électrons libres ou trous libres [10].

I.4 Silicium dopé uniquement N

On obtient un semi-conducteur de type N en injectant dans le cristal de silicium des atomes qui possèdent 5 électrons sur leur couche périphérique (phosphore ou arsenic des 5^{ème} colonnes de la classification).

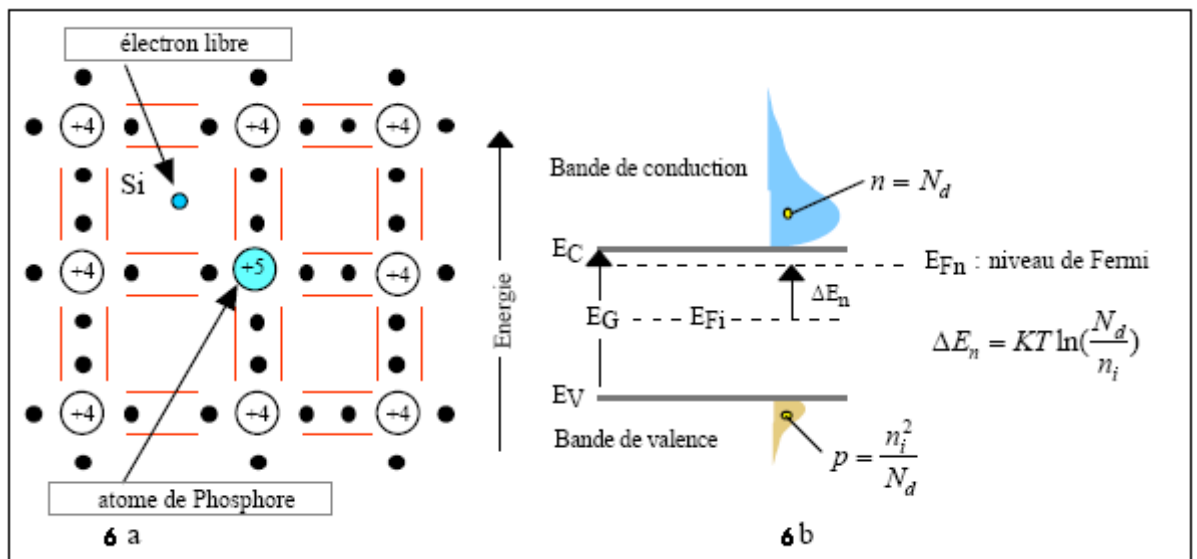


Figure I.6 : a. libération d'un électron par l'atome de phosphore.

b. schéma des bandes.

Quatre de ces cinq électrons sont mis en commun avec les atomes de silicium voisins pour réaliser des liaisons de covalences (figure I.6.a). Le 5^o électron, inutilisé, est très faiblement lié à l'atome pentavalent. Une très faible énergie suffit pour le libérer et il se retrouve "libre" dans la bande de conduction. 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 [11].

A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés. Si N_D est la concentration des atomes donneurs, ceux-ci vont libérer $n = N_D$ électrons libres. Les concentrations en électrons libres (n) et en trous libres (p) sont liées par la loi d'action de masse :

$$n.p = n_i^2$$

Avec : $N_D = n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ alors: $p = 225 \text{ cm}^{-3}$ à $T = 300^\circ \text{K}$.

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure I.6.b), la population des électrons libres de la bande de conduction est beaucoup plus importante que celle des trous libres dans bande de valence. Le niveau indicateur de Fermi E_{FI} se déplace donc du milieu de la bande interdite (E_{FI}) vers la bande de conduction de telle manière que :

$$\Delta E_n = KT \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right)$$

Avec : $\Delta E_n = E_{Fn} - E_{FI}$

I.5 Silicium dopé uniquement P

On obtient un semi-conducteur Dopé P en injectant dans le silicium des atomes de la 3^e colonne (bore, indium) qui possèdent trois électrons périphériques.

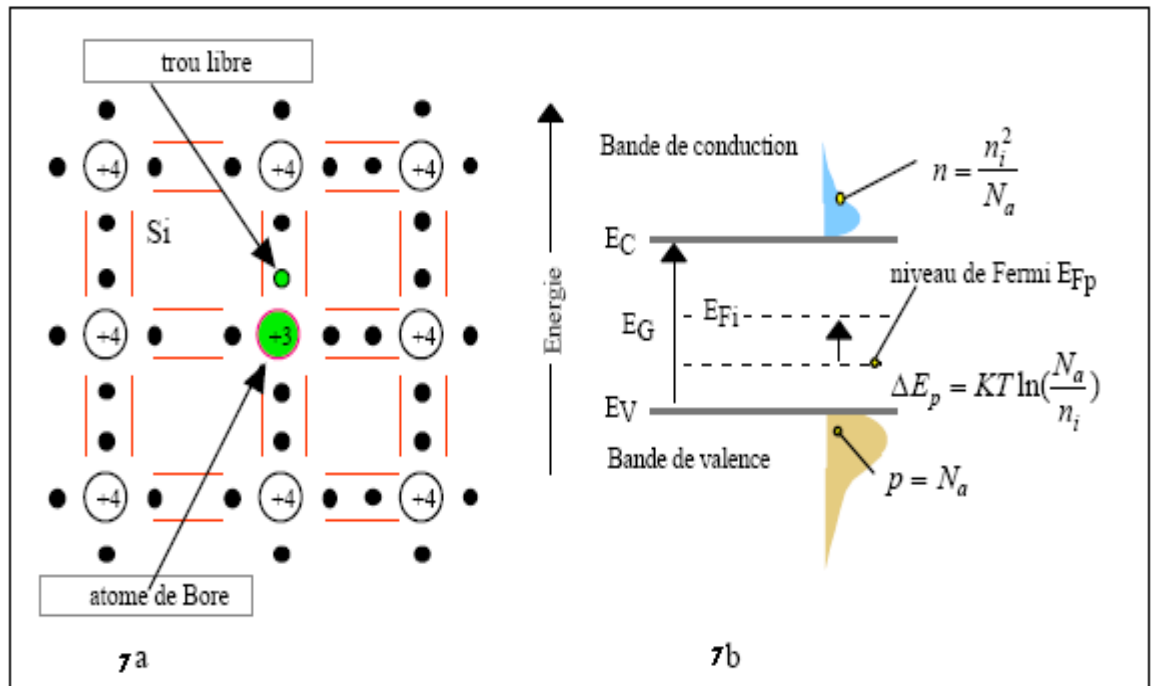


Figure I.7 : a. libération d'un trou par le bore.

b. Schéma des bandes

Il manque ainsi un électron à l'atome trivalent pour réaliser les liaisons covalentes avec les quatre atomes de silicium qui l'entourent (*figure I.7.a*). En fait, les électrons participant aux liaisons sont indiscernables les uns des autres. Tout ce passe alors comme si un des atomes de silicium voisin avait cédé un électron à l'atome trivalent de bore, créant ainsi un trou dans le cristal de silicium.

L'atome de bore qui capte un électron est appelé atome accepteur, il a perdu sa neutralité pour devenir un ion négatif fixe [12]. A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes accepteurs sont ionisés. si N_A est la concentration par cm^3 des atomes accepteurs, ceux-ci vont libérer : $p = N_A$ trous libres.

Les concentrations en électrons libres (n) et en trous libres (p) sont liées par la loi d'action de masse :

$$n.p = n_i^2$$

$$\text{Si } N_A = p = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ et } n = 2.10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ à } T = 300^\circ K.$$

Les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (*figure I.7.b*), 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 :

$$\Delta E_p = KT \ln \left(\frac{N_a}{n_i} \right)$$

$$\text{Avec : } \Delta E_p = E_{FI} - E_{FP}$$

I.6 Position du niveau de Fermi dans un matériau intrinsèque

Pour déterminer la position du niveau de Fermi on a des équations des concentrations d'électrons et de trous :

$$n = N_c \cdot \exp \left(-\frac{E_c - E_F}{KT} \right) \quad p = N_v \cdot \exp \left(-\frac{E_F - E_v}{KT} \right)$$

Puis que $p = n$, à partir de ces deux équations nous obtenons :

$$N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{KT}\right) = N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{KT}\right)$$

$$\ln\left(\frac{N_c}{N_v}\right) = \frac{1}{KT}(-E_F + E_v + E_c - E_F) = \frac{1}{KT}(E_v + E_c - 2E_F)$$

$$E_F = \frac{E_v + E_c}{2} + KT \cdot \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)$$

Ainsi, le niveau de Fermi intrinsèque (correspondant au matériau intrinsèque), se trouve à peu près au milieu de la bande interdite du matériau, théoriquement au milieu à $T = 0K$. Pour $T \neq 0K$, on peut déterminer le terme correctif à partir des expressions de N_c et de N_v .

$$E_F = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{3}{4} KT \cdot \ln\left(\frac{m_v^*}{m_c^*}\right)$$

Puisque $k = 8,85 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$, à $T = 300K$, $kT = 26\text{meV}$. Pour le silicium, à $300K$, $E_g = 1,12\text{eV}$, et le rapport des masses effectives est de 0,55. Dans ce cas, $E_F = 560\text{meV} - 11\text{meV}$, ce qui est encore très proche du milieu de la bande interdite. Il peut être noté que le niveau de fermi se trouve dans la bande interdite, c'est-à-dire à un niveau énergétique non accessible aux électrons. Le niveau de fermi traduit un niveau statistique et non pas un niveau effectivement occupé [1].

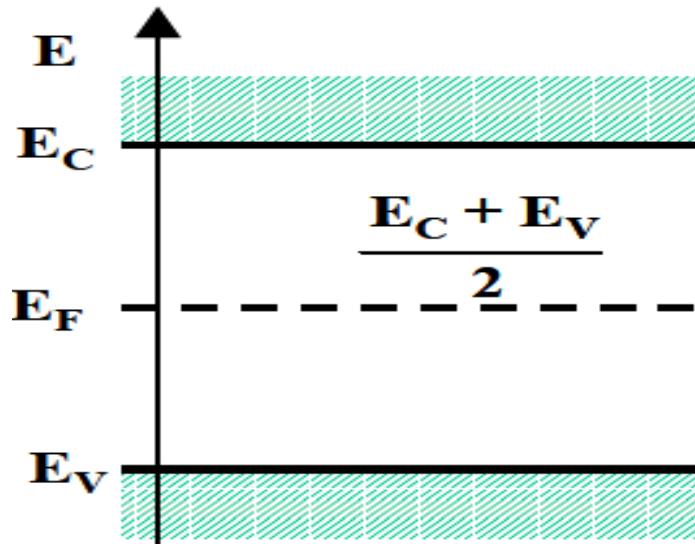
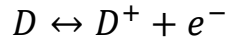


Figure I.8: position du niveau de Fermi intrinsèque dans un monocristal parfait. Il se situe approximativement au milieu de la bande interdite à température ambiante.

I.7 Concentration des porteurs quasi-libres dans un semi-conducteur dopé

I.7.1 concentration des atomes ionisés

Dans le cas d'un atome donneur, à condition que la température soit « suffisamment » élevée, nous pouvons écrire la relation de dissociation suivante :

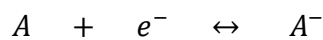


Du point de vue statistique, si cette réaction se produit facilement dans le matériau considéré, c'est que l'énergie d'ionisation de l'atome donneur est relativement faible. En d'autres termes, l'écart énergétique entre un électron lié à l'atome donneur et ce même électron quasi-libre dans le cristal, c'est-à-dire situé dans le bas de la bande de conduction, sera relativement faible. On peut alors exprimer le nombre d'atomes ionisés ou plus exactement leur concentration, en fonction du nombre total d'atomes ou de leur concentration, N_D , introduits dans le cristal. Cette concentration tient compte de la statistique d'occupation d'un niveau d'énergie par un fermion et des échanges possibles entre le niveau de l'électron lié et celui de la bande de conduction. Cette concentration d'atomes donneurs ionisés, N_D^+ , s'exprime par :

$$N_D^+ = N_D \frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{KT}\right)}$$

E_D est le niveau d'énergie donneur, c'est-à-dire le niveau d'énergie statistique auquel se trouve l'électron lié à l'atome dopant. Le facteur pré-exponentiel, 2, est appelé facteur de dégénérescence et provient du choix possible ou non de spins différents dans l'échange énergétique : dans le cas d'un départ de l'atome, le spin de l'électron peut être quelconque, alors que pour le retour, le spin est imposé par le nuage électronique existant.

Dans le cas d'un atome accepteur, nous pouvons mener un raisonnement analogue, et nous pouvons écrire la relation d'ionisation suivante :



Du point de vue statistique, si cette réaction se produit facilement dans le matériau considéré, c'est que l'énergie d'ionisation de l'atome accepteur est relativement faible. En d'autres termes, l'écart énergétique entre un électron lié à l'atome accepteur et ce même électron lié au cristal de semi-conducteur, c'est-à-dire situé au sommet de la bande de valence, sera relativement faible. On peut alors exprimer la concentration des atomes ionisés en fonction de la concentration totale d'atome dans le cristal, N_A .

Cette concentration tient compte de la statistique d'occupation d'un niveau d'énergie par un fermion et des échanges possibles entre le niveau de l'électron lié et celui de la bande de valence. Cette concentration d'atomes donneurs ionisés, N_A^- s'exprime par :

$$N_A^- = N_A \frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_A - E_F}{KT}\right)}$$

E_A est le niveau d'énergie accepteur, c'est-à-dire le niveau d'énergie statistique auquel se trouve l'électron lié à l'atome dopant. Le facteur pré-exponentiel, 2, est toujours le facteur de dégénérescence et provient du choix possible ou non de spins différents dans l'échange énergétique [14].

I.7.2 cas d'un semi-conducteur de type n

Le semi-conducteur est globalement neutre : la somme des charges positives est égale à celle des charges négatives. En faisant le bilan des charges présentes, il n'y a que des électrons, des trous et des ions donneurs.

$$N_D^+ + P_n = n_n$$

En raisonnant à température ambiante, si l'élément ajouté a effectivement le comportement de dopant, pratiquement tous les atomes de cet élément sont ionisés, c'est-à-dire $N_D^+ \approx N_D$. Par ailleurs, nous avons vu que le produit $p.n$ était toujours égal au carré de la concentration intrinsèque, n_i^2 , à l'équilibre thermodynamique. Nous avons donc :

$$P_n \cdot n_n = n_i^2$$

L'équation de neutralité devient :

$$N_D + \frac{n_i^2}{n_n} = n_n$$

$$[\text{Charges } +] = [\text{charges } -]$$

$$n_n^2 - N_D \cdot n_n - n_i^2 = 0$$

Équation qui admet une solution du type :

$$n_n = \frac{N_D + \sqrt{N_D^2 + 4n_i^2}}{2}$$

Ainsi, si $N_D \gg n_i$ alors :

$$n_n = N_D \quad \text{et} \quad p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Pour donner un exemple classique à 300K, on suppose une concentration de dopant de 10^{17} cm^{-3} , la concentration intrinsèque étant de $1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et la concentration totale d'atomes de silicium étant de $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$; ce dernier calcul se fait à partir du nombre d'Avogadro, de la masse molaire et de la densité du silicium ($2,7 \text{ g/cm}^3$). La concentration en électrons est alors de 10^{17} cm^{-3} et la concentration en trous de $1,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

On voit bien dans ce cas que le décalage des concentrations est énorme puisque les électrons sont cent trillions de fois plus nombreux que les trous alors qu'ils étaient en quantité identique au départ. En conclusion, dans un semi-conducteur de type n affirmé,

- les électrons sont majoritaires,
- la concentration en électrons est pratiquement égale à la concentration de dopant,
- les trous sont minoritaires [20].

1.7.3 cas d'un semi-conducteur de type p

Le semi-conducteur est globalement neutre : la somme des charges positives est égale à celle des charges négatives. En faisant le bilan des charges présentes, il n'y a que des électrons, des trous et des ions accepteurs.

$$N_A^- + n_p = p_p$$

En raisonnant à température ambiante, si l'élément ajouté a effectivement le comportement de dopant, pratiquement tous les atomes de cet élément sont ionisés, c'est-à-dire $N_A^- \approx N_A$. Par ailleurs, nous avons vu que le produit $p.n$ était toujours égal au carré de la concentration intrinsèque, n_i^2 , à l'équilibre thermodynamique. Nous avons donc :

$$n_p \cdot p_p = n_i^2$$

L'équation de neutralité devient :

$$N_A + \frac{n_i^2}{p_p} = p_p$$

$$[\text{charges -}] = [\text{charges +}]$$

$$p_p^2 - N_A \cdot p_p - n_i^2 = 0$$

Équation qui admet une solution du type :

$$p_p = \frac{N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2}}{2}$$

Ainsi, si $N_A \gg n_i$ alors :

$$p_p = N_A \quad \text{et} \quad n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$$

En conclusion, dans un semi-conducteur de type p affirmé,

- les trous sont majoritaires,
- la concentration en trous est pratiquement égale à la concentration de dopant,
- les électrons sont minoritaires [20].

I.7.4 cas général

Dans le cas général, les deux types de dopants peuvent exister simultanément dans le matériau. C'est en fait ce qui se passe en pratique pour des raisons purement technologiques. Le semi-conducteur est toujours globalement neutre et la somme des charges positives est égale à celle des charges négatives. En faisant le bilan des charges présentes, il y a des électrons, des trous et des ions accepteurs et donneurs.

$$N_A^- + n = p + N_D^+$$

$$[\text{charges -}] = [\text{charges +}]$$

Le semi-conducteur sera de type n ou de type p, si à la température considérée, la concentration en donneurs ionisés ou en accepteurs ionisés respectivement est la plus grande (le plus nombreux l'emporte).

$$\begin{aligned} \text{Si } N_D > N_A \quad n_n &= \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2} \\ \text{Si } N_A > N_D \quad P_P &= \frac{(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2}}{2} \end{aligned}$$

Nous pouvons remarquer que si les concentrations des donneurs et accepteurs sont identiques, le matériau a un comportement intrinsèque. Si mathématiquement ce résultat est facilement accessible, physiquement il est quasi impossible puisqu'il faudrait des précisions énormes sur les concentrations des atomes dopants pour espérer avoir un comportement intrinsèque. Puisque la concentration d'atomes de silicium est de $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, pour avoir un comportement intrinsèque il faut que la différence des concentrations soit inférieure à n_i , c'est-à-dire à 10^{10} cm^{-3} . Il faut donc une précision ou une pureté chimique du silicium supérieure à mille milliardièmes pour espérer contrôler le procédé, ce qui n'est jamais atteint [3].

I.8 Position du niveau de Fermi – Diagrammes d'énergie

I.8.1 cas d'un semi-conducteur de type n, affirmé

$$n = N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{KT}\right)$$

$$p = N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{KT}\right)$$

Dans le cas d'un matériau de type n affirmé, à température ambiante, $n \approx N_D$, et l'équation devient :

$$N_D = N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{KT}\right)$$

D'où l'on déduit aisément

$$E_c - E_F = KT \cdot \ln \frac{N_c}{N_D}$$

En appelant E_i , la position du niveau de Fermi dans le cas où le matériau serait intrinsèque, nous aurions la relation suivante :

$$n_i = N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_i}{KT}\right) \quad \text{et} \quad E_c - E_i = KT \cdot \ln \frac{N_c}{n_i}$$

$$E_c - E_i + E_i - E_F = KT \cdot \ln \frac{N_c}{N_D} = KT \cdot \ln \frac{N_c}{n_i} + E_i - E_F$$

$$E_F - E_i = KT \cdot \ln \frac{N_D}{n_i}$$

Le niveau de Fermi se décale donc progressivement du milieu de la bande interdite vers la bande de conduction lorsque le dopage de type n augmente comme représenté figure I.9 [5].

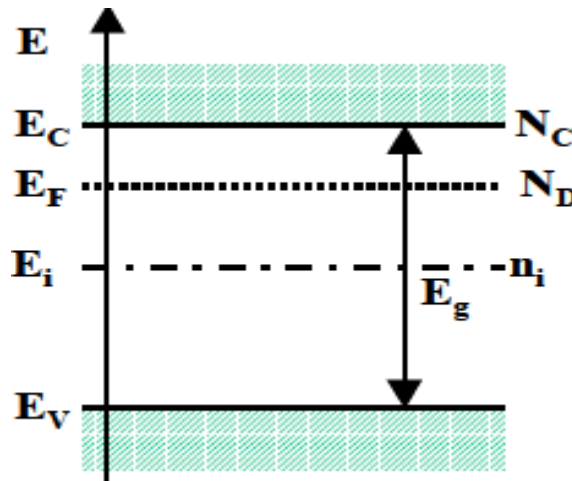


Figure I.9 : Position du niveau de Fermi et valeur correspondante des concentrations de dopants de type n à température ambiante. E_F est d'autant plus proche de la bande de conduction que le dopage est élevé. On se limitera dans ce cours aux cas pour lesquels E_F

reste situé dans la bande interdite. A température ambiante (300K) le décalage est de 60meV par décade de concentration.

I.8.2 cas d'un semi-conducteur de type p, affirmé

Dans le cas où le matériau est de type p affirmé de concentration de dopant accepteur N_A , nous obtenons :

$$N_A = N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{KT}\right)$$

D'où l'on déduit aisément :

$$E_F - E_V = KT \cdot \ln \frac{N_V}{N_A}$$

Ainsi, dans le cas d'un semi-conducteur dopé de type p, le niveau de Fermi se trouvera d'autant plus près du sommet de la bande de valence, que le matériau sera plus dopé reste dans la bande interdite, c'est-à-dire que le dopage reste inférieur à la densité d'états électroniques dans les bandes (N_C et N_V) ; dans le cas contraire, on dit que le semi-conducteur est dégénéré [21].

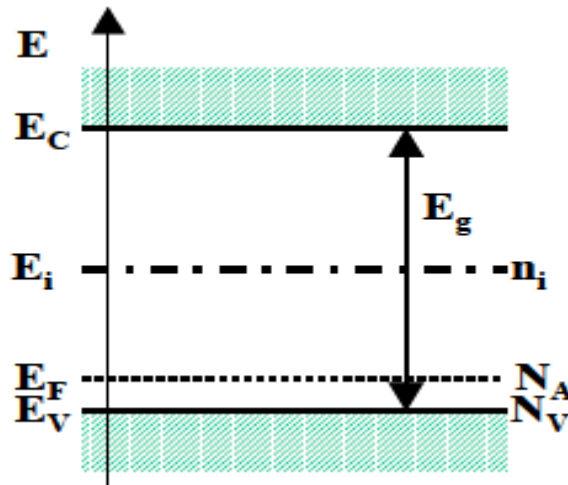


Figure I.10 : Position du niveau de Fermi et valeur correspondante de la concentration des dopants dans un semi-conducteur de type p affirmé, à température ambiante. Au plus le dopage est fort, au plus le niveau de Fermi s'approche de la bande de valence.

I.9 Conduction des semi-conducteurs

I.9.1 Mobilité des porteurs de charge : électrons et trous

Considérons un semi-conducteur isolé. Les porteurs de charges mobiles s'y déplacent en tous sens et comme aucune direction n'est privilégiée, on n'observe aucune circulation de charges à l'échelle macroscopique.

Appliquons au semi-conducteur une différence de potentiel V . Compte-tenu de la relation champ-potentiel :

$$\Delta E = -gradV$$

$$E = -\frac{dV(x)}{dx}$$

Il apparaît dans le semi-conducteur un champ électrique E qui favorise le déplacement des trous dans le sens du champ électrique et le déplacement des électrons mobiles dans le sens opposé [13].

A l'échelle macroscopique, les trous et les électrons prennent des vitesses d'ensemble :

$$V_p = \mu_p E$$

$$V_n = \mu_n E$$

- μ_p est la mobilité des trous.
- μ_n est la mobilité des électrons.

Mobilité à $T = 300^\circ K$	Electrons ($cm^2 V^{-1} S^{-1}$)	Trous ($cm^2 V^{-1} S^{-1}$)
<i>Ge</i>	3900	1900
<i>Si</i>	1500	475
<i>GaAs</i>	8500	400

Tableau I.C : les mobilités dépendent de la température, du champ électrique et du dopage.

- La mobilité diminue lorsque la température augmente, en effet, l'agitation thermique accroît le nombre de "chocs" qui s'oppose au déplacement.
- A température ordinaire, μ_p , la mobilité des trous est inférieure à μ_n la mobilité des électrons.

Cela se conçoit dans la mesure où μ_n provient du déplacement direct des électrons de la bande de conduction alors que μ_n résulte des actions successives illustrées par :

Situation 1 : ionisation thermique, c'est à dire, création d'une paire électron-trou au niveau de l'atome de silicium 1 qui devient un ion positif.

Situation 2 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 2 est venu combler le trou de l'atome 1.

Situation 3 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 3 est venu combler le trou de l'atome 2.

Le mouvement des trous correspond à un mouvement d'électrons dans la bande de valence [14].

I.9.2 Densité de courant de conduction

Considérons (*figure I.11*) un barreau de silicium homogène de section S et de longueur L à température constante où les porteurs libres sont constitués de p trous et n électrons par cm^3 [15].

La différence de potentiel V appliquée au barreau crée un champ électrique de norme constante qui provoque le déplacement des porteurs.

Durant un temps dt , un observateur placé en x voit passer :

- N électrons animés de la vitesse :

$$V_n = \mu_n E$$

- P trous animés de la vitesse :

$$V_p = \mu_p E$$

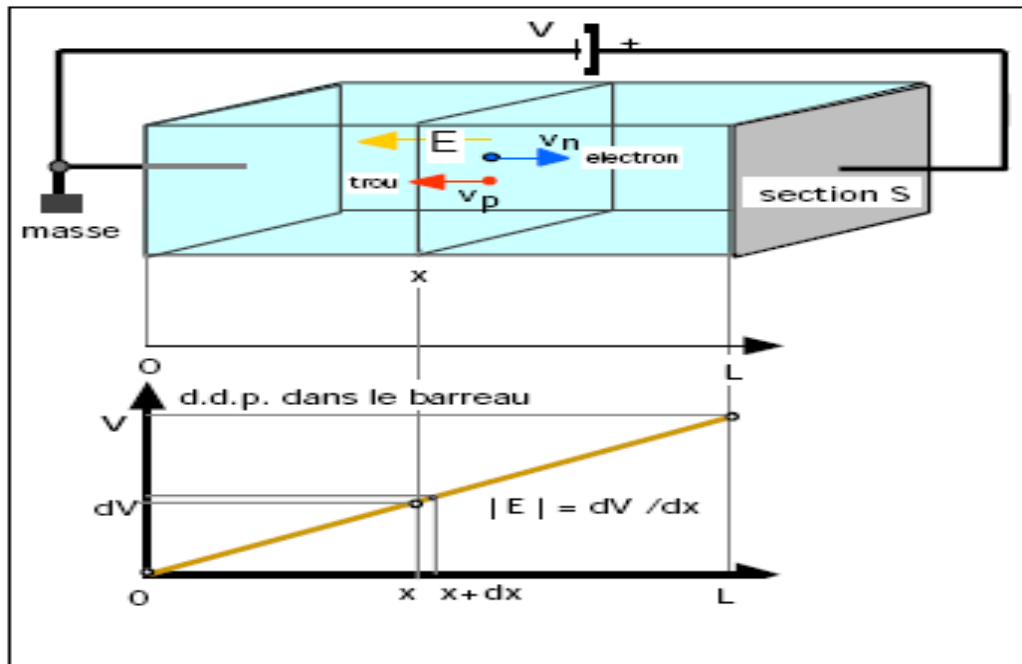


Figure I.11: un barreau de silicium homogène de section S et de longueur L température constante.

Durant le temps dt , ces porteurs vont parcourir une distance dx_n et dx_p . La densité de courant totale J_{tot} est alors proportionnelle au champ électrique et à la conductivité $\sigma (\Omega^{-1}cm^{-1})$ du cristal :

$$J_{tot} = q \frac{N}{Sdt} + q \frac{P}{Sdt}$$

$$J_{tot} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E$$

Avec : $dt = \frac{dx_n}{\mu_n E} = \frac{dx_p}{\mu_p E}$

On montre que la présence d'un champ électrique dans le barreau, conséquence de la d.d.p appliquée, va entraîner une inclinaison du schéma de bandes du semi-conducteur dans le sens des potentiels croissants (*figure I.12*). On dispose alors d'une analogie mécanique pour illustrer le sens du mouvement des porteurs :

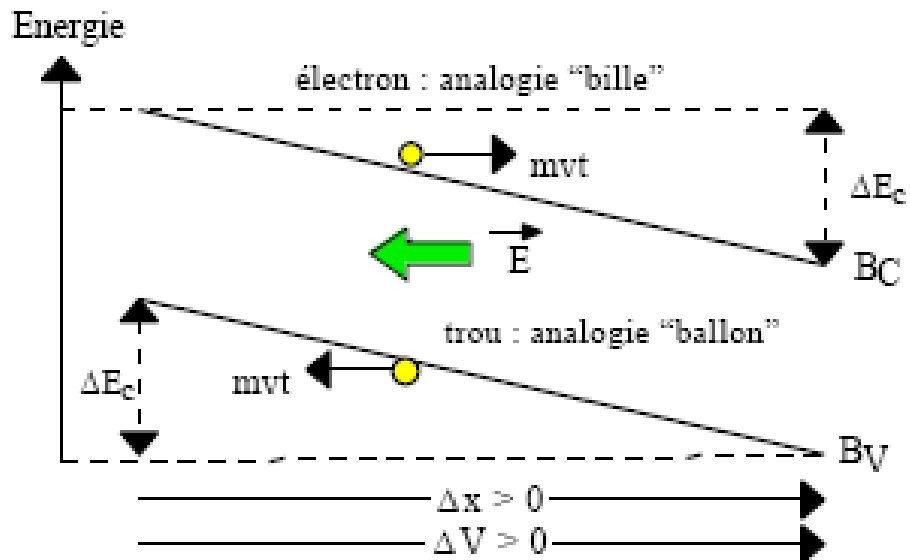


Figure I.12 : Le schéma de bandes du semi-conducteur dans le sens des potentiels croissants.

Les électrons de la bande de conduction se comportent comme des billes sur un plan incliné. En se déplaçant vers la droite leur énergie cinétique augmente alors que leur énergie potentielle diminue. La somme des énergies étant bien entendu constante. Les trous de la bande de valence se comportent comme des ballons se déplaçant le long d'un plafond incliné. Vers la gauche ils voient leur énergie cinétique augmenter alors que leur énergie potentielle diminue [16].

I.10 Densité de courant de diffusion des semi-conducteurs

I.10.1 Diffusion des électrons

Considérons un barreau de semi-conducteur de type P soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces (*figure I.12*). Cette source lumineuse va produire, par apport d'énergie, une génération locale de paires électrons-trous. En effet, au niveau de la surface éclairée, on crée une surpopulation d'électrons $n(x = 0)$ par rapport à l'équilibre où $n(L) = n_i^2 / p$. Les électrons en surplus, vont diffuser de la gauche vers la droite du barreau comme les molécules d'un gaz qui, injectées dans un récipient, tendent à occuper tout le volume (autres analogies : diffusion d'un parfum dans une pièce, diffusion du thé dans de l'eau...). Ces électrons supplémentaires sont recombinés par la forte population des trous du Si P et leur population diminue en fonction de x selon [17].

$$n(x) = n(0) \exp\left(\frac{-x}{L_n}\right)$$

Avec L_n : longueur de diffusion des électrons

$n(0)$: Concentration d'électron au point zéro

On définit en x une densité de courant de diffusion des électrons : J_{Dn}
proportionnelle au gradient de concentration ($D_n \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ est la constante de diffusion des électrons dans le silicium) :

$$J_{Dn} = qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

$$D_n = \mu_n \frac{KT}{q}$$

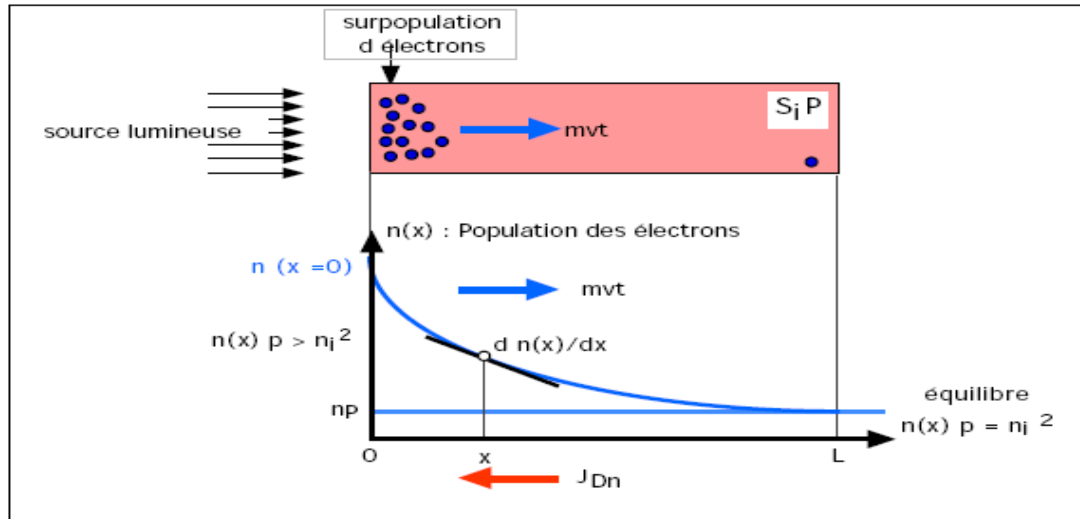


Figure I.13 : diffusion des électrons dans le silicium P non homogène.

I.10.2 Diffusion des trous

Considérons un barreau de semi-conducteur de type N soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces (*figure I. 14*). Comme précédemment on obtient un phénomène de diffusion des trous excédentaires avec

$$p(x) = p(0) \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right)$$

Avec L_p : longueur de diffusion des trous

Et $p(0)$: concentration du trou au point zéro [18].

Conduisant à définir une densité de courant de diffusion des trous : J_{DP} proportionnelle au gradient de concentration (D_P en cm^2s^{-1} est la constante de diffusion des trous dans le silicium) :

$$J_{DP} = -qD_P \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{ou} \quad D_P = \mu_P \frac{KT}{q}$$

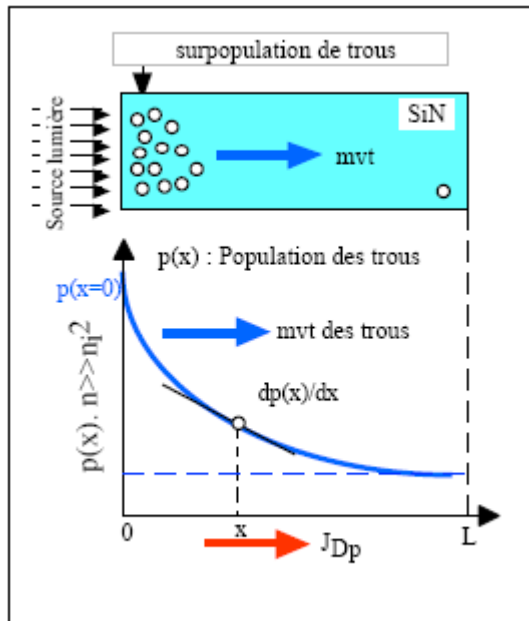
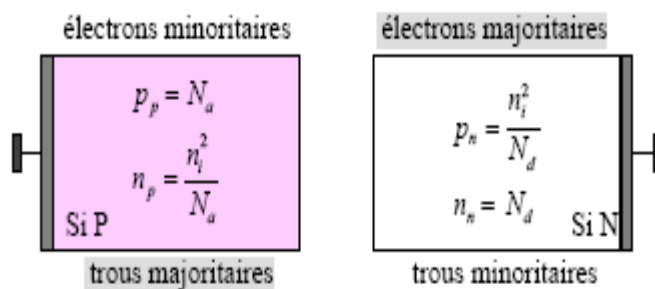


Figure I.14 : un barreau de semi-conducteur de type N soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces.

I.11 Jonction semi-conductrice

I.11.1 Formation de la jonction PN

Considérons deux barreaux de silicium : l'un dopé P au bore, l'autre dopé N au phosphore. Le bilan des porteurs libres à une température fixée est indiqué ci-dessous :



Imaginons que l'on rapproche les deux barreaux de manière à réaliser leur contact physique au niveau d'une jonction dite "métallurgique". On assisterait alors à deux phénomènes se manifestant de part et d'autre de l'interface PN :

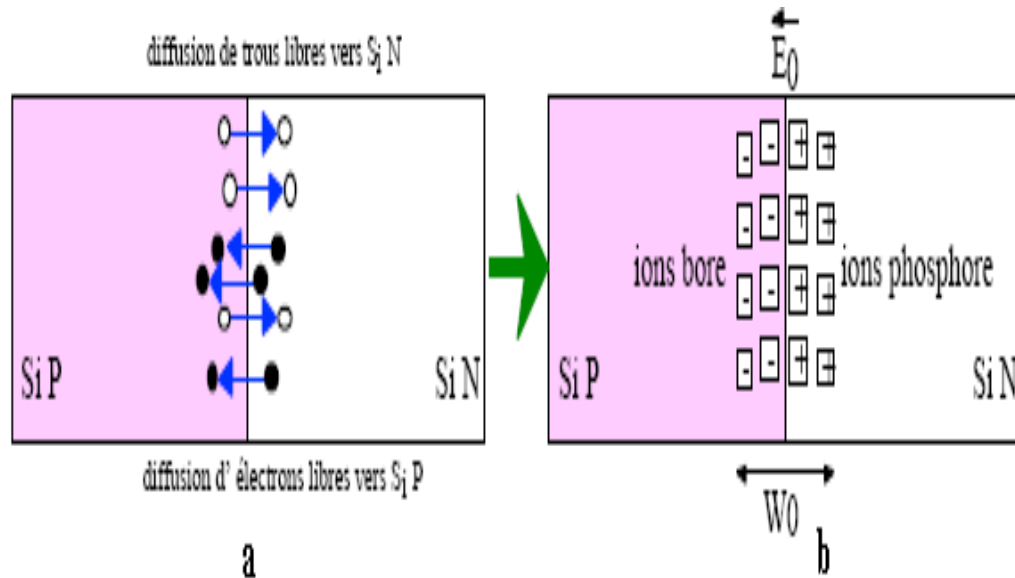


Figure I.15 : La formation de la Jonction PN .

- Transitoire de durée très brève (*figure I.15.a*) à savoir diffusion des trous de la région P 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 qui vont diffuser de $N \geq P$).
- Permanent (*figure I.15.b*), les trous qui ont envahi la région N (où ils ont disparu par recombinaison avec les électrons majoritaires dans cette région) ont laissés 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 [19].

Ces ions fixes de Bore et de phosphore chargés respectivement - et +, forment de part et d'autre de la jonction métallurgique, une **barrière de potentiel V** qui provoque l'apparition d'un **champ électrique interne E_0** dans une zone de charge d'espace (**Z.C.E.**) d'épaisseur W_0 [19].

On montre que la hauteur de barrière de potentiel V_ϕ et la largeur W_0 de la Z.C.E. Qui s'étend principalement du côté le moins dopé sont telles que:

$$V_\phi = UT \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) V_\phi}$$

En effet la jonction (figure I.16) est traversée par deux courants opposés qui s'annulent :

- Le courant de saturation I_s qui correspond aux porteurs minoritaires des zones N (les trous) et P (les électrons) qui se présentent en bordure de la Z.C.E. et qui sont alors entraînés par le champ électrique E_0 respectivement dans les zones P et N .
- Le courant ayant pour origine les porteurs libres majoritaires de N et de P , très voisins de la Z.C.E. et dont l'énergie suffisante pour sauter la hauteur de barrière V_ϕ

La population de ces porteurs, proportionnelle à $\exp\left(-\frac{V_\phi}{U_T}\right)$ conduit à un courant de la forme : $I_0 \exp(V_\phi/U_T)$

Le courant total étant nul, il vient : $I_s = I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi}{U_T}\right)$

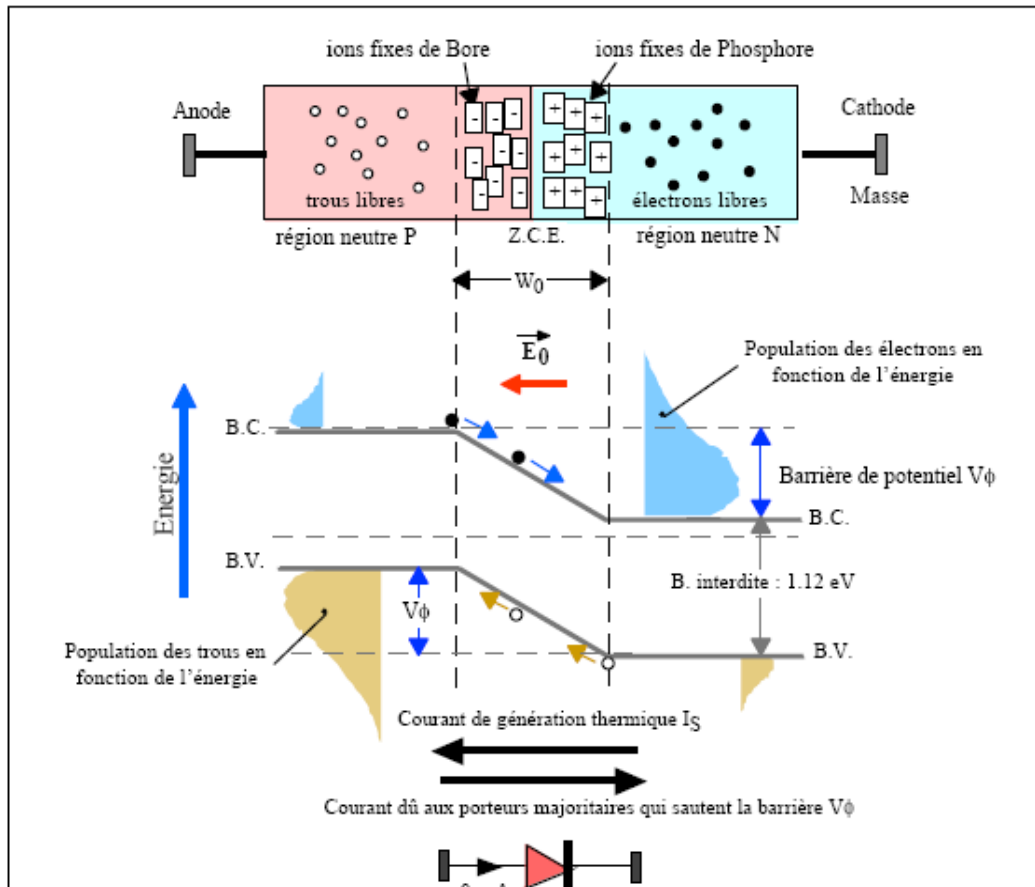


Figure I.16 : origine des courants opposés circulant dans la jonction PN en court-circuit.

On montre que dans un cristal semi-conducteur non soumis à une différence de potentiel et à l'équilibre thermique, quel que soit son dopage P ou N , les niveaux de Fermi associés, E_{Fp} et E_{Fn} , restent alignés dans le schéma de bandes. (La figure I.17), qui représente le schéma de bandes d'une jonction PN en court-circuit, illustre ce principe [20].

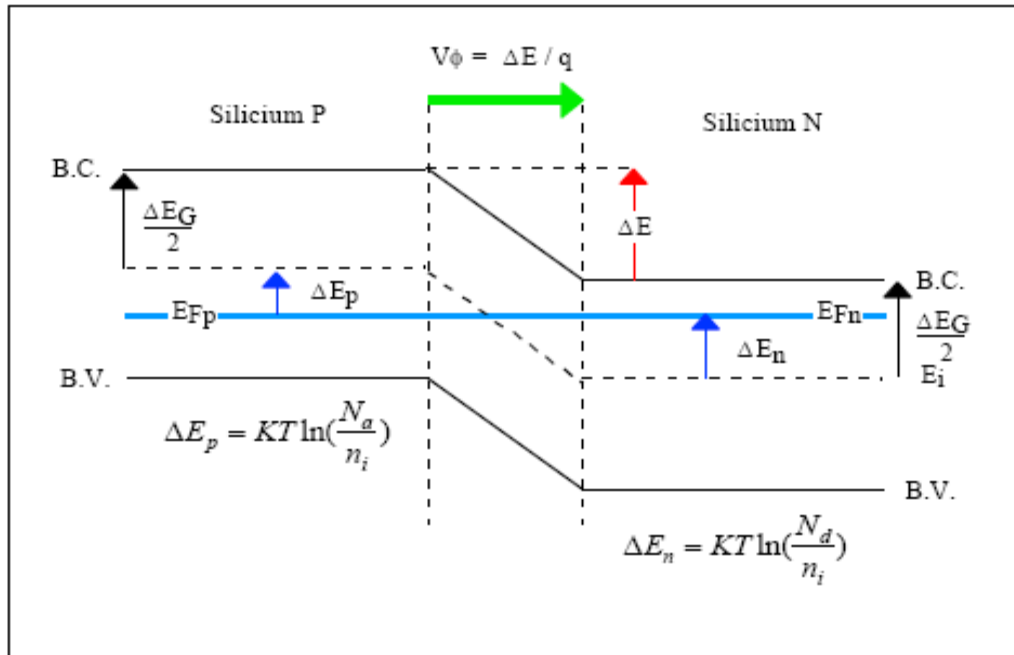


Figure I.17 : Schéma de bandes de la jonction PN en court-circuit.

Sachant que les niveaux de Fermi E_{Fp} et E_{Fn} respectivement associés aux côtés P et N sont alignés, la bande de conduction du silicium P est plus élevée que celle du silicium N . Il en est de même pour les bandes de valence. Ceci entraîne la présence d'une différence d'énergie ΔE entre ces bandes.

Avec :

$$\Delta E_p = KT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

$$\Delta E_n = KT \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

Il vient :

$$\Delta E = KT \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

On sait que la variation d'énergie potentielle ΔE d'un électron soumis à une différence de potentiel ΔV est telle que : $\Delta E = -q \Delta V$. Dans ces conditions, à la différence d'énergie ΔE entre les bandes, on fait correspondre une différence de potentiel interne appelée hauteur de barrière de potentiel V_ϕ telle que :

$$V_{\phi} = U_T \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

I.11.2 Jonction polarisée en inverse

Le semi-conducteur de type N étant à la masse, on relève à l'aide d'un générateur de tension V_{inv} , le potentiel du semi-conducteur de type P (figure I.18) [21].

I.11.2.1 Courant inverse de saturation : Tension V_{inv} faible

La hauteur de barrière entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient $V_{\phi} + V_{inv}$. Le champ électrique dans la Z.C.E. augmente ainsi que son étendue (dans l'équation (1) V_{ϕ} devient $V_{\phi} + V_{inv}$).

Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont pas l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel. La jonction est alors traversée par le très faible courant de saturation I_s . Ce courant issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend uniquement de la température [22].

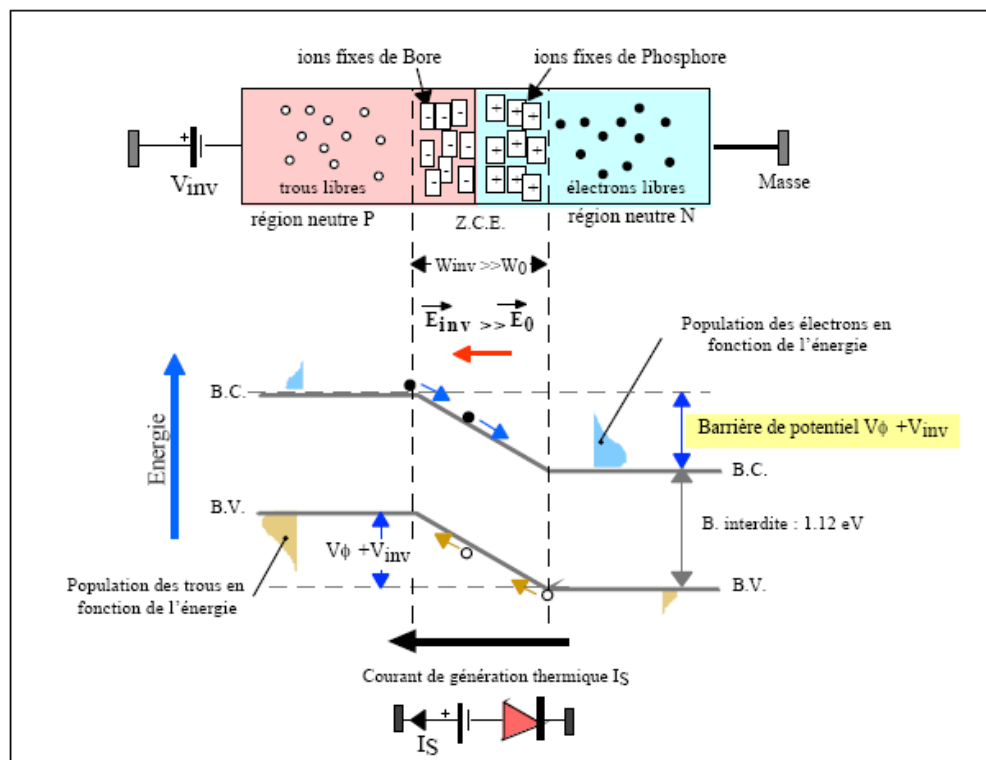


Figure I.18 : origine du courant inverse de saturation I_s d'une jonction bloquée.

I.11.3 Jonction polarisée en direct

I.11.3.1 Courant direct de la jonction

Le fait de polariser la jonction sous une tension V_{direct} réduit la hauteur de barrière qui devient : $V_\theta - V_{direct}$ entraînant une diminution de l'épaisseur de la *Z.C.E* (dans l'équation (1) V_θ est remplacé par : $V_\theta - V_{direct}$).

De nombreux électrons de la région *N* et de trous de la région *P* peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et, se présentant alors dans un “milieu hostile” (*P* pour électrons et *N* pour les trous), ils sont recombinaison (figure I.19). Cette recombinaison consomme près de la *Z.C.E*. Des trous dans la région *P* (des électrons dans la région *N*). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre *P* se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre *N* sont soumis à un phénomène analogue. C'est ce phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct I_A dans la jonction [23].

Ce courant s'écrit : $I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi - V_{direct}}{U_T}\right)$ soit avec la relation (2).

$$I_s \exp\left(\frac{V_{direct}}{U_T}\right)$$

Sachant que le courant de saturation I_s correspondant aux porteurs minoritaires des zones *N* et *P* qui se présentent en bordure de la *Z.C.E*. On obtient le courant total qui circule dans la jonction :

$$I_A = I_s \left[\left(\frac{V_{direct}}{U_T} \right) - 1 \right]$$

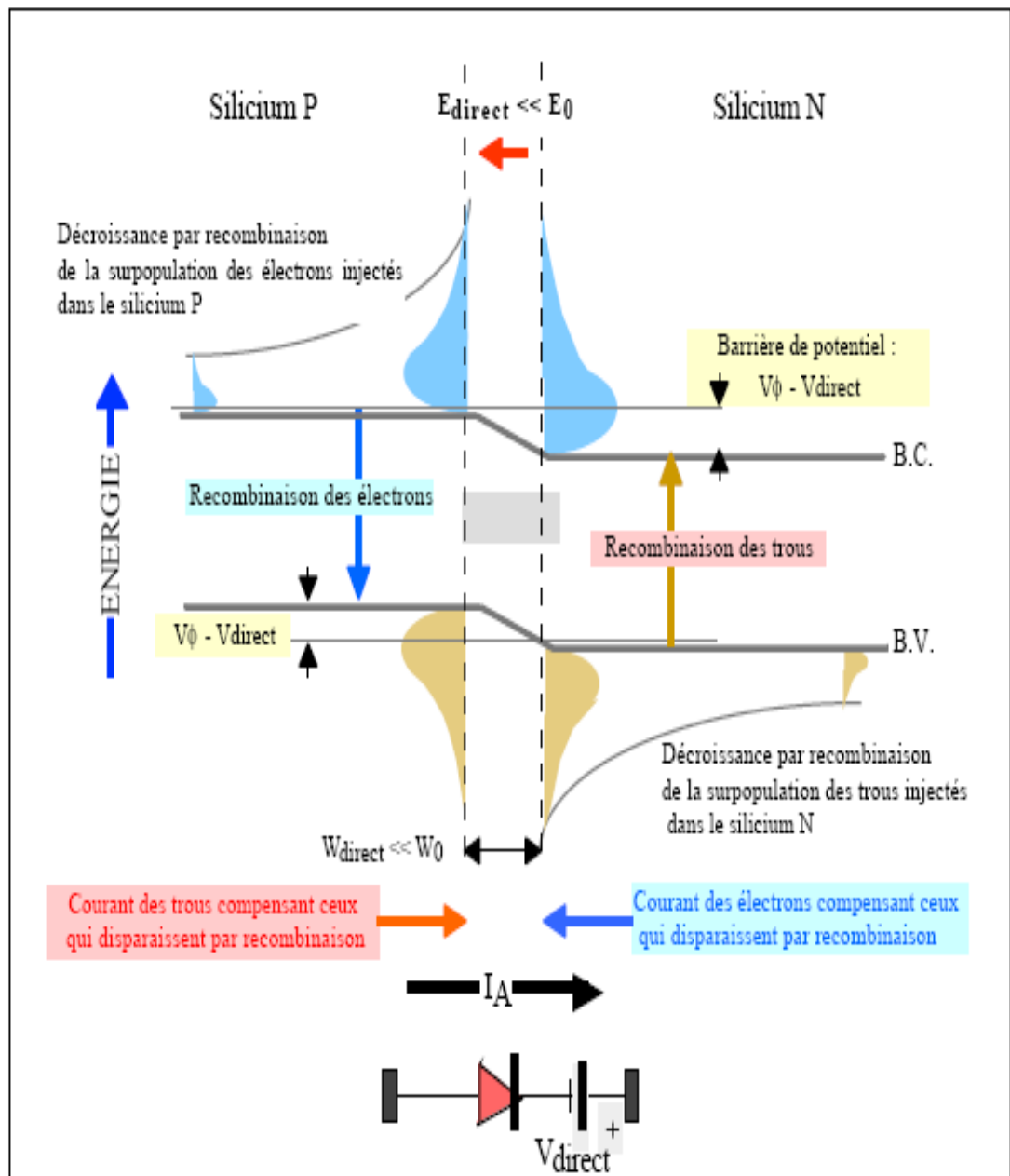


Figure I.19 : jonction polarisée dans le sens passant.

I.12 Conclusion

Dans ce chapitre, on a abordé un aperçu sur les théories de base des semi-conducteurs, ainsi que les différents types de semi-conducteur .Entre autre, on a relaté le processus de conduction des semi-conducteurs. Par la suite, on a donné des discussions sur la formation de la jonction PN avec une polarisation inverse ensuit avec une polarisation direct.

Chapitre II:
La conversion
Photovoltaïque

II.1 Introduction

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

L'énergie solaire photovoltaïque convertit directement le rayonnement lumineux (solaire ou autre) en électricité. Elle utilise pour ce faire des modules photovoltaïques composés de cellules solaires ou de photopiles qui réalisent cette transformation d'énergie.

La conversion photovoltaïque a été réalisée pour la première fois dans le laboratoire Bell en 1954 sur une simple jonction P-N au Silicium. Par suite, plusieurs semi-conducteurs ont été utilisés pour cet objectif. L'application terrestre et spatiale de ces matériaux en photovoltaïque dépend fortement de leurs propriétés optoélectroniques et thermiques. Ces deux applications sont très importantes, notamment, l'application spatiale pour alimenter les satellites en électricité utilisés dans plusieurs domaines (télécommunication, militaires, météorologie,...). L'application terrestre ayant ainsi un impact important sur l'éclairage des routes désertiques, les signalisations dans les ports. L'alimentation des habitations et des radars isolés.

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

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

Il est donc clair qu'un matériau doit avoir des propriétés optiques et électriques spécifiques pour permettre la conversion photovoltaïque. Jusqu'à l'année 1976, époque où les premières jonctions ont vu le jour, le principal matériau à utilisation photovoltaïque était le Silicium monocristallin. Les Jonctions réalisées grâce à ce matériau permettent en effet de transformer les photons en un courant électrique avec des rendements de conversion η qui sont à l'heure actuelle, de l'ordre de 15% au niveau industriel, mais qui ont atteint 20% dans le laboratoire. Comme le Silicium monocristallin, des composés tels que le *GaAs* ont abouti à des rendements assez importants (plus qu'un quart de la puissance incidente est convertie par des cellules à base de *GaAs*), ainsi que des rendements de plus de 30% ont été obtenus grâce à des cellules multi-jonctions (tandems solaires) [18].

I.2. Rayonnement solaire

Le soleil émet un rayonnement électromagnétique compris dans une bande de longueur d'onde variant de 0,22 μm à 10 μm . La figure (I-1) représente la variation de la répartition spectrale énergétique.

L'énergie associée à ce rayonnement solaire se décompose approximativement a :

- □ 9% dans la bande des ultraviolets ($<0,4 \mu\text{m}$),
- □ 47% dans la bande visible ($0,4 \text{ à } 0,8 \mu\text{m}$),
- □ 44% dans la bande des infrarouges ($>0,8 \mu\text{m}$) [6].

L'atmosphère terrestre reçoit ce rayonnement à une puissance moyenne de 1,37 kilowatt au mètre carré (kW/m^2), à plus ou moins 3 %, selon que la terre s'éloigne ou se rapproche du soleil dans sa rotation autour de celui-ci. L'atmosphère en absorbe toutefois une partie, de sorte que la quantité d'énergie atteignant la surface terrestre dépasse rarement $1200 \text{ W}/\text{m}^2$.

La rotation et l'inclinaison de la terre font également que l'énergie disponible en un point donné varie selon la latitude, l'heure et la saison. Enfin, les nuages, le brouillard, les particules atmosphériques et divers autres phénomènes météorologiques causent des variations horaires et quotidiennes qui tantôt augmentent, tantôt diminuent le rayonnement solaire et le rendent diffus [9].

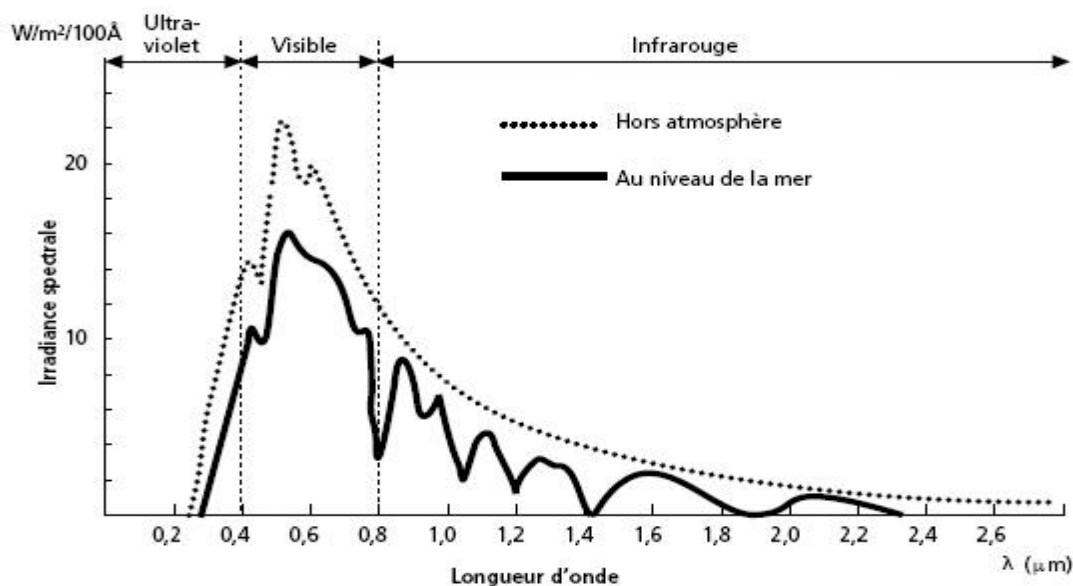


Figure II.2. le spectrale solaire

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

La première structure de la cellule solaire était très simple. Elle était incapable d'offrir des performances élevées et de délivrer une puissance satisfaisante aux charges. Elle avait aussi beaucoup d'inconvénients et des pertes importantes soit par réflexion, soit par les contacts ohmiques et par la recombinaison. Cette structure a subies plusieurs modifications.

La structure actuelle tient à optimiser les performances de la structure classique. Elle est constituée de plusieurs couches, l'élément de base de ces structures est la jonction P-N, elle joue le rôle principal dans le dispositif solaire, et elle est le siège de la génération des porteurs et de leurs séparations. Pour que la pile solaire soit utile, et pour que l'électricité qu'elle produise passe convenablement dans la charge, la grille doit avoir une forme spéciale afin que la surface active de la cellule ne soit pas occultée.

Quand la lumière du soleil traverse le verre et l'adhésif, elle rencontre une couche antireflet (ARC). Cette couche est également transparente, elle réduit la quantité de lumière du soleil reflétée par la cellule. Sans ARC, la pile solaire agit comme un miroir et reflète jusqu'à 30% de la lumière frappant la cellule. L'ARC réduit au minimum cette réflexion, en ramenant les pertes de réflexion à moins de 5% de sorte que la lumière du soleil va atteindre la surface de la cellule et diminuer les pertes optiques.

La couche extérieure de la cellule est en verre pour protéger la structure contre l'environnement. Il est attaché au reste de la cellule avec un adhésif transparent. Les deux régions principales de la jonction sont appelées respectivement émetteur et base. La structure simple d'une cellule solaire est représentée dans (la figure II.3).

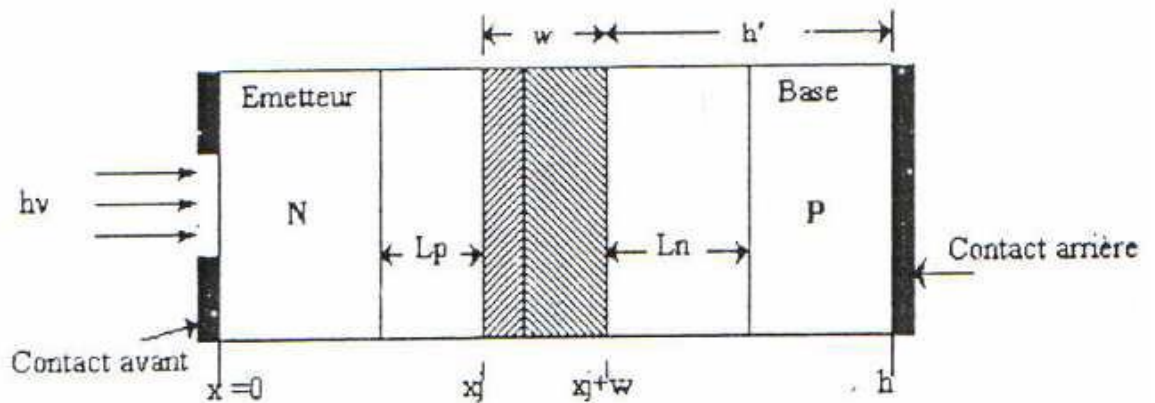


Figure II.3: Structure d'une cellule solaire (N/P) [9].

II.4 Absorption et réflexion de la lumière

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

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

Le taux de l'absorption des photons par un matériau semi-conducteur est lié directement aux énergies des photons incidents. L'absorption n'a lieu que si l'énergie de ces photons est égale ou supérieure à l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur E_g .

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

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

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

- 1) Réflexion par les contacts ohmiques.
- 2) Réflexion par la surface avant du semi-conducteur.
- 3) Réflexion par la couche arrière (BSR).

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

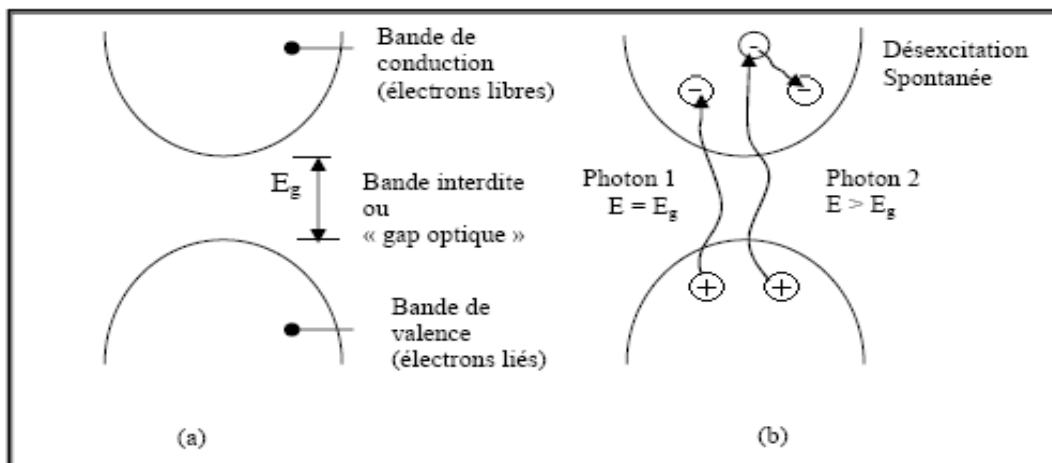


Figure II-4 Diagramme d'énergie d'un semi-conducteur

a)- Dans l'obscurité. b)- Sous illumination

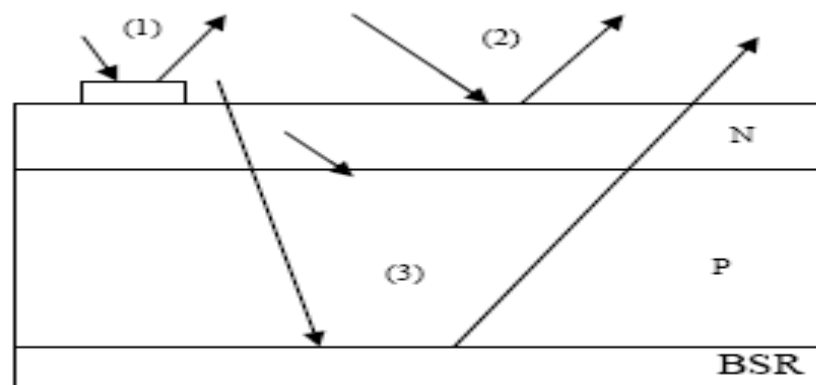


Figure II.5 : Les trois niveaux de la réflexion.

II.5 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire

Une cellule solaire se compose d'un certain nombre de couches, généralement deux couches principales, l'une est constitué d'un semi-conducteur de type N et l'autre de type P et inversement. C'est à la jonction ou interface métallurgique de ces deux couches que la cellule produit de l'électricité, celle-ci est un élément très important dans l'optoélectronique [22].

Ces semi-conducteurs sont des matériaux électroniques spéciaux, sensibles à la lumière, ayant deux propriétés principales pour produire l'électricité :

- Quand la lumière est absorbée, des électrons seront libérés dans le semi-conducteur et contribuent au courant.
- Lorsque les deux semi-conducteurs constituent une jonction, un champ électrique s'établit. Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire est illustré sur la figure (II. 6).

Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1,2 et 3. Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les zones électriquement neutres P et N, les photo-porteurs minoritaires diffusent. Ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires.

Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photo-courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons trous créés par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type n et le trou vers la région de type P. Les porteurs donnent naissance à un photo-courant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant J_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode [3].

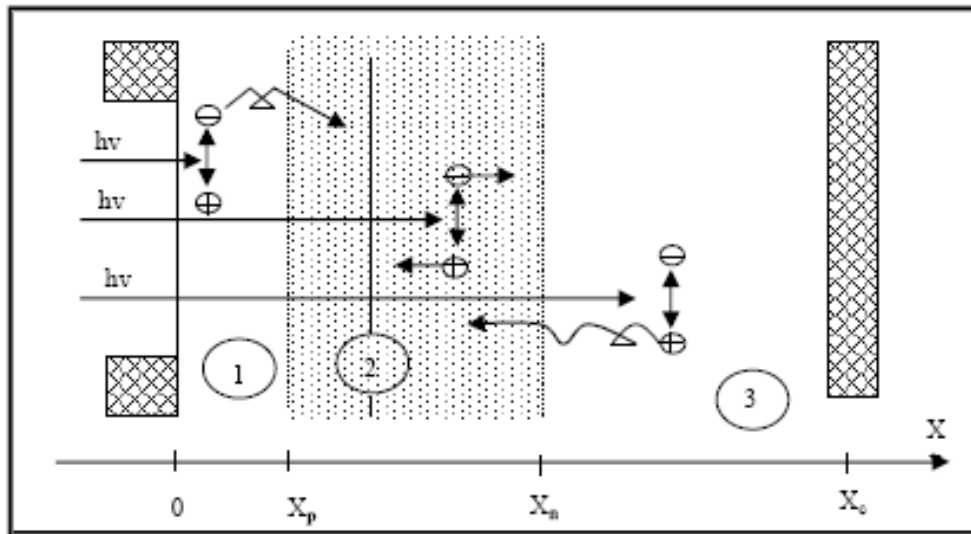


Figure II.6 : Principe de fonctionnement d'une cellule solaire [3].

II.6 Mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs

II.6.1 La recombinaison :

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

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

La recombinaison fait partie d'un processus pour reconstituer l'équilibre d'un semi-conducteur qui a été perturbé, ou mis hors de l'équilibre. Les perturbations peuvent être sous forme de champ électrique appliqué, de changement de la température ou d'exposition à la lumière. La recombinaison se produit généralement quand il y a un excès de porteurs dans un semi-conducteur, elle est liée fortement à cet excès.

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

II.6.1.1 La recombinaison bande à bande

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

II.6.1.2 La recombinaison par pièges

Se produit quand un électron arrive dans un état d'énergie permis, qu'on appelle « piège ». La force responsable de ce mécanisme se situe dans la bande interdite. Elle est provoquée par la présence d'un atome étranger ou un défaut structural, tel que les macles ou les dislocations.

Une fois le piège rempli, il ne peut pas accepter un autre électron, puis l'électron occupant cet état d'énergie de piège va encore faire un deuxième saut vers un état vide dans la bande de valence. On peut envisager ce processus comme une transition en deux étapes d'un électron de la bande conduction à la bande de valence ou comme étapes d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence ou comme disparition de l'électron et du trou qui ne rencontre dans ce piège. Ceci s'appelle la recombinaison indirecte.

Dans cette recombinaison non radiative, l'énergie dégagée est transmise à un ou plusieurs phonons. Souvent, elle libère l'énergie thermique ou produit des vibrations du réseau [23, 24, 25,26].

II.6.1.3 La recombinaison Auger

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

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

II.6.2 La génération

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

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

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

II.7 Conclusion

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

Cette initiation, d'après la littérature, est nécessaire pour bien comprendre le mécanisme de la conversion photovoltaïque. On a décrit aussi la cellule photovoltaïque, et le phénomène fondamental de la photo-génération.

Chapitre III:
Caractéristique électrique
de la cellule solaire

III-1 Introduction

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

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

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

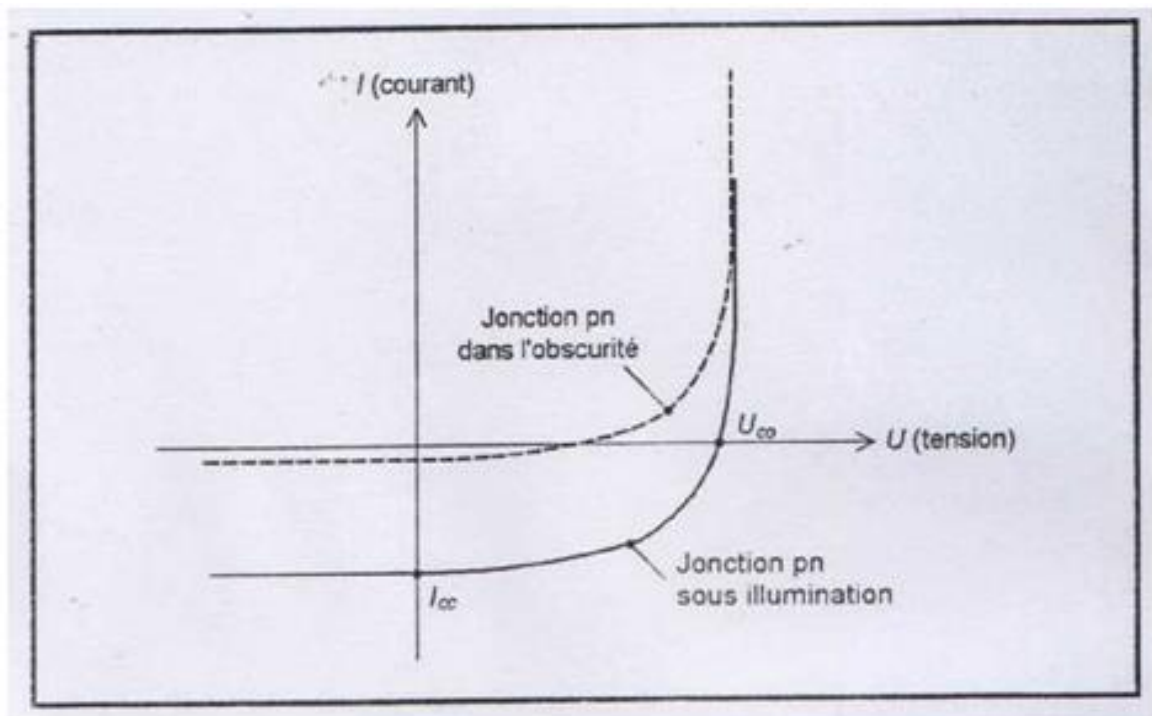


Figure III-1 Caractéristique courant-tension d'une cellule solaire dans l'obscurité et sous illumination

On remarque que la courbe sous illumination est simplement décalée par rapport à la première d'une valeur I_{cc} , qui traduit la génération constante du courant par la lumière. Cette valeur est appelée courant de court-circuit, puisque c'est le courant que génère la cellule sous

lumière à tension nulle. La valeur U_{co} , à l'inverse, est la tension de circuit ouvert. Il représente en fait l'égalité du courant de génération par la lumière et du courant de consommation sans lumière.

III-2 Courant d'éclairement dans une homo-jonction

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

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

À partir des équations de continuité, en écrit, pour les trous dans le semi-conducteur de type N : $(1/q)(dJ_p/dx) - G_p + (P_n - P_{n0})/\tau_p = 0$ (III-2)

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

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

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

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

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

$$J_n = q \mu_n n_p E - q D_n (dn_p/dx) \quad (III-5)$$

E : Le champ électrique, les mobilités et les coefficients de diffusion des trous et des électrons sont respectivement : $\mu_n \mu_p D_n D_p$.

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

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

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

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

La solution générale de cette équation est :

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

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

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

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

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

$$P_n - P_{n0} = 0 , \quad \text{à } (x = x_j) ; \quad (\text{III-9})$$

x_j : Profondeur de jonction.

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

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

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

$$J_p = -q D_p \left(\frac{dp_n}{dx} \right) = [q F(1 - R) \alpha L_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)]$$

$$\times \left[\frac{(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p) \exp(-\alpha x_j) (\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x_j}{L_p} + \sinh \frac{x_j}{L_p})}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x_j}{L_p} + \cosh \frac{x_j}{L_p}} - \alpha L_p \exp(-\alpha x_j) \right] \quad (III-11)$$

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

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

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

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

$$n_p - n_{p0} = 0$$

$$\text{Avec :} \quad (x = x_j + w) \quad (III-12)$$

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

$$S_n (n_p - n_{p0}) = -D_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} = 0 ; \quad \text{à} \quad (x = H) \quad (III-13)$$

Où w l'épaisseur de la zone d'appauvrissement, H l'épaisseur totale de la cellule.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

III-2-4 Photo-courant total

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

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

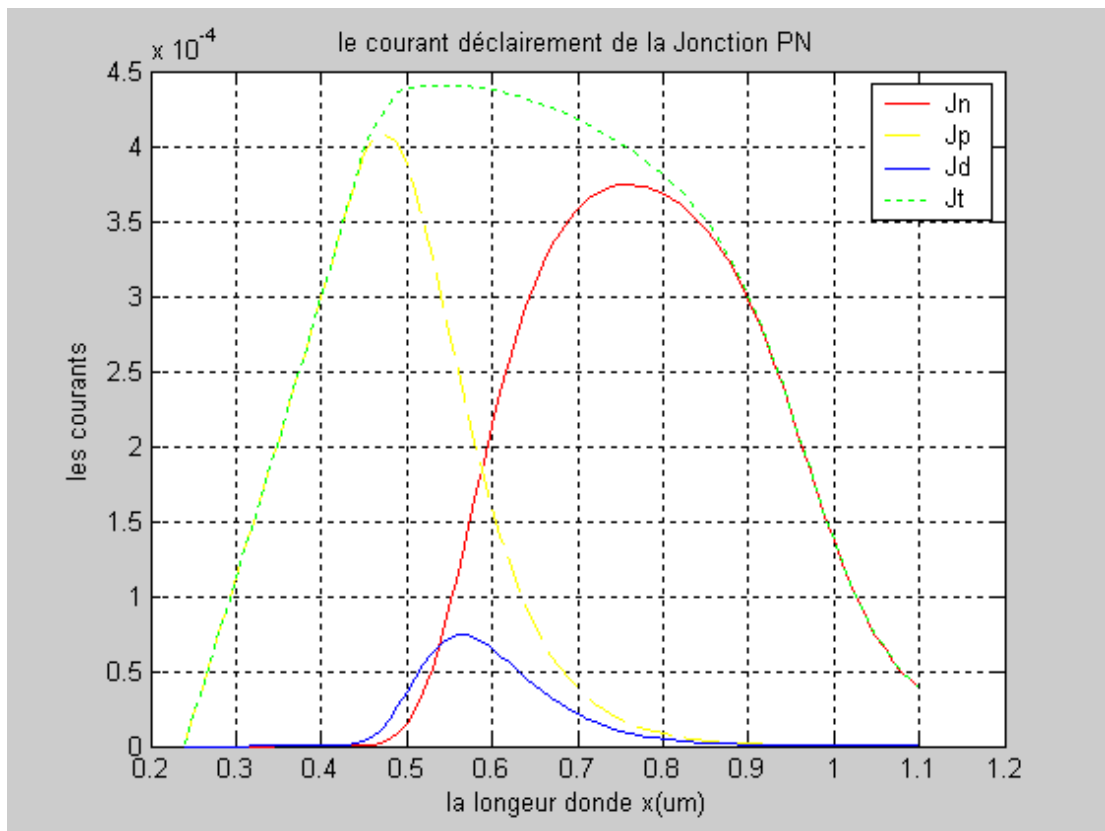


Figure III-2 Courant d'éclairement dans une jonction PN.

Avec le même principe on trace le courant d'éclairement dans une jonction NP.

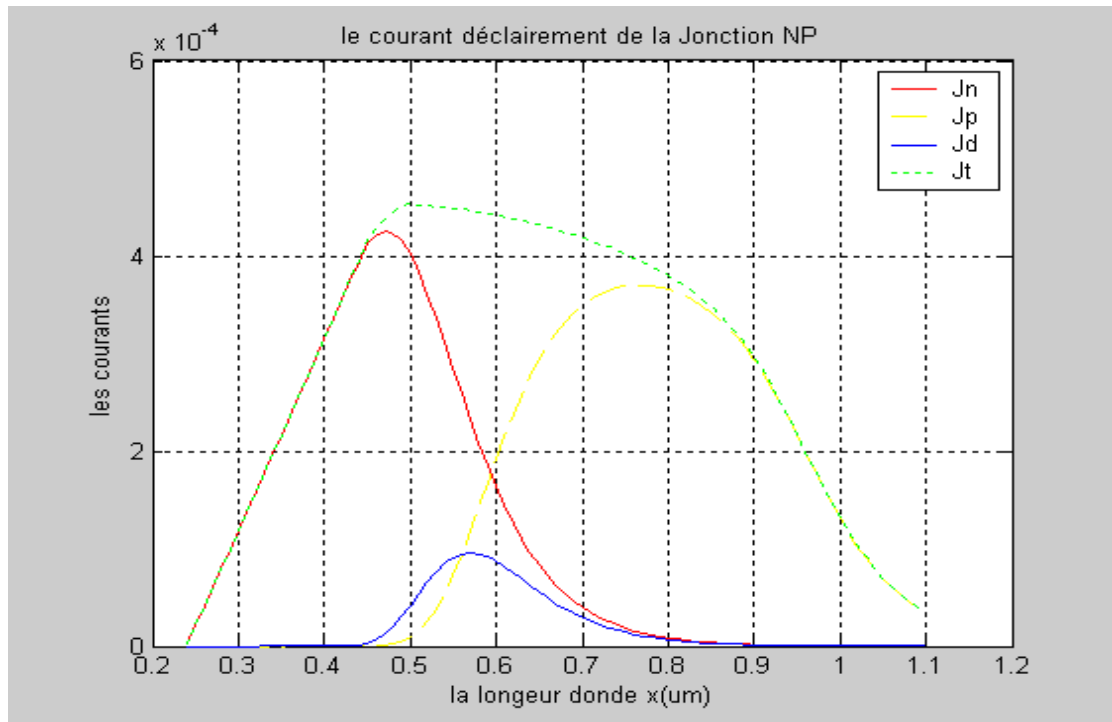


Figure III-3 Courant d'éclairement dans une jonction NP.

III-3 Réponse spectrale

La sensibilité des cellules solaires à la lumière traduite par la réponse spectrale, chaque longueur d'onde génère un photo-courant correspond au nombre des photons incidents ayant la même énergie sur la surface. La réponse spectrale est le rapport entre la densité de courant collecté et la densité des photons incidente, pour chaque longueur d'onde du rayonnement lumineux [22, 25,29].

La réponse spectrale dépend beaucoup plus des propriétés optiques des matériaux solaires que de la distribution spectrale de la lumière reçue, son optimisation exige une amélioration au niveau de la surface avant et même arrière.

Les deux formes de la réponse spectrale (IQE , EQE) sont fortement liées à la recombinaison en surface et en volume, à la longueur de diffusion des porteurs et à l'épaisseur de la région concernée. Cette dépendance est étudiée par M.D. Archer et al [25].

Les regroupent ces paramètres en trois rapports :

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

Supposons que le flux des photons incidents est $F(\lambda)$, une portion de ce flux se réfléchit, $R(\lambda)$ coefficient de réflexion pour la longueur d'onde λ et la partie $F(\lambda)[1 - R(\lambda)]$ pénètre dans le matériau (figure III-4).

$$\begin{aligned}
 SR(\lambda) &= \frac{J(\lambda)}{qF(\lambda)[1 - R(\lambda)]} \\
 &= \frac{J_p(\lambda)}{qF(\lambda)[1 - R(\lambda)]} + \frac{J_n(\lambda)}{qF(\lambda)[1 - R(\lambda)]} + \frac{J_n(\lambda)}{qF(\lambda)[1 - R(\lambda)]} + \frac{J_\phi(\lambda)}{qF(\lambda)[1 - R(\lambda)]}
 \end{aligned}
 \tag{III-18}$$

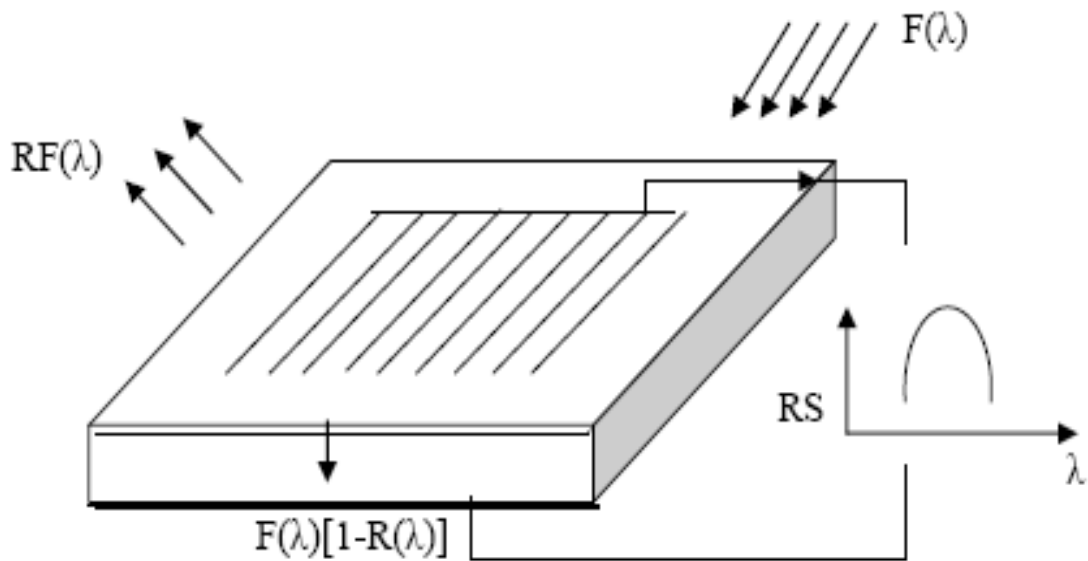


Figure III-4 Réponse spectrale.

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

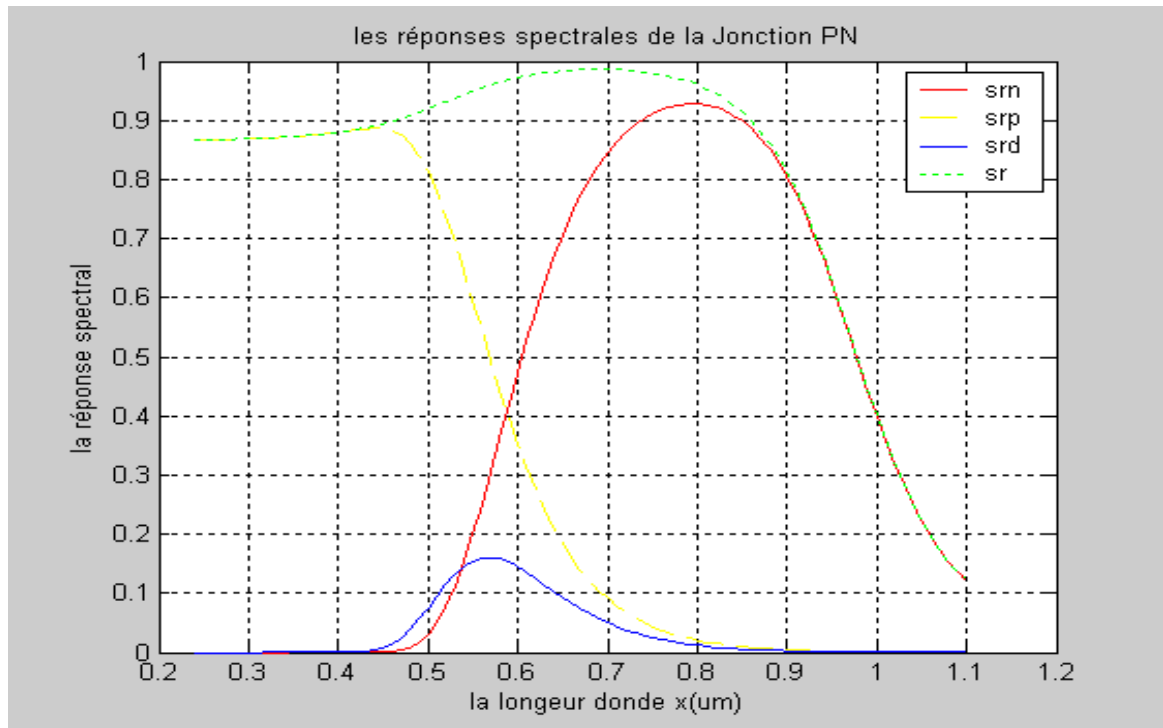


Figure III-5 Les réponses spectrales de la jonction *PN*

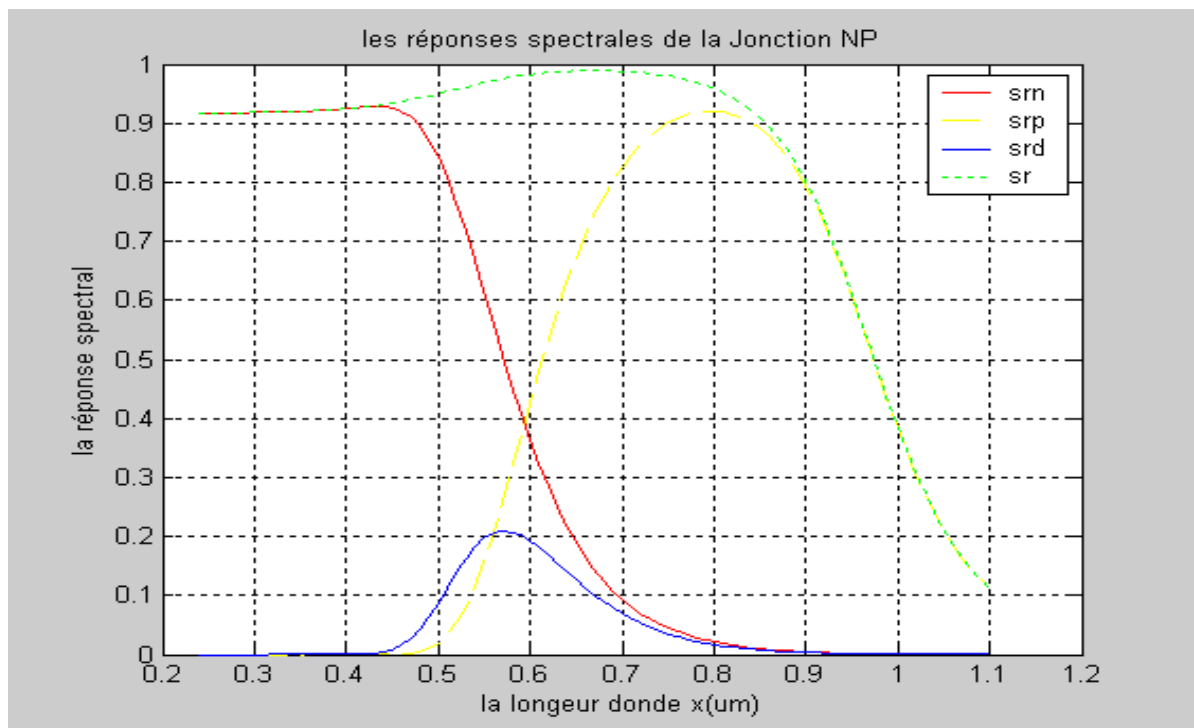


Figure III-6 Réponse spectrale interne d'une cellule *Si NP*.

III-4 Circuit équivalent

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

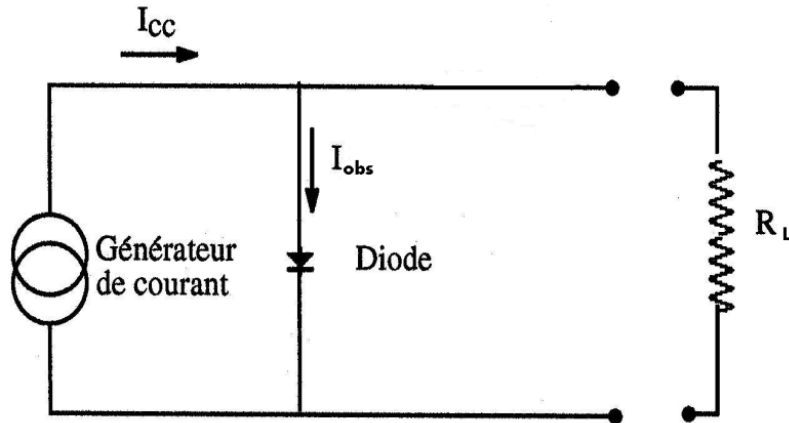


Figure III-7 Schéma équivalent

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

$$\begin{aligned} J_{obs} &= J_{obs} \cdot A_t \\ J_{ph} &= J_{ph} \cdot A_a \end{aligned}$$

A partir du schéma équivalent, on peut établir une relation entre le courant de sortie I_{out} et la tension de sortie V_{Out} en utilisant tous les éléments de la cellule tels que I_{ph} , I_{obs} . Cette relation est [19] :

$$I_{out} = I_{ph} - I_{obs} \quad (III-19)$$

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

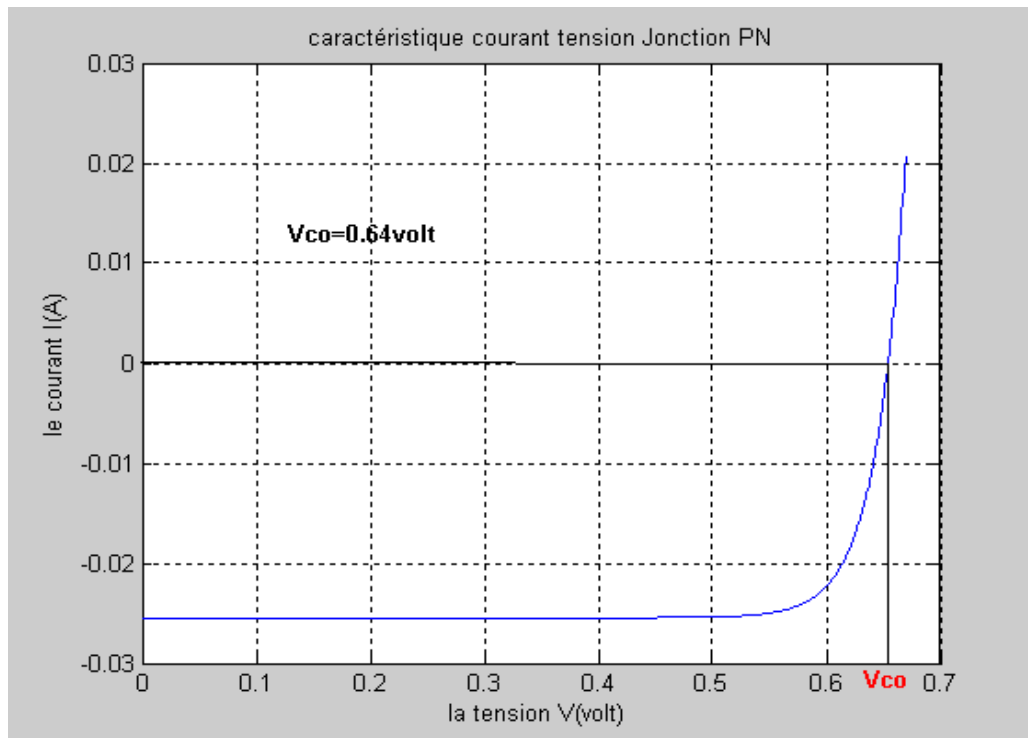
$$I_{obs} = I_s \left[\exp \left(\frac{qV_j}{2KT} \right) - 1 \right] \quad (III-20)$$

Où I_s : courant de saturation.

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

$$I_{out} = I_{ph} + I_s \left[\exp\left(\frac{qV_j}{2KT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III-21})$$

$$I_{ph} = I_{cc} \quad (\text{III-22})$$



FigureIII-8 :Caractéristique caurant tension jonction PN

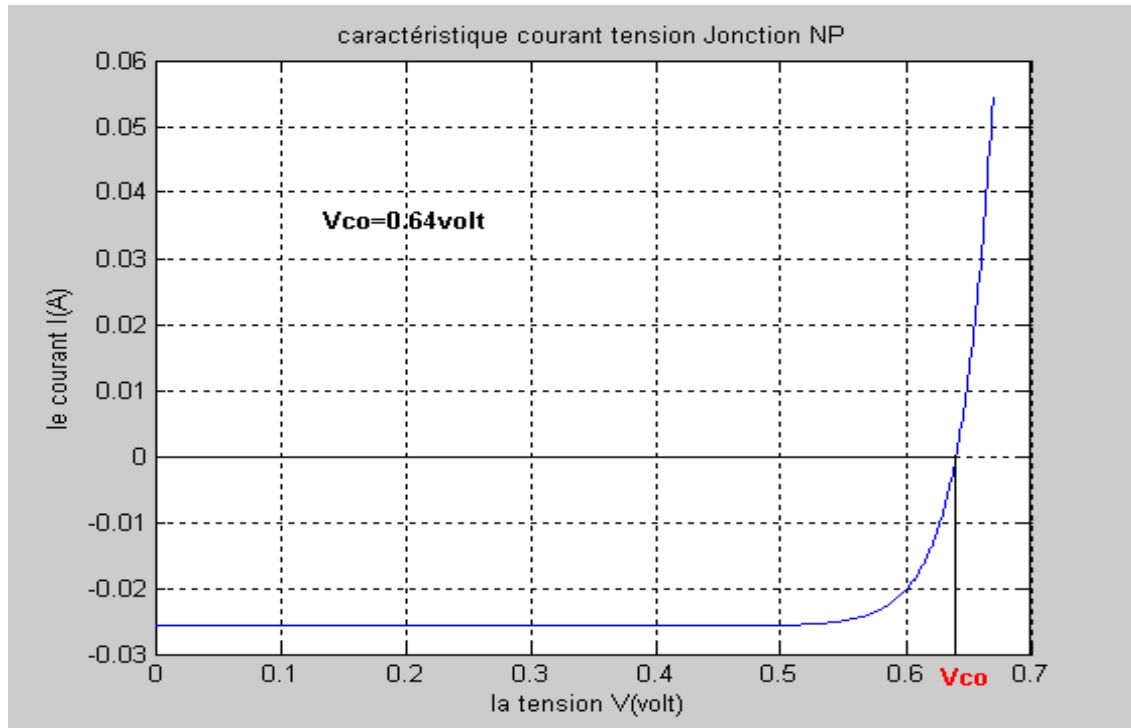


Figure III-9:Caractéristique courant tension jonction NP

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

III-5 Le Rendement

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

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

$$\eta = V_m \cdot I_m / P_{in} \quad (\text{III-23})$$

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

$$P_{in} = A_t \int_0^\infty f(\lambda) \left(\frac{hc}{\lambda} \right) d\lambda \quad (\text{III-23-a})$$

Ou par la relation (III-23-b)

$$P_{in} = A_t \int_0^{P_{in}} f(\lambda) \left(\frac{hc}{\lambda} \right) d\lambda \quad (\text{III-23-b})$$

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

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

III-6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés électriques de la cellule solaire. Le photo-courant se présente comme étant la somme des trois courants suivants : le photo-courant dû aux électrons, le photo-courant dû aux trous et celui de la région de déplétion.

Ce courant nous permet de calculer la réponse spectrale qui est le rapport entre la densité du photo-courant collectée et la densité de puissance solaire émise, pour chaque longueur d'onde du rayonnement lumineux.

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

Références bibliographiques

- [1] Marc Haelterman , février 1998 .PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS II Applications Spéciales (Phys 233) ,Service d'Optique et d'Acoustique ,Faculté des Sciences Appliquées .Université Libre de Bruxelles.
- [2] M. Stavola, K. Bergmann, S.J. Pearton, J. Lopata, Phys(1988). Rev. Lett. 61, 2786.
- [3] S.J. Pearton, J.W. Corbett, M. Stavola, *Hydrogen in Crystalline Semiconductors* (Springer, Berlin, 1992).
- [4] P.J.H. Denteneer, C.G. Van deWalle, S.T. Pantelides, Phys. Rev. B 39, 10809 (1989)
- [5] A. Dadgar, O. Stenzel, A. N`aser, M. Zafar Iqbal, D. Bimberg, H. Schumann, Appl. Phys. Lett. 73, 3878 (1998)
- [6] P. LETURCQ, G. REY, Physique des composants actifs à semiconducteur, Dunod.
- [7] G. ABLART, A. CAZARRE, J.-P. ULMET, Composants actifs à semiconducteurs, Problèmes résolus, Dunod.
- [8] J.-L. REGOLINI, article « Technologie de fabrication de la microélectronique », Encyclopédie des Techniques de l'Ingénieur.
- [9] Jhon Wiley et Sons; 1981 « Physics of semi-conductor Devices ». second edition, Bell laboratories incorporated Murray Hill, New Jersey.
- [10] J. M`akinen, T. Laine, K. Saarinen, P. Hautoj`arvi, C. Corbel, V.M. Araksinen, J. Nagle, Phys. Rev. B 52, 4870 (1995)
- [11] G.M. Martin, Appl. Phys. Lett. 39, 747 (1981)
- [12] J. Dabrowski, M. Scheffler, Phys. Rev. B 40, 10391 (1989).
-

-
- [13] A. Rohatgi, R.H. Hopkins, J.R. Davis, R.B. Campbell, H.C. Mollenkopf, J.R. McCormick, *Solid-State Electron.* 23, 1185 (1980).
- [14] W. Mönch, *Semiconductor Surfaces and Interfaces* (Springer, Berlin, 2001), ISBN 354067902-2
- [15] J.S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* 53(10), R123-R181 (1982)
- [16] O. Mizuno, H. Watanabe, *Electron. Lett.* 11, 118 (1975)
- [17] Y. Rosenwaks, R. Shikler, Th. Glatzel, S. Sadewasser, *Phys. Rev. B* 70, 085320 (2004).
- [18] B.K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, 2nd edn. (Clarendon, Oxford, 1988)
- [19] P.J. Schuck, M.D. Mason, R.D. Grober, O. Ambacher, A.P. Lima, C. Miskys, R. Dimitrov, M. Stutzmann, *Appl. Phys. Lett.* 79, 952 (2001).
- [20] H. Bachmair, E.O. Göbel, G. Hein, J. Melcher, B. Schumacher, J. Schurr, L. Schweitzer, P. Warnecke, *Physica E* 20, 14 (2003)
- [21] B.J. Rodriguez, A. Gruveman, A.I. Kingon, R.J. Nemanich, O. Ambacher, (2002) « *Appl. Phys.* ». *Lett.* 80, 4166
- [22] Donald A ;Neamen .1994 « *Semi conductors physics and devices* , University of new Mexico
- [23] M. Schlechtweg, A. Tessmann, A. Leuther, C. Schwöorer, M. Lang, U. Nowotny, O. Kappeler, *Proc. of The European Gallium Arsenide and other Compound Semiconductors Application Symposium (GAAS 2003)* (Horizon House, London, 2003), pp. 465-468.
- [24] Thuillier, B., 2001. Caractérisation structurale des contacts ohmiques réalisés à partir d'encre métalliques sur cellules photovoltaïques en silicium multicristallin. *Thèse de doctorat, INSA Lyon*.
- [25] Tobías, I., del Cañizo, C. & Alonso, J., 2011. Crystalline Silicon Solar Cells and Modules. In *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*. pp. 265–313.
- [26] Schutz-kuchly, T., 2011. Investigation du silicium de qualité solaire de type n pour la fabrication de cellules photovoltaïques. *Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille*
-