

**République Algérienne démocratique et populaire**  
**Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique**  
**Université SAAD DAHLAB de BLIDA**  
**Faculté de Technologie**  
**Département d'Electronique**



**Mémoire de Projet de Fin d'Étude**

**Présenté Par :**

**BESSERI AMIR**

**&**

**CHAABOUR NOUR ELISLAM**

**Pour l'obtention du diplôme de Master en Électronique option**

**Micro-électronique**

**Thème**

---

***Détermination des Énergies d'une Cellule Solaire***

***à Bande intermédiaire***

---

**Proposé par : Mr NACER SAID**

**Année Universitaire 2020 – 2021**

# *Remerciements*

*En tout premier lieu on tient à remercier Allah, pour nous avoir donné la force de surmonter les obstacles qu'on a confronté durant cette année particulière.*

*Sachant qu'il est toujours difficile d'écrire des remerciements, on espère avoir trouvé les mots justes pour exprimer toute notre gratitude envers les personnes, sans qui, on ne serait jamais arrivé à ce stade de nos vies.*

*On remercie d'abord chaleureusement notre promotrice **Mr NACER SAID**, pour avoir pris le risque d'accepter de nous encadrer et avoir cru en nos compétences pour mener à bien ce travail, ainsi que **Mr Djamel smaili** pour le soutien apporté à travers ses conseils et ses remarques durant cette période.*

*En second lieu, nous remercions les membres de jury pour l'honneur d'avoir accepté d'évaluer notre travail.*

*Et bien sûr, on ne peut pas oublier de remercier infiniment nos familles respectives pour leur soutien inconditionnel dont elles nous ont faites part durant cette année difficile, chose qui nous a permis de nous concentrer que sur l'accomplissement de notre travail.*

## Liste des acronymes et des abréviations

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$\nu$  : La fréquence de la lumière.

$K_b$  : La constante de Boltzmann.

$T$  : La température.

$R_s$  : Rayon du soleil.

$h$  : Constant de planck.

$d$  : Distance soleil-terre.

$c$  : Vitesse de la lumière dans le vide.

$\sigma$  = Constante de Stefan-Boltzmann.

$J_{ph}$  : Densité de courant photogénéré.

$J_{obs}$  : Densité de courant d'obscurité.

$J_s$  : Courant de saturation de diode.

$q$  : Charge élémentaire.

$I_{sc}$  : Courant de court-circuit.

$V_{oc}$  : Tension en circuit ouvert.

$I_{pm}$  : Courant à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque.

$V_{pm}$  : Tension à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque.

$\eta$  : Rendement de conversion.

$P_s$  : Puissance d'éclairement reçue par unité de surface.

$S$  : Surface de la cellule photovoltaïque.

$U$  : L'énergie potentielle indépendante du temps à la position.

$\Psi$  : La fonction d'onde de la particule à la position.

$m_0$  : Masse de l'électron libre

$m_1$  : Masse effective du matériau puits.

$m_2$  : Masse effective du matériau barrière.

$\Delta E_c$  : Potentiel de puits quantiques.

# Table des matières

<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Généralités sur les cellules solaires .....</b>	<b>3</b>
1.1) Introduction .....	3
1.2) Le photovoltaïque .....	3
1.2.1) L'énergie solaire photovoltaïque.....	3
a) Le Soleil.....	3
b) Structure.....	3
1.2.2) Spectre solaire .....	4
a) Le rayonnement solaire .....	4
b) Masse d'air .....	5
1.3) Dualité de la lumière.....	7
1.4) Radiation d'un corps noir.....	8
1.5) L'effet photovoltaïque .....	10
1.6) Principe de fonctionnement .....	11
1.7) Caractéristiques électriques d'une cellule solaire photovoltaïque .....	11
1.8) modélisation des cellules photovoltaïques .....	13
1.9) Générations des cellules photovoltaïques.....	14
1.9.1) Première génération : Le solaire photovoltaïque à base de silicium.....	14
1.9.2) Deuxième génération : Cellule en couches minces.....	15
1.9.3) Troisième génération .....	15
1.10) Les cellules à bandes intermédiaires .....	17
1.11) Les avantages et les inconvénients.....	19
1.12) Conclusion.....	20

<b>Chapitre 2 Superréseaux de puits quantiques .....</b>	<b>21</b>
2.1) Introduction .....	21
2.2) Equation de Schrödinger.....	21
2.2.1) L'équation de Schrödinger indépendante du temps.....	22
2.3) Puits Quantiques.....	22
2.3.1) Puits de profondeur infinie.....	24
2.3.2) Puit de profondeur finie .....	27
2.4) Superréseaux .....	30
2.5) Modèle de Kronig-Penney .....	31
2.6) Effet de la largeur du puits.....	34
2.6.1) Puits découplés.....	35
2.6.3) Puits très couplés.....	36
2.6.4) Courbes de dispersion $E(k)$ .....	37
2.7) Conclusion.....	38
<b>Chapitre 3 Simulation de Superréseaux de puits quantiques .....</b>	<b>39</b>
3.1) Introduction .....	39
3.2) Description .....	39
3.3) Modèle Kronig-Penney .....	40
3.4) Résultats de simulation.....	42
3.5) première mini-bande .....	43
3.6) deuxième mini-bande .....	45
3.8) Conclusion.....	47
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>48</b>
Bibliographie .....	49

# Liste des Figures

<b>Chapitre 1 Généralités sur les cellules solaires</b> .....	<b>3</b>
Figure 1.1 Le Soleil (document SOHO-EIT/ ESA-NASA) [6] .....	5
Figure 1.2 Différentes constantes d'illumination.....	6
Figure 1.3 Distribution spectrale de l'énergie solaire AM0 (bleu) et AM1.5 (rouge) .....	7
Figure 1.4 Variations du spectre d'un corps noir en fonction de la température et la longueur d'onde [11] .....	10
Figure 1.5 Principe de la conversion photovoltaïque dans les cellules photovoltaïques.....	10
Figure 1.6 Caractéristiques $I=f(V)$ sous obscurité et sous éclairement d'une cellule photovoltaïque.....	13
Figure 1.7 Schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque.....	15
Figure 1.7 Cellules à siliciums polycristallin et monocristallin.....	15
Figure 1.8 Identification des procédés de pertes dans des cellules simples jonction p-n [15]	16
Figure 1.9 Schéma simplifié d'un matériau à bande intermédiaire.....	17
Figure 1.10 Rendement en fonction du nombre de bandes sous une concentration maximale et sous une masse d'air de 1,5 [17] .....	18
<b>Chapitre 2 Superréseaux de puits quantiques</b> .....	<b>21</b>
Figure 2.1 Configuration des bandes de conduction et de valence dans une Hétérostructure .....	24
Figure 2.2 Courbe de dispersion d'un puits de profondeur infinie [19] .....	25
Figure 2.3 Fonctions d'onde dans un puits de profondeur infinie [19] .....	27
Figure 2.4 Densité d'états bidimensionnelle [19] .....	27
Figure 2.5 Superréseau de type I .....	31
Figure 2.6 Maille élémentaire du superréseau. Les épaisseurs de couche des semiconducteurs SC1 et SC2 sont L1 et L2 .....	31
Figure 2.7 Courbes de dispersion $E(K)$ .....	37
<b>Chapitre 3 Simulation de Superréseaux de puits quantiques</b> .....	<b>39</b>
Figure 3.1 Structure de super-réseau.....	39
Figure 3.2 Maille élémentaire du super-réseau. Les épaisseurs de couche des semi-conducteurs SC1 et SC2 sont L1 et L2 .....	40
Figure 3.3 Organigramme du calcul de l'énergie de quantification dans le puits quantique et le superréseau.....	41
Figure 3.4 Mini-bandes d'un super-réseau .....	42
Figure 3.5 Mini-bandes du super-réseau .....	43
Figure 3.6 Variation de position $E_0(eV)$ de la première mini-bande en fonction de L1 et L2 .	44
Figure 3.7 Variation de la largeur $\Delta E_0(eV)$ de la première mini-bande en fonction de L1 et L2 .....	45
Figure 3.8 Variation de la position $E_1(eV)$ de la deuxième mini_bande en fonction de L1 et L2 .....	46
Figure 3.9 Variation de la largeur $\Delta E_1(eV)$ de la deuxième mini-bande en fonction de L1 et L2 .....	46

## Liste des Tableaux

<b>Chapitre 1 Généralités sur les cellules solaires .....</b>	<b>3</b>
Tableau 1.1 Résumé des différentes distributions spectrales. ....	7
<b>Chapitre 3 Simulation de Superréseaux de puits quantiques .....</b>	<b>39</b>
Tableau 3.1 Les paramètres d'entrée de la simulation.....	40

# Introduction générale

La microélectronique est une spécialité du domaine de l'électronique qui s'intéresse à l'étude et à la fabrication de composants électroniques à l'échelle micrométrique.

Ces composants sont fabriqués à partir de matériaux semi-conducteurs (comme le silicium) au moyen de diverses technologies dont la photolithographie. Cette technologie permet l'intégration de nombreuses fonctions électroniques sur un même morceau de silicium (ou autre semi-conducteur) et donc à un coût de fabrication moins élevé. Les circuits ainsi réalisés sont appelés puces ou circuits intégrés. Ils peuvent être standards ou spécifiques à une application. Tous les composants électroniques discrets : les transistors, les condensateurs, les inductances, les résistances, les diodes et les isolants et les conducteurs ont leur équivalent en microélectronique.

Selon la majorité des prévisionnistes, la consommation d'énergie primaire commerciale devrait doubler d'ici 2030, puis tripler aux environs de 2050 [1]. Cependant, la plupart de l'énergie électrique est produite par combustion de ressources non renouvelables [2]. On considère qu'une énergie est renouvelable, toute source d'énergie qui se renouvelle assez rapidement pour être considérée comme inépuisable. Les énergies renouvelables sont issues de phénomènes naturels réguliers ou constants provoqués principalement par le Soleil, la Lune et la Terre.

Le rayonnement solaire constitue une ressource énergétique non polluante, la mieux partagée sur la terre et la plus abondante : La quantité d'énergie libérée par le soleil (captée par la planète terre) pendant une heure pourrait suffire à couvrir les besoins énergétiques mondiaux pendant un an.

Une partie de ce rayonnement peut être exploitée pour produire directement de la chaleur (solaire thermique) ou de l'électricité : c'est l'énergie solaire photovoltaïque. Ce mode de production ne nécessite pas forcément de réseau de distribution. En effet on peut produire de l'énergie électrique là où on la consomme : Villages, maisons isolées (un tiers de la population mondiale n'a pas accès à l'énergie électrique), Relais de communication, Pompage de l'eau, Eclairage des routes [3].

L'industrie des cellules solaires s'est développée autour du silicium, le matériau le plus couramment utilisé pour les applications terrestres en raison de son faible coût. Cependant, depuis quelques années, cette même industrie s'intéresse à d'autres matériaux répondant aux normes de rendement élevé, de poids et de durées de vie importantes exigées par les applications spatiales. Les cellules photovoltaïques sont rapidement devenues des cellules multicouches basées sur divers matériaux inorganiques, elles présentent des rendements très élevés, une bonne fiabilité et une faible détérioration de leur caractéristique au cours du temps (sur au moins 20 ans).

De nombreux développements ont donc eu lieu dans le domaine du photovoltaïque et un travail est toujours en cours afin d'améliorer les performances en termes de rendements et de durée de vie. Les deux premières générations de cellules solaires présentent cependant un problème majeur : leur rendement maximal est limité.

Le concept de cellules à bande intermédiaire permet principalement de pallier les pertes par non absorption des photons mais également les pertes dues à la thermalisation. Il repose sur l'apparition d'une bande intermédiaire, située entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur. Grâce à cette nouvelle bande, deux nouveaux processus d'absorption viennent s'ajouter à la traditionnelle transition bande de valence/bande de conduction permettant d'améliorer le rendement.

Ce mémoire se divise en trois chapitres :

- ❖ Dans le premier chapitre, nous allons présenter les caractéristiques de la source lumineuse (le soleil) définie par le spectre solaire, ainsi que la structure, le principe de fonctionnement et les caractéristiques d'une cellule solaire.
- ❖ Dans le deuxième chapitre, on décrira brièvement la résolution de l'équation de Schrödinger par le modèle de Kronig-Penney pour un superréseau de puits quantiques.
- ❖ Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats de nos simulations.
- ❖ Nous terminerons notre mémoire par une conclusion générale.

# Chapitre 1 : Généralités sur les cellules solaires

## 1.1 Introduction

La technologie photovoltaïque (PV) transforme l'énergie solaire en énergie électrique à l'aide de semi-conducteurs. C'est la technologie qui a le plus grand potentiel, mais aussi qui nécessite le plus de développement technique.

Cette technologie est à la base des cellules solaires photovoltaïques qui ont sérieusement commencer à être étudiées depuis les années 1950 quand la première cellule solaire à base de silicium cristallin, avec un rendement de 6%, a été développée dans les laboratoires Bell. Mais en dépit de l'intérêt des scientifiques pendant des années, ce n'est que lors de la course vers l'espace que les cellules solaires trouvèrent leurs premières applications dans l'alimentation des satellites.

## 1.2 Le photovoltaïque

### 1.2.1 L'énergie solaire photovoltaïque

#### a) Le soleil

Le soleil est une petite étoile centrale du système solaire magnétiquement active, il est presque sphérique, c'est une boule de gaz et de plasma. Il a un diamètre d'environ 1 392 684 kilomètres, ce qui équivaut à 109 fois le diamètre de la Terre et une masse de  $2 \times 10^{30}$  kg ce qui équivaut à 330 000 fois la masse de la terre, il représente environ 99,86% de la masse du système solaire

#### b) Structure

Le noyau du soleil s'étend du centre à environ 0,2 rayon solaire. Sa masse volumique est supérieure à  $150\,000 \text{ kg/m}^3$ , C'est là où se produit l'énergie solaire. La zone radiative s'étend de 0,2 à 0,7 rayon solaire environ, sa température est bien plus basse que celle

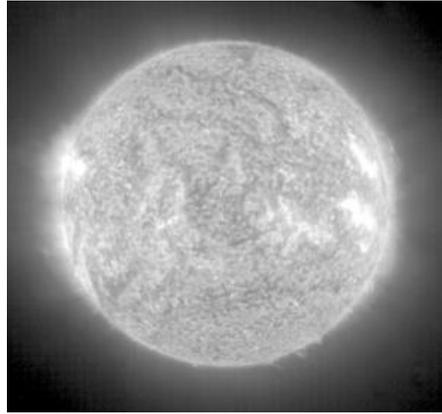
du noyau, mais sa densité reste très forte. Cette zone joue un rôle important dans les transferts et le filtrage de l'énergie, du cœur vers la surface du Soleil.

La zone de convection s'étend de 0,8 rayon solaire du centre à la surface visible, elle est séparée de la zone de radiation par une couche épaisse d'environ 3 000 km appelée la tachocline, elle permet les échanges d'énergie entre la zone radiative et la photosphère. En raison de sa faible densité, les échanges dans cette zone se font par convection : les gaz chauds remontent à la surface, se refroidissent, puis redescendent, se réchauffent, remontent, et ainsi de suite. La photosphère a une épaisseur d'environ 400 km, c'est la partie externe de l'étoile, sa température moyenne est de 6 000 K, 99% de la lumière émise par le Soleil provient de la photosphère. L'atmosphère solaire est la structure du soleil au-delà de la photosphère, elle comprend trois zones principales : la chromosphère, la couronne et l'héliosphère. La chromosphère est séparée de la photosphère par une zone de température minimale et de la couronne par une zone de transition.

## **1.2.2 Spectre solaire**

### **a) Le rayonnement solaire**

Énergie naturelle par excellence, le Soleil, cet astre incandescent dont la température de surface est voisine de 5 500 °C, nous dispense chaleur et lumière. Centre de notre système planétaire, sa place est si grande dans l'activité terrestre sous toutes ses formes qu'il fut bien souvent objet d'adoration. Source indirecte des énergies usuelles de notre temps (sous forme chimique et biochimique en particulier), ce n'est qu'au XVIIe siècle que l'on songea à utiliser directement le Soleil à des fins techniques : Lavoisier a, l'un des premiers, employé une lentille convergente de 1,30 m de diamètre pour obtenir la fusion d'un morceau de fer placé à son foyer. Ce n'est qu'en 1954 que les premières piles solaires produisant de l'électricité firent leur apparition, grâce aux travaux de Bell Laboratories (États-Unis) [12].



**Figure 1.1** Le Soleil (document SOHO-EIT/ ESA-NASA) [6].

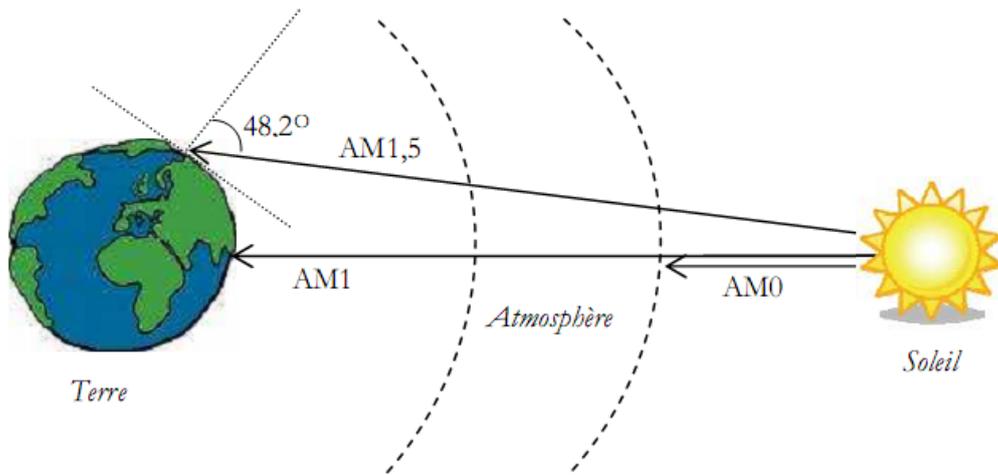
On se reportera aux ouvrages cités en bibliographie pour tout savoir sur le Soleil : sa course, ses positions par rapport à la Terre et tous les paramètres physiques qui en découlent. Nous nous contenterons ici de décrire les plus intéressants et utiles à l'exploitation du rayonnement solaire par les photogénérateurs.

#### **b) Masse d'air**

Le Soleil émet un rayonnement électromagnétique compris dans une bande de longueur d'onde variant de 0.22 à 10 microns  $\mu m$ . L'énergie associée à ce rayonnement solaire se décompose approximativement ainsi :

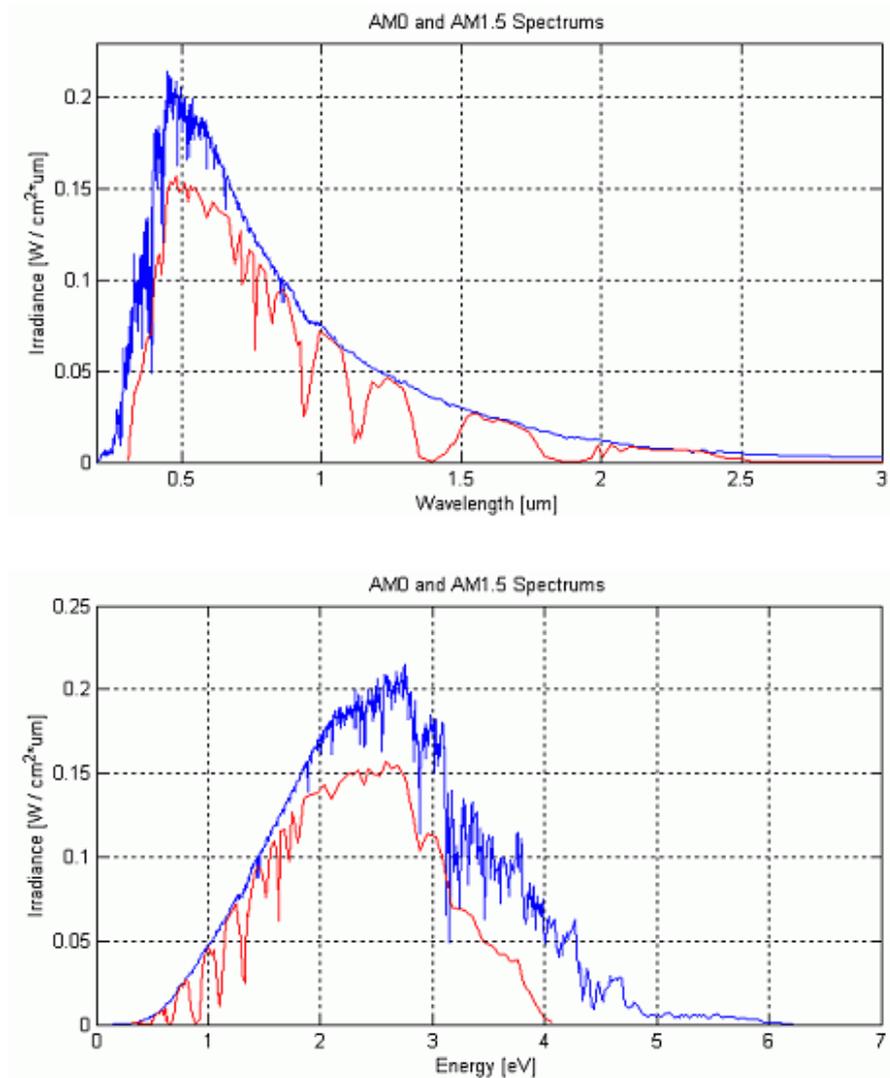
- ✓ 9% dans la bande des ultraviolets  $<0.4 \mu m$ ,
- ✓ 47% dans la bande visible  $0.4 \text{ à } 0.8 \mu m$ ,
- ✓ 44% dans la bande des infrarouges  $>0.8 \mu m$ .

L'atmosphère terrestre reçoit ce rayonnement à une puissance moyenne de  $1.37 \text{KWm}^2$  avec un spectre centré au voisinage de  $\lambda=0.48 \mu m$ .



**Figure 1.2** Différentes constantes d'illumination

L'atmosphère en absorbe toutefois une partie, de sorte que la quantité d'énergie atteignant la surface terrestre n'est plus que de  $0.9 \text{ kWm}^2$ . Pour mesurer l'effet de l'atmosphère on utilise l'air masse (figure 1.2), défini par  $AM = 1 / \cos \alpha$  où  $\alpha$  représente l'angle que fait la direction du soleil avec la verticale. AM0 représente le spectre solaire en dehors de l'atmosphère, sa puissance est de  $1367 \text{ Wm}^2$ , AM1 correspond au soleil à la verticale  $\alpha = 0^\circ$  avec une puissance d'incidence de  $925 \text{ Wm}^2$ , AM2 est obtenu pour un angle de  $60^\circ$  et à une puissance d'environ  $691 \text{ Wm}^2$ . L'air masse AM1.5 définis par l'angle  $48.2^\circ$  au-dessus de l'horizon, d'une intensité de  $844 \text{ Wm}^2$  est approprié pour les applications terrestres. Le spectre solaire est représenté sur la figure 1.3, le tableau 1.1 montre un résumé des différentes distributions spectrales.



**Figure 1.3** Distribution spectrale de l'énergie solaire AM0 (bleu) et AM1.5 (rouge).

Hauteur	Position du soleil	Irradiance (intensité, puissance) ( $W/m^2$ )	Distribution spectrale
En dehors de l'atmosphère	-	<b>1367</b>	<b>AM0</b>
Surface	$\alpha = 90^\circ$	<b>925</b>	<b>AM1</b>
Surface	$\alpha = 48^\circ$	<b>963</b>	<b>AM1.5</b>
Surface	$\alpha = 60^\circ$	<b>691</b>	<b>AM2</b>

**Tableau 1.1** Résumé des différentes distributions spectrales.

### 1.3 Dualité de la lumière

La lumière peut être considérée sous forme d'ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda$  ou sous forme de photons, corpuscules possédant une énergie  $E$  liée à  $\lambda$  par la relation suivante :

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} = h \cdot \nu \quad (1.1)$$

Avec :

$h$  : constante de Planck ( $\text{j} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$\nu$  : fréquence ( $\text{s}^{-1}$ )

$\lambda$  : Longueur d'onde (m)

La notion de dualité onde/corpuscule est importante pour comprendre les phénomènes d'interaction entre un rayonnement et un matériau.

Les longueurs d'ondes du rayonnement solaire terrestre sont comprises entre  $0,2\mu\text{m}$  (ultra-violet) et  $4\mu\text{m}$  (infra-rouge) avec un maximum d'énergie pour  $0,5\mu\text{m}$ . 97,5% de l'énergie solaire est comprise entre  $0,2\mu\text{m}$  et  $2,5\mu\text{m}$ . De  $0,4\mu\text{m}$  à  $0,78\mu\text{m}$ , le spectre correspond au domaine du visible. Les capteurs d'énergie solaire doivent donc être compatibles avec ces longueurs d'ondes pour pouvoir piéger les photons et les restituer sous forme de chaleur ou d'électrons.

Pour que le rayonnement solaire produise un courant électrique dans un matériau donné, faisant alors office de capteur, il faut que les photons soient tout d'abord absorbés par un ou plusieurs matériaux sensibles à la longueur d'onde des photons. Puis, l'énergie des photons excite des électrons, qui sont ensuite collectés afin de constituer un courant électrique global.

## 1.4 Radiation d'un corps noir

Un corps noir absorbe toutes les radiations incidentes sur sa surface, et émet un rayonnement en fonction de sa température. Les sources corps noirs qui sont d'intérêt pour le photovoltaïque, émettent de la lumière dans le domaine visible. L'irradiation spectrale d'un corps noir est donnée par la loi de Planck donnée par l'équation suivante :

$$F(\lambda) = 2\pi A \left( \frac{c}{\lambda^4 \exp\left(\frac{h\nu}{K_b T}\right) - 1} \right) \quad (1.2)$$

$$A = \left(\frac{R_s}{d}\right)^2 \quad (1.3)$$

Avec :

$\nu$  : La fréquence de la lumière.

$K_b$  : La constante de Boltzmann.

$T$  : La température.

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

$R_s$  : rayon du soleil ( $R_s=6,96.10^5$  km).

$d$  : distance soleil-terre ( $d=1,5.10^8$  km ).

$\lambda$  : Longueur d'onde de la lumière.

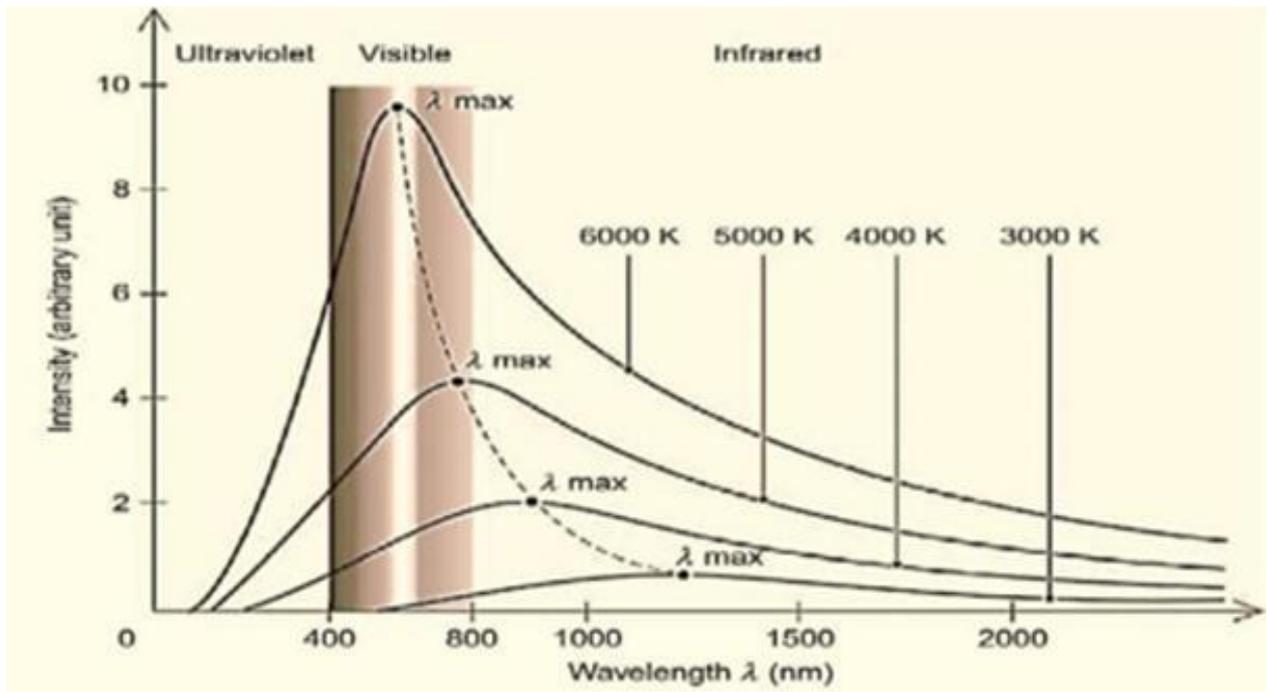
La densité de puissance totale d'un corps noir est déterminée en intégrant l'irradiation spectrale sur toutes les longueurs d'onde qui donne :

$$P_s = \sigma T^4 \quad (1.4)$$

Avec :

$\sigma$  = Constante de Stefan-Boltzmann, elle est égale à  $5,67. 10^{-8} W /m^2 K^4$

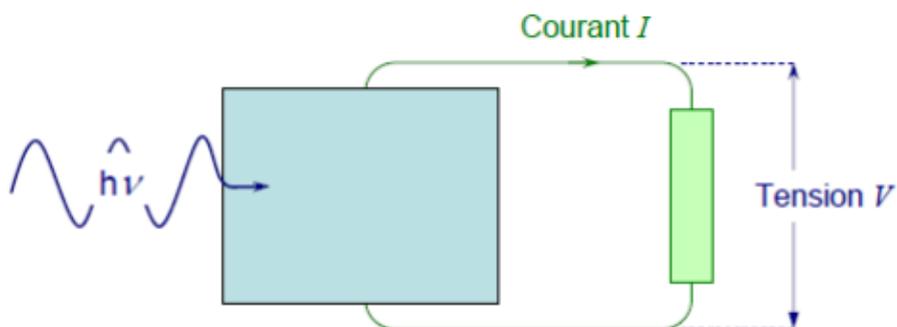
Les équations ci-dessus et la figure (1.4) montrent que la distribution spectrale et la puissance de la lumière émise augmentent en fonction de la température d'un corps noir. Par exemple, à la température ambiante, un émetteur de corps noir va émettre un rayonnement de faible puissance à des longueurs d'onde en majorité supérieur à 1  $\mu$ m, bien au-delà de la portée visuelle de l'observation humaine. Si le corps noir est chauffé à 3000K il s'allume en rouge car le spectre de la lumière émis se déplace vers des énergies plus élevées dans le spectre visible. Si la température du filament est en outre augmentée à 2000K Le rayonnement est émis à des longueurs d'onde dans le spectre visible allant du rouge au violet et la lumière apparaît blanche. Le graphique ci-dessous illustre plus clairement la variation du spectre de corps noir émis en fonction de la température.



**Figure 1.4** Variations du spectre d'un corps noir en fonction de la température et la longueur d'onde [11].

## 1.5 L'effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque utilisé dans les cellules solaires permet de convertir directement l'énergie lumineuse des rayons solaires en électricité par la production et le transport, dans le semiconducteur, de charges électriques positives et négatives sous l'effet de la lumière.



**Figure 1.5** Principe de la conversion photovoltaïque dans les cellules photovoltaïques.

## 1.6 Principe de fonctionnement

La conversion photovoltaïque, aujourd'hui largement utilisée, peut-être simplement définie comme la transformation de l'énergie des photons en énergie électrique grâce au processus d'absorption de la lumière par la matière. Lorsqu'un photon est absorbé par le matériau, il passe une partie de son énergie par collision à un électron l'arrachant littéralement de la matière.

Ce dernier étant précédemment à un niveau d'énergie inférieur où il était dans un état stable passe alors vers un niveau d'énergie supérieur, créant un déséquilibre électrique au sein de la matière se traduisant par une paire électron-trou, de même énergie électrique. Généralement, la paire électron-trou revient rapidement à l'équilibre en transformant son énergie électrique en énergie thermique.

Même si le phénomène électrique est secondaire devant le phénomène thermique (incluant la chauffe du matériau par les rayons solaires), récupérer toute ou une partie de l'énergie électrique est le premier objectif des capteurs photovoltaïques sous forme de cellules ou de générateurs. Cela est possible grâce par exemple à des cellules solaires réalisées en associant un matériau semi-conducteur dopé N à un autre semi-conducteur dopé P. L'énergie produite par l'absorption d'un photon dans un matériau se traduit du point de vue électrique par la création d'une paire électron-trou. Cette réaction entraîne une différence de répartition des charges créant ainsi une différence de potentiel électrique, c'est l'effet photovoltaïque.

## 1.7 Caractéristiques électriques d'une cellule photovoltaïque

Le courant délivré sur une charge par une cellule photovoltaïque éclairée s'écrit :

$$J(V) = J_{ph} - J_{obsc}(V) \quad (1.5)$$

Avec :

$J_{ph}$  : densité de courant photogénéré.

$J_{obsc}$  : densité de courant d'obscurité.

Pour une cellule photovoltaïque idéale l'équation 1.5 peut être écrite sous la forme suivante :

$$J(V) = J_{ph} - J_s (\exp(qV / k_b T) - 1) \quad (1.6)$$

Avec :

$J_s$  : courant de saturation de diode.

$q$  : charge élémentaire.

$k_b$  : constante de Boltzmann.

$T$  : température.

Dans une cellule photovoltaïque, deux courants s'opposent : le courant d'éclairement et un courant de diode appelé courant d'obscurité qui résulte de la polarisation du composant. La caractéristique d'une cellule sous obscurité est identique à celle d'une diode. Sous éclairage la caractéristique a l'allure présentée sur la figure 1.6.

A partir de la caractéristique  $I(V)$  de la cellule photovoltaïque, on déduit les paramètres électriques propres à la cellule et notamment :

$I_{sc}$  : courant de court-circuit (obtenu pour  $V=0$ )

$V_{oc}$  : tension en circuit ouvert (obtenu pour  $I=0$ )

$I_{pm}$  : courant à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque.

$V_{pm}$  : tension à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque.

$\eta$  : rendement de conversion (Puissance électrique maximale fournie / Puissance solaire incidente)

$$\eta = \frac{V_{pm} \cdot I_{pm}}{P_s \cdot S} = \frac{FF \cdot V_{oc} \cdot I_{sc}}{P_s \cdot S} \quad (1.7)$$

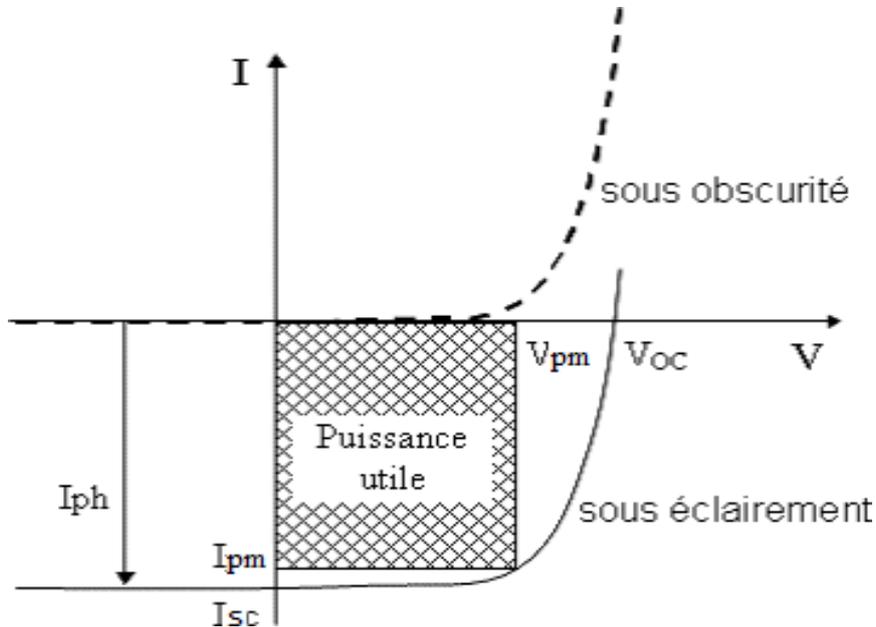
Avec :

$P_s$  : puissance d'éclairement reçue par unité de surface

$S$  : surface de la cellule photovoltaïque.

Facteur de forme  $FF = (\text{Puissance maximale délivrée sur la charge}) / (V_{oc} \times I_{sc})$ .

$$FF = \frac{V_{pm} \cdot I_{pm}}{V_{oc} \cdot I_{sc}} \quad (1.8)$$



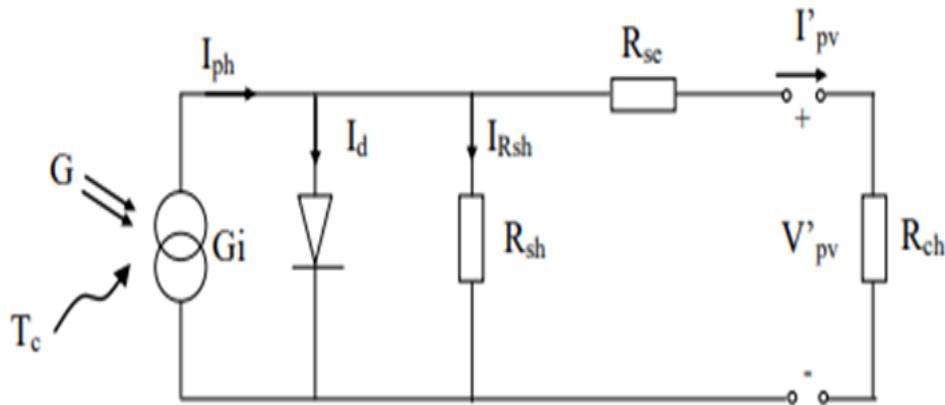
**Figure.1.6** Caractéristiques  $I=f(V)$  sous obscurité et sous éclaircissement d'une cellule photovoltaïque.

## 1.8 Modélisation des cellules photovoltaïques

La modélisation des cellules photovoltaïques passe nécessairement par un choix judicieux des circuits électriques équivalents. Pour développer un circuit équivalent précis pour une cellule PV, il est nécessaire de comprendre la configuration physique des éléments de la cellule aussi bien que les caractéristiques électriques de chaque élément, en prenant plus ou moins de détails. Selon cette philosophie, plusieurs modèles mathématiques sont développés pour représenter un comportement fortement non linéaire, résultant de celui des jonctions semi-conductrices qui sont à la base de leurs réalisations.

Ces modèles se différencient entre eux par les procédures mathématiques et le nombre de paramètres intervenant dans le calcul de la tension et du courant du module photovoltaïque.

On présente deux modèles du GPV à savoir [13] :



**Figure 1.7** Schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque.

$R_{sh}$  : Résistance shunt qui prend en compte les fuites inévitables de courant qui intervient entre les bornes opposées positive et négative d'une cellule.

$R_{se}$  : Résistance série qui est due aux différentes résistances électriques que le courant rencontre sur son parcours (résistance de contact)

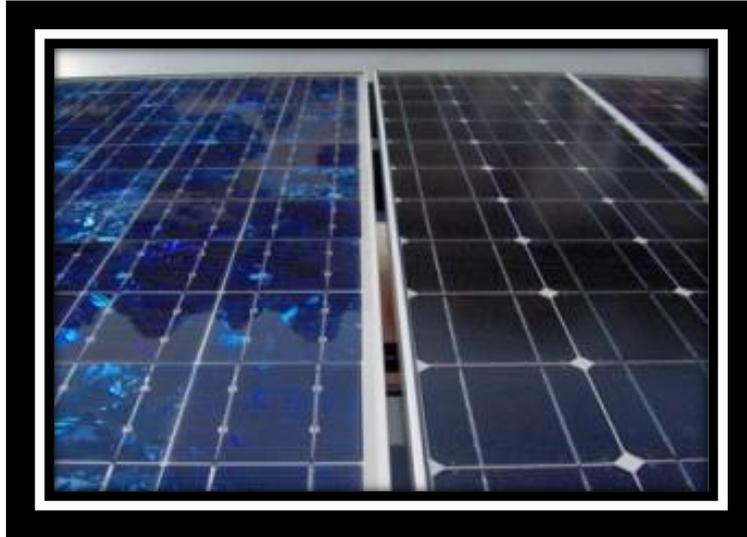
$D$  : Diode matérialisant le fait que le courant ne circule que dans un seul sens.

$R_{ch}$  : Résistance qui impose le point de fonctionnement sur la cellule en fonction de sa caractéristique courant-tension à l'éclairement considéré [20].

## 1.9 Générations des cellules photovoltaïques

### 1.9.1 Première génération : Le solaire photovoltaïque à base de silicium

Les technologies à base de silicium constituent plus de 90 % du marché photovoltaïque mondial. La première cellule solaire au silicium a été fabriquée en 1954 aux laboratoires Bell aux Etats-Unis avec un rendement de 6%. Cette filière à base de Silicium cristallin comprend le monocristallin et le polycristallin (figure 1.7).



**Figure 1.7** Cellules à silicium polycristallin et monocristallin.

### **1.9.2 Deuxième génération : Cellule en couches minces**

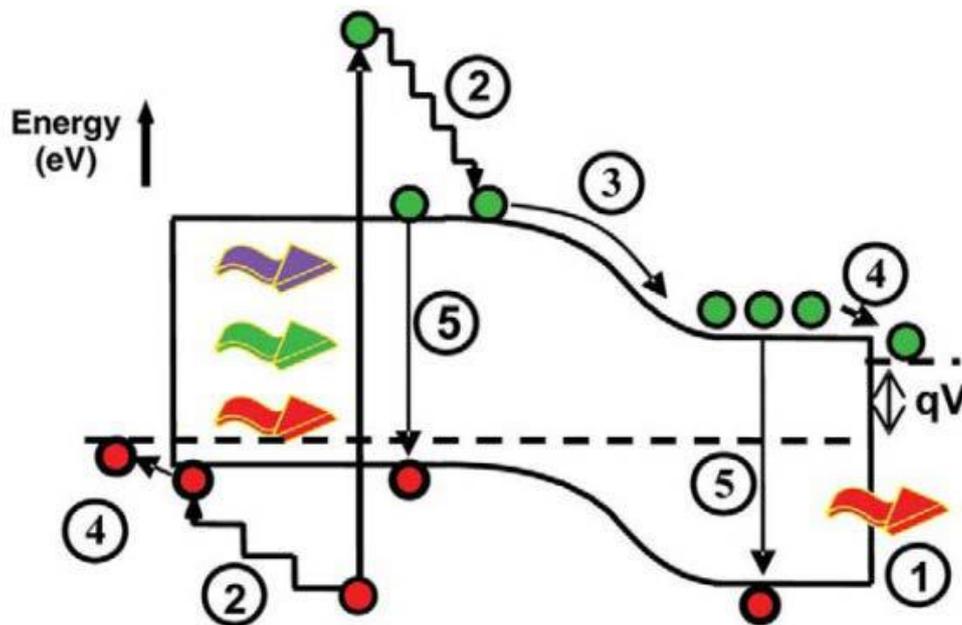
Les cellules photovoltaïques de deuxième génération ont littéralement fait une cure d'amaigrissement. Elles ne font plus que quelques micromètres d'épaisseur, ce qui les rend légères et surtout souples.

Les cellules photovoltaïques cristallines tels que : le (Si amorphes ; aussi le sulfure de cadmium (CdS), le tellure de cadmium (CdTe), des alliages de cuivre indium et sélénium CIGS et CdTe), dont la durabilité dans le temps a été éprouvée, dominant largement le marché mondial depuis des années, grâce notamment à leur bon rendement.

### **1.9.3 Troisième génération**

De nombreux développements ont donc eu lieu dans le domaine du photovoltaïque et un travail est toujours en cours afin d'améliorer les performances en termes de rendements et de durée de vie. Les deux premières générations de cellules solaires présentent cependant un problème majeur : leur rendement maximal est limité, comme l'ont montré Shockley et Queisser en 1961 [14], à 31% pour des cellules à simple jonction p-n. Il existe en effet au sein d'une cellule à simple jonction p-n, cinq procédés de perte (voir Figure 1.8) :

- ✓ Les photons arrivant avec une énergie inférieure à celle de la bande interdite du matériau ne sont pas absorbés (1).
- ✓ Les photons arrivant avec une énergie très supérieure à celle de la bande interdite sont absorbés mais subissent par la suite une relaxation par production de phonon (donc avec une libération de chaleur) soit sur la bande de conduction du semi-conducteur, soit sur la bande de valence (2). Ce phénomène est appelé thermalisation.
- ✓ Des pertes aux niveaux des jonctions (3) et des contacts (4) peuvent également être observées.
- ✓ Des recombinaisons radiatives (5) entraînent l'émission de photons d'énergie égale à la bande interdite du matériau.



**Figure 1.8** Identification des procédés de pertes dans des cellules simples jonction p-n [15]

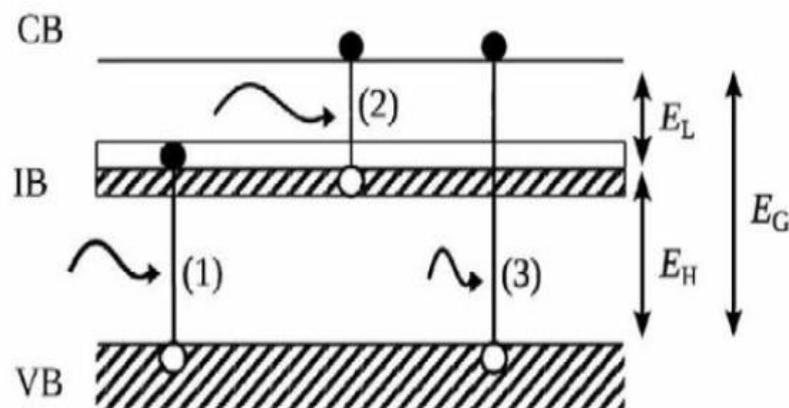
Nelson a résumé en 2003 [14] trois approches différentes pour réduire ces pertes (détaillées par la suite) :

- ✓ La capture des porteurs avant la thermalisation, qui est à l'origine du concept des cellules à porteurs chauds.
- ✓ La multiplication de la génération d'excitons, générant des cellules à conversion de photons ou à multi-génération d'excitons.

- ✓ L'augmentation du nombre de niveaux d'énergie, avec des cellules à multi-jonction ou à bande intermédiaire.

## 1.10 Les cellules à bandes intermédiaires

Le concept de cellules à bande intermédiaire a été développé par Luque et Marti en 1997 [16] et permet principalement de pallier les pertes par non absorption des photons mais également les pertes dues à la thermalisation. Il repose sur l'apparition d'une bande intermédiaire, située entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur. Grâce à cette nouvelle bande, deux nouveaux processus d'absorption viennent s'ajouter à la traditionnelle transition bande de valence/bande de conduction (notée par la suite BV/BC) : l'absorption de photons d'énergie correspondant aux transitions bande de valence/bande intermédiaire (BV/BI) et bande intermédiaire/bande de conduction (BI/BC). Un matériau peut bien évidemment intégrer plusieurs bandes intermédiaires au sein de sa bande interdite.



**Figure 1.9** Schéma simplifié d'un matériau à bande intermédiaire avec CB, la bande de conduction ; IB, La bande intermédiaire ; VB, la bande de valence ;  $E_G$ , la bande interdite fondamentale du matériau ;  $E_L$  et  $E_H$  les deux bandes interdites additionnelles.

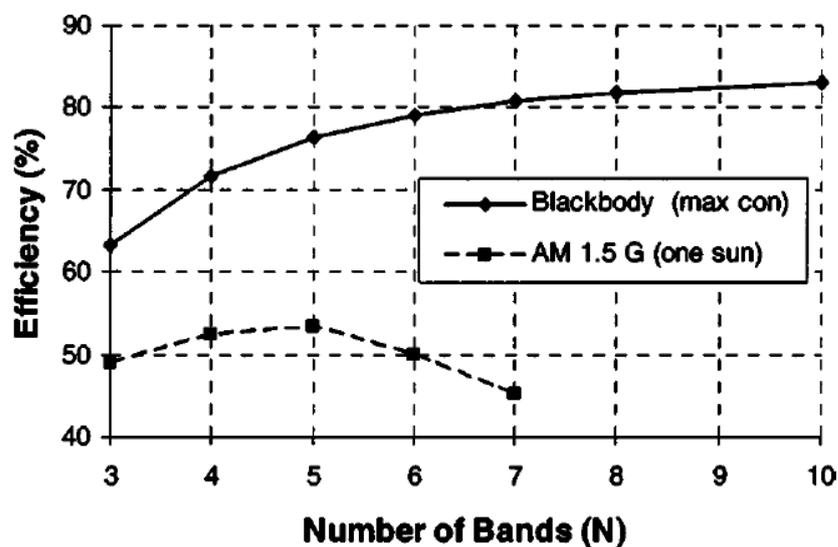
A ce jour, les cellules à bande intermédiaire ont surtout été développées de manière fondamentale. Les premiers résultats expérimentaux n'ont été observés que lors de ces deux dernières années et seront développés par la suite, une fois tous les concepts nécessaires à la compréhension de ce phénomène exposés.

## Principe :

Une cellule à bande intermédiaire peut être considérée comme deux cellules connectées en série (les transitions BV/BI et BI/BC) couplée à une cellule en parallèle (transition BV/BC).

Les photons de basse énergie peuvent être absorbés dans les transitions BV/BI et BI/BC, tandis que les photons de haute énergie sont absorbés entre la bande valence et la bande de conduction.

Pour collecter les porteurs générés après impact des photons, il est nécessaire que le matériau à bande intermédiaire soit compris entre deux semi-conducteurs respectivement de type p et n. Luque et Marti ont notamment démontré qu'il était possible, dans les conditions optimales, d'obtenir, pour un matériau avec une seule bande intermédiaire, un rendement de 49% sous une masse d'air de 1,5 et de 63% sous concentration [16] (contre respectivement 31% et 40% selon la limite Shockley-Queisser). Par la suite, Brown et Green [17] ont repris ces calculs et les ont appliqués pour des cellules avec plusieurs bandes intermédiaires.



**Figure 1.10** Rendement en fonction du nombre de bandes sous une concentration maximale et sous une masse d'air de 1,5 [17].

Un rendement maximum de 53,5% est obtenu pour une cellule avec trois bandes intermédiaires. Cette augmentation de rendement est imputée à l'augmentation du photocourant.

La tension de circuit ouvert doit, quant à elle, être préservée pour ne pas observer une diminution du rendement. Seul le concept de cellule intermédiaire permet d'observer à la fois l'augmentation du photocourant et la préservation de la tension.

En effet, l'autre méthode permettant d'augmenter le photocourant est de travailler avec un semi-conducteur de bande interdite plus faible. Cependant, étant donné que la tension de circuit ouvert est obtenue par la différence entre la bande de conduction et la bande de valence, les semi-conducteurs avec de faibles bandes interdites présentent de faibles tensions. En principe, les cellules à bandes intermédiaires ont des tensions de circuit ouvert relativement importantes puisque les matériaux envisagés ont des bandes interdites importantes.

## **1.11 Les Avantages et les inconvénients**

### **a) Avantages :**

Les systèmes solaires électriques offrent de nombreux avantages, dont les suivants :

- ✓ Ils sont de fonctionnements sûrs, non polluants et silencieux.
- ✓ Ils sont très fiables.
- ✓ Ils fonctionnent de façon rentable dans les régions éloignées et dans de nombreuses applications résidentielles et commerciales.
- ✓ Le caractère modulaire des panneaux photovoltaïques permet un montage simple et adaptable à des besoins énergétiques divers.
- ✓ Les systèmes peuvent être dimensionnés pour des applications de puissances allant du milli-Watt au Méga-Watt.

## **b) Inconvénients :**

- ✓ Le rendement réel de conversion d'un module est faible (la limite théorique pour une cellule au silicium cristallin est de 28%).
- ✓ Ils ne conviennent pas aux utilisations à forte consommation d'énergie comme le chauffage. Si vous souhaitez utiliser l'énergie solaire à cette fin, considérez d'autres solutions de recharge comme un chauffe-eau solaire, qui produit de la chaleur beaucoup plus efficacement.
- ✓ Les systèmes raccordés au réseau sont rarement économiques, surtout parce que le coût actuel de la technologie PV est beaucoup plus élevé que celui de l'énergie traditionnelle. Étant donné que ces systèmes peuvent être coûteux.

## **1.12 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions de base relatives au rayonnement solaire, tels que le spectre solaire, l'air masse.

Nous avons décrit la cellule solaire, ses différents constituants, ses différents paramètres, le principe de fonctionnement, les caractéristiques d'une cellule solaire, ainsi que les générations des cellules photovoltaïques.

Nous avons aussi présenté Les cellules à bandes intermédiaires et leur principe de fonctionnement en démontrant qu'une cellule solaire contenant une ou deux bandes intermédiaires pourrait augmenter le rendement des cellules solaires de façon considérable.

# Chapitre 2 : Superréseaux de Puits Quantiques

## 2.1 Introduction

Un puits quantique est une zone de l'espace dans laquelle le potentiel ressenti par une particule quantique atteint un minimum. Il s'agit d'un puits de potentiel dont les petites dimensions entraînent une différence entre les prédictions de la mécanique classique et celles de la mécanique quantique. L'équation de Schrödinger prévoit en effet que l'énergie de la particule évoluant dans un tel puits est quantifiée.

Le système de multipuits Quantiques couplés porte le nom de superréseau. Le superréseau résulte de la juxtaposition de multicouches alternées de semi-conducteurs SC1 et SC2, d'épaisseurs respectives  $L_1$  et  $L_2$ , La maille du superréseau est  $L = L_1 + L_2$ .

On va voir Le Modèle de Kronig-Penney à partir de l'équation de Schrödinger. Vu la périodicité du superréseau, les fonctions d'onde des électrons et leurs dérivées doivent satisfaire au théorème de Bloch, ainsi que l'effet de la largeur du puits et ses différents cas.

## 2.2 Equation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger a été formulée en 1926 par le physicien autrichien Erwin Schrödinger. Il décrit comment les états quantiques d'un système physique changent dans le temps. C'est aussi appelé une fonction d'onde ou vecteur d'état. En mathématiques pures, l'équation de Schrödinger et ses variantes sont largement utilisés dans le domaine des équations aux dérivées partielles. L'équation de Schrödinger peut s'écrire sous deux formes différentes : l'équation de Schrödinger dépendante du temps et l'équation de Schrödinger indépendante du temps.

L'équation de Schrödinger en fonction du temps est la forme la plus générale qui donne une description d'un système évoluant avec le temps et l'équation de Schrödinger indépendante du temps suffit lorsque les systèmes sont à l'état stationnaire [18].

### 2.2.1 L'équation de Schrödinger indépendante du temps

L'équation de Schrödinger indépendante du temps est donnée par l'expression suivante :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.1)$$

Avec :

$U(x)$  est l'énergie potentielle indépendante du temps à la position  $x$ .

$\Psi(x)$  est la fonction d'onde de la particule à la position  $x$ .

$\hbar$  La constante de Planck.

En utilisant l'opérateur hamiltonien, on obtient :

$$H\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.2)$$

Comme  $H$  est un opérateur et que  $E$  est un nombre réel, l'équation de Schrödinger a la forme d'une valeur propre. Les fonctions  $\Psi_n(x)$  propres et les valeurs propres  $E_n$  sont trouvées en résolvant l'équation de Schrödinger.

$E_n$  sont discrets, c'est-à-dire que seules les valeurs d'énergie définies sont acceptables, toutes les autres énergies ne sont pas autorisées.

Les valeurs propres de l'énergie sont aussi appelées énergies génératrices ou énergies propres [18].

## 2.3 Puits Quantiques

Les techniques modernes de croissance de cristaux semiconducteurs, que sont l'épitaxie par jet moléculaire MBE (Molecular Beam Epitaxy) et le dépôt en phase vapeur à partir d'organo-métalliques MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition), permettent de réaliser des couches monocristallines avec une maîtrise exceptionnelle de la composition chimique, des qualités cristallographiques et de l'épaisseur. Ces techniques permettent, à

partir des éléments constitutifs d'un matériau, de déposer ce matériau sur un substrat convenablement choisi, pratiquement couche atomique par couche atomique.

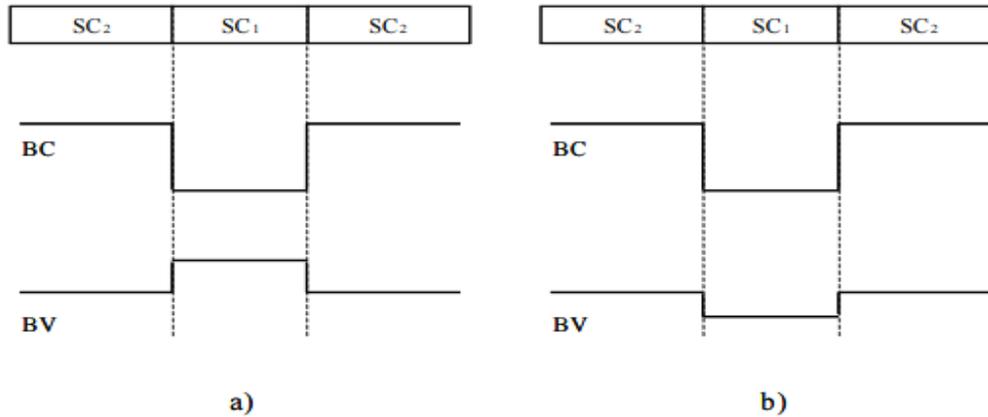
Les très faibles vitesses de croissance que l'on peut mettre en oeuvre permettent de réaliser des hétérostructures constituées par la juxtaposition de couches de matériaux différents et/ou différemment dopés, avec des profils de composition et/ou de dopage extrêmement abrupts. La discontinuité d'une couche à l'autre s'étend typiquement sur une épaisseur de l'ordre de la mono-couche atomique.

La condition nécessaire à la réalisation d'une bonne hétéro-épitaxie d'un semiconducteur SC1 sur un semiconducteur SC2 est évidemment que les deux matériaux aient d'une part la même structure cristalline et d'autre part des paramètres de maille voisins. Si les structures cristallines sont différentes, le dépôt est généralement amorphe ou dans le meilleur des cas polycristallin. Si les paramètres de maille sont différents, le matériau constituant la couche de plus grande épaisseur impose sa maille à l'autre, au moins au voisinage de l'interface. Ceci entraîne l'existence, dans le matériau de faible épaisseur, d'une contrainte biaxiale dans le plan de la couche. Si les couches sont d'épaisseurs comparables, la contrainte est répartie dans les deux matériaux. Dans l'un comme l'autre des cas précédents, on dit que l'hétérostructure est contrainte. Si les paramètres de maille sont trop différents, les contraintes sont telles que la densité de dislocations dans la structure devient rédhibitoire.

Considérons une hétérostructure constituée d'une couche de semiconducteur SC1 d'épaisseur  $L_1$  en sandwich entre deux couches d'un semiconducteur SC2 tel que  $E_{g1} < E_{g2}$ . La différence de gap  $\Delta E_g$  est distribuée entre les bandes de conduction et de valence de deux manières différentes suivant la différence des affinités électroniques des semiconducteurs.

Le diagramme énergétique de la structure est représenté sur la figure (2.1). Dans le cas de la figure (2.1-a), les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés dans le même matériau, c'est-à-dire dans la même région de l'espace ; ces hétérostructures sont dites de type I. Dans le cas de la figure (2.1-b), ces extrema sont spatialement séparés, ces hétérostructures sont dites de type II. Il est évident que ces deux types d'hétérostructure présentent des propriétés différentes. Si des porteurs sont injectés dans la structure, ces porteurs sont confinés dans les puits de potentiel que constituent les extrema des bandes. Dans l'hétérostructure de type I les électrons et les trous sont piégés dans le même

semiconducteur, ici SC1. Dans l'hétérostructure de type II les électrons et les trous sont spatialement séparés. Dans le premier cas leurs recombinaisons seront importantes, dans le deuxième cas ces recombinaisons seront beaucoup moins probables [19].



**Figure 2.1** Configuration des bandes de conduction et de valence dans une Hétérostructure de type I (a) et une hétérostructure de type II (b) [19].

### 2.3.1 Puits de profondeur infinie

Dans l'approximation de la masse effective le mouvement suivant  $z$  est régi par l'équation de Schrödinger :

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2(z)}{dz^2} + (E - V(z))\Psi(z) = 0 \quad (2.3)$$

Si  $\Delta E_c$  est très important on peut supposer en première approximation que les électrons sont confinés dans l'espace  $0 < z < L_1$  par des murs de potentiel de hauteur infinie. Le potentiel s'écrit alors :

$$V(z) = \infty \text{ pour } z < 0 \text{ et } z > L_1$$

$$V(z) = 0 \text{ pour } 0 < z < L_1$$

Les conditions aux limites, définissant les constantes d'intégration de l'équation (2.3), sont par conséquent

$$\Psi(z = 0) = 0$$

$$\Psi(z = L_1) = 0$$

Dans le puits de potentiel  $V(z)=0$ , l'équation (2.3) s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + K^2\Psi(z) = 0 \quad (2.4)$$

Avec  $K = \frac{\sqrt{2m_e E}}{\hbar}$  où  $m_e$  représente la masse effective des électrons dans le Semiconducteur SC1. Les solutions de cette équation sont des sinusoides de la forme :

$$\Psi(z) = A\sin(Kz + \varphi) \quad (2.5)$$

Les conditions aux limites permettent d'écrire :

$$\Psi(z = 0) = 0 \text{ Donc } \varphi = 0$$

$$\Psi(z = L_1) = 0 \text{ Donc } K = n\pi / L_1$$

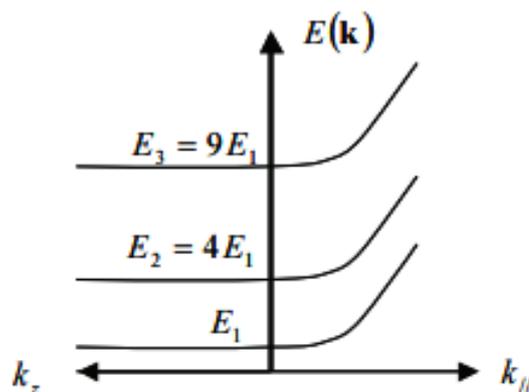
Compte tenu de la définition de  $K$ , l'énergie est donnée par  $E = \hbar^2 K^2 / 2m_e$  Soit :

$$E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} \quad (2.6)$$

L'énergie totale des électrons dans le puits de potentiel s'écrit donc, compte tenu de (2.6) :

$$E(K) = E_c + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} + \frac{\hbar^2 K_{\parallel}^2}{2m_e} \quad (2.7)$$

Les énergies des minima des différentes sous-bandes de conduction varient comme  $n^2$ , avec  $n$  entier. Les courbes de dispersion sont représentées sur la figure (2.2). La quantification des niveaux varie comme  $1 / L_1^2$ , c'est-à-dire en raison inverse du carré de la largeur du puits.



**Figure 2.2** Courbe de dispersion d'un puits de profondeur infinie [19].

Considérons par exemple la structure  $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  avec  $x=0,3$  et  $L_1=110 \text{ \AA}$ . La masse effective des électrons dans GaAs est  $m_e = 0,067 m_0$ , on obtient

$E_n = 48n^2(meV)$ , soit :

$$E_1 = 48meV$$

$$E_2 = 192meV$$

$$E_3 = 432meV$$

Il est évident que l'approximation du puits infini est d'autant moins justifiée que  $n$  est grand, et que  $m_e$  et  $L_1$  sont petits.

Considérons maintenant les fonctions d'onde des électrons dans les différentes sous-bandes de conduction. Dans la mesure où  $\varphi = 0$  et  $= n\pi / L_1$ , l'expression (2.5) s'écrit :

$$\Psi_n(z) = A \sin \frac{n\pi}{L_1} z \quad (2.8)$$

$\Psi(z)$  étant nul à l'extérieur de l'intervalle  $(0, L_1)$ , la condition de normalisation s'écrit :

$$\int_0^{L_1} |\Psi(z)|^2 dz = 1 \text{ Soit } A^2 \int_0^{L_1} \sin^2 \left( \frac{n\pi}{L_1} z \right) dz = 1$$

Où

$$\frac{A^2}{2} \int_0^{L_1} \left( 1 - \cos \frac{2n\pi}{L_1} z \right) dz = 1$$

Ainsi,  $A = \sqrt{2 / L_1}$  et la fonction enveloppe  $\Psi(z)$  s'écrit :

$$\Psi_n(z) = \sqrt{2 / L_1} \sin \frac{n\pi}{L_1} z \quad (2.9)$$

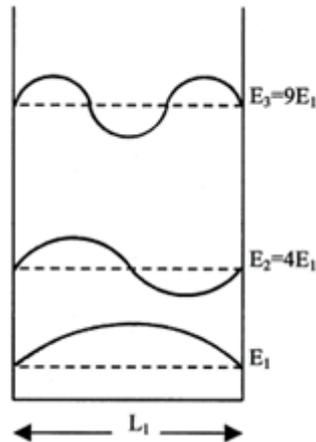
Ces fonctions d'onde sont représentées sur la figure (2.3) pour les états  $= 1, 2$  et  $3$ .

La densité d'états dans la bande de conduction est représentée sur la figure (2.4).

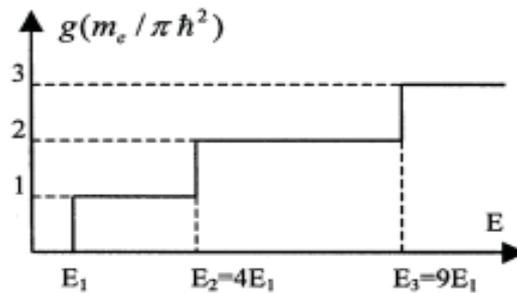
$$\Psi_1 = E_1$$

$$\Psi_2 = E_2$$

$$\Psi_3 = E_3$$



**Figure 2.3** Fonctions d'onde dans un puits de profondeur infinie [19].



**Figure 2.4** Densité d'états bidimensionnelle [19].

### 2.3.2 Puit de profondeur finie

Lorsque l'énergie de confinement des électrons n'est plus négligeable devant la hauteur de la barrière de potentiel, soit parce que  $\Delta E_C$  n'est pas très important, soit parce que  $L_1$  est très petit, les résultats précédents sont modifiés par la prise en considération de la profondeur finie du puits de potentiel. En posant  $\Delta E_C = V_0$ , le potentiel s'écrit :

$$V(z) = V_0 \text{ pour } z < 0 \text{ et } z > L_1$$

$$V(z) = 0 \text{ pour } 0 < z < L_1$$

Le mouvement des électrons d'énergie  $E < V_0$  n'est plus borné en  $z=0$  et  $z = L_1$ , l'électron a une probabilité non nulle de se trouver à l'extérieur du puits. Le potentiel carré délimite trois régions.

❖ **Région II1  $z < 0$**

Le potentiel est  $V_0$ , l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2}{\hbar^2}(E - V_0)\Psi(z) = 0 \quad (2.10)$$

Où  $m_2$  représente la masse effective des électrons dans le semiconducteur SC2. Dans la mesure où on étudie les états liés du puits de potentiel, l'énergie des électrons est inférieure à  $V_0$ , de sorte que  $(V_0 - E)$  est positif et l'équation s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} - K_2^2\Psi(z) = 0 \quad (2.11)$$

Avec  $K_2 = \sqrt{2m_2(V_0 - E)}/\hbar$  Compte tenu de la condition  $(z \rightarrow -\infty) = 0$ , la solution de l'équation est de la forme :

$$\Psi_{II1}(z) = Ae^{K_2z} \quad (2.12)$$

❖ **Région I,  $0 < z < L1$**

Le potentiel est nul, l'équation s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1}{\hbar^2}E\Psi(z) = 0 \quad (2.13)$$

Où  $m_1$  représente la masse effective des électrons dans le semiconducteur SC1. En posant

$K_1 = \sqrt{2m_1E}/\hbar$  L'équation s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + K_1^2\Psi(z) = 0 \quad (2.14)$$

La Solution est de la Forme :

$$\Psi_1(z) = B \sin(Kz + \varphi) \quad (2.15)$$

❖ **Région II2,  $z > L1$**

Le potentiel est à nouveau  $V_0$ , compte tenu de la condition  $\Psi_{II2}(z \rightarrow \infty) = 0$ , la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi_2(z) = Ce^{-K_2z} \quad (2.16)$$

Les constantes d'intégration A, B, C et  $\varphi$  sont déterminées par les conditions aux limites. Ces conditions sont les continuités de la fonction d'onde  $\Psi$  et du courant de probabilité  $(1/m)(d\Psi/dz)$  aux interfaces. A partir des expressions on obtient les relations

- En  $z = 0$ , les conditions  $\Psi_{II1}(0) = \Psi_1(0)$  et  $\frac{1}{m_2}\Psi_{II1}(0) = \frac{1}{m_1}\Psi_1(0)$  entraînent

$$A = B \sin \varphi \quad (2.17)$$

$$A \frac{K_2}{m_2} = B \frac{K_1}{m_1} \cos \varphi \quad (2.18)$$

- En  $z = L_1$ , les conditions  $\Psi_{II1}(L_1) = \Psi_2(L_1)$  et  $\frac{1}{m_1}\Psi_1(L_1) = \frac{1}{m_2}\Psi_{II2}(L_1)$  entraînent

$$B \sin(K_1 L_1 + \varphi) = C e^{-K_2 L_1} \quad (2.19)$$

$$B \frac{K_1}{m_1} \cos(K_1 L_1 + \varphi) = -C \frac{K_2}{m_2} e^{-K_2 L_1} \quad (2.20)$$

En divisant membre à membre, d'une part les équations et d'autre part les équations on obtient respectivement :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \quad (2.21)$$

$$\operatorname{tg}(K_1 L_1 + \varphi) = -\frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \quad (2.22)$$

$$\sin^2 \alpha = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \alpha}\right)}$$

Compte tenu de la relation l'expression donne :

$$\sin \varphi = \frac{K_1 / m_1}{\sqrt{\frac{K_1^2}{m_1^2} + \frac{K_2^2}{m_2^2}}} \quad (2.23)$$

D'autre part la relation  $\text{tg } \varphi = -\text{tg}(K_1 L_1 + \varphi)$  entraîne  $\varphi = -(K_1 L_1 + \varphi) + n\pi$  où  $n$  est un nombre entier. Cette relation s'écrit :

$$K_1 L_1 = n\pi - 2\varphi \quad (2.24)$$

Soit, en explicitant  $\varphi$  (Eq 2.23) :

$$K_1 L_1 = n\pi - 2 \text{Arcsin} \frac{K_1 / m_1}{\sqrt{\frac{K_1^2}{m_1^2} + \frac{K_2^2}{m_2^2}}} \quad (2.25)$$

En explicitant  $K_1$  et  $K_2$  à partir de leurs définitions, on obtient la relation :

$$\frac{\sqrt{2m_1 E}}{\hbar} L_1 = n\pi - 2 \text{Arcsin} \sqrt{\frac{E}{\frac{V_0 m_1}{m_2} + E(1 - m_1/m_2)}} \quad (2.26)$$

L'expression (2.26) définit les valeurs possibles de l'énergie  $E$  correspondant aux différentes valeurs de  $n$ .

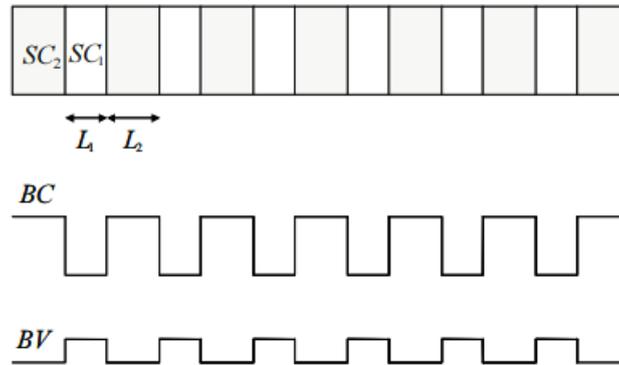
## 2.4 Superréseaux

Les états résultant du couplage de deux puits quantiques sont des combinaisons symétriques et antisymétriques des états associés à chacun des puits isolés. Ce système de deux puits couplés est à rapprocher de la molécule diatomique, dans laquelle les orbitales moléculaires associées aux combinaisons liantes et antiliantes des orbitales atomiques, résultent du couplage entre les deux atomes.

La séquence orbitales atomiques  $\rightarrow$  orbitales moléculaire  $\rightarrow$  états cristallins, résultant des couplages d'un grand nombre d'atomes, peut donc être reproduite ici sous la forme analogue : puits quantique isolé  $\rightarrow$  double-puits quantiques couplés  $\rightarrow$  multipuits quantiques couplés. On obtient ainsi un réseau à une dimension de puits quantiques

couplés, analogue au réseau d'atomes dans le cristal. Ce réseau de puits quantiques a évidemment une maille plus importante que celle du réseau atomique et se superpose à ce dernier dans une direction déterminée. Ce système de multipuits quantiques couplés porte le nom de superréseau.

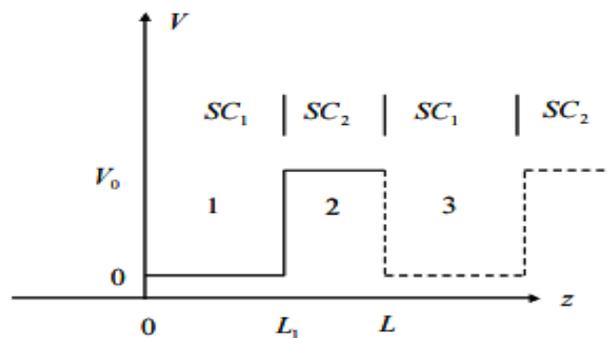
La figure (2.5) représente une succession de puits quantiques couplés, de largeur  $L_1$ , distants de  $L_2$ , résultant de la juxtaposition de multicouches alternées de semiconducteurs SC1 et SC2, d'épaisseurs respectives  $L_1$  et  $L_2$ . La maille du superréseau est  $L = L_1 + L_2$ .



**Figure 2.5** Superréseau de type I

## 2.5 Modèle de Kronig-Penney

La bande de conduction de la figure (2.5) se présente, dans la direction du superréseau, comme une succession de puits quantiques de profondeur  $V_0 = \Delta E_C$ , de largeur  $L_1$  et distants de  $L_2$ . Ce potentiel périodique, de période  $L = L_1 + L_2$ , correspond tout à fait au modèle de Kronig-Penney.



**Figure 2.6** Maille élémentaire du superréseau. Les épaisseurs de couche des semiconducteurs SC1 et SC2 sont  $L_1$  et  $L_2$ .

Considérons la maille élémentaire du superréseau représentée sur la figure (2.6). L'équation de Schrödinger des électrons est, dans l'approximation de la masse effective, de la forme :

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right) \Psi(z) = E\Psi(z) \quad (2.27)$$

Avec  $V(z)=0$  et  $m_e = m_1$  dans la région I correspondant au semiconducteur SC1 et  $V(z) = V_0$  et  $m_e = m_2$  dans la région II correspondant au semiconducteur SC2. Dans chacune des régions, l'équation (2.27) s'écrit respectivement :

❖ **Région I :**

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + K_1^2\Psi(z) = 0 \quad (2.28)$$

❖ **Région II :**

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} - K_2^2\Psi(z) = 0 \quad (2.29)$$

Avec dans la mesure où on ne s'intéresse qu'aux états d'énergie  $E < V_0$

$$K_1 = \sqrt{2m_1E} / \hbar$$

$$K_2 = \sqrt{2m_2(V_0 - E)} / \hbar$$

Les solutions des équations (2.28 et 2.29) sont respectivement de la forme :

$$\Psi_1(z) = A_1 \cos K_1 z + B_1 \sin K_1 z \quad (2.30)$$

$$\Psi_2(z) = A_2 \operatorname{ch} K_2(z - L_1) + B_2 \operatorname{sh} K_2(z - L_1) \quad (2.31)$$

En outre en raison de la périodicité du superréseau, les fonctions d'onde électroniques et leurs dérivées doivent satisfaire au théorème de Bloch. En d'autres termes, les fonctions d'onde des électrons dans la région 3 ne diffèrent des fonctions d'onde dans la région 1 que par le terme de phase  $e^{iKL}$

$$\Psi_3(z) = e^{iKL}\Psi_1(z - L) \quad (2.32)$$

Soit

$$\Psi_3(z) = e^{iKL}(A_1 \cos K_1(z - L) + B_1 \sin K_1(z - L)) \quad (2.33)$$

Il en est de même pour les dérivées qui s'écrivent dans chacune des régions

$$\Psi'_1(z) = -AK_1 \sin K_1 z + B_1 K_1 \cos K_1 z \quad (2.34)$$

$$\Psi'_2(z) = A_2 K_2 \operatorname{sh} K_2(z - L_1) + B_2 K_2 \operatorname{ch} K_2(z - L_1) \quad (2.35)$$

$$\Psi'_3(z) = e^{iKL}(-A_1 K_1 \sin K_1(z - L) + B_1 K_1 \cos K_1(z - L)) \quad (2.36)$$

Les conditions de continuité de la fonction d'onde  $\Psi$  et du courant de probabilité  $1/m \cdot d\Psi / dz$  en  $z = L_1$  et en  $z = L$  s'écrivent :

$$\Psi_1(z = L_1) = \Psi_2(z = L_1) \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{m_1} \Psi'_1(z = L_1) = \frac{1}{m_2} \Psi'_2(z = L_1) \quad (2.38)$$

$$\Psi_2(z = L) = \Psi_3(z = L) \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{m_2} \Psi'_2(z = L) = \frac{1}{m_1} \Psi'_3(z = L) \quad (2.40)$$

En explicitant  $\Psi$  et  $\Psi'$  et compte tenu de la relation  $L_1 + L_2 = L$ , ces conditions s'écrivent :

$$A_1 \cos K_1 L_1 + B_1 \sin K_1 L_1 - A_2 = 0 \quad (2.41)$$

$$-A_1 \frac{K_1}{m_1} \sin K_1 L_1 + B_1 \frac{K_1}{m_1} \cos K_1 L_1 - B_2 \frac{K_2}{m_2} = 0 \quad (2.42)$$

$$e^{iKL} A_1 - A_2 \operatorname{ch} K_2 L_2 - B_2 \operatorname{sh} K_2 L_2 = 0 \quad (2.43)$$

$$e^{iKL} B_1 \frac{K_1}{m_1} - A_2 \frac{K_2}{m_2} \operatorname{sh} K_2 L_2 - B_2 \frac{K_2}{m_2} \operatorname{ch} K_2 L_2 = 0 \quad (2.44)$$

On obtient quatre équations homogènes relatives aux quatre coefficients  $A_1, B_1, A_2, B_2$ , qui s'écrivent sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \cos K_1 L_1 & \sin K_1 L_1 & -1 & 0 \\ -\frac{K_1}{m_1} \sin K_1 L_1 & \frac{K_1}{m_1} \cos K_1 L_1 & 0 & -\frac{K_2}{m_2} \\ e^{iKL} & 0 & -\text{ch } K_2 L_2 & -\text{sh } K_2 L_2 \\ 0 & e^{iKL} \frac{K_1}{m_1} & -\frac{K_2}{m_2} \text{sh } K_2 L_2 & -\frac{K_2}{m_2} \text{ch } K_2 L_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = 0$$

Les coefficients ne sont différents de zéro que si le déterminant de la matrice est nul, ce qui donne la relation :

$$\cos KL = \text{ch } K_2 L_2 \cos K_1 L_1 + \frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) \text{sh } K_2 L_2 \sin K_1 L_1 \quad (2.45)$$

Compte tenu des expressions de  $K_1$  et  $K_2$ , l'expression (2.45) est de la forme :

$$f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos KL \quad (2.46)$$

Dans la mesure où le cosinus est toujours compris entre -1 et +1, l'expression (2.46) détermine les valeurs permises de l'énergie, par la simple condition

$$|f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos KL| \leq 1$$

Cette condition délimite les bandes permises dans lesquelles  $K$  est réel. Au contraire, les bandes d'énergie correspondant à  $|f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos KL| > 1$  sont des bandes interdites dans lesquelles  $K$  est imaginaire.

Nous allons étudier comment varient les bandes d'énergie quand la structure évolue d'une configuration à couches épaisses à une configuration à couches minces, c'est-à-dire quand le système évolue d'une structure de multipuits quantiques découplés ( $L_2$  grand) à une structure de superréseau (puits couplés,  $L_2$  petit).

## 2.6 Effet de la largeur du puits

Les bandes d'énergie varient quand la structure évolue d'une configuration à couches épaisses à une configuration à couches minces.

### 2.6.1 Puits découplés, $L_2 \gg L_1$

Supposons  $V_0$  et  $L_1$  finis, si  $L_2$  devient très grand le cosinus et le sinus hyperboliques tendent vers la même valeur

$$\operatorname{ch} K_2 L_2 \approx \operatorname{sh} K_2 L_2 \approx \frac{1}{2} e^{K_2 L_2}$$

L'expression (2.45) s'écrit alors :

$$2e^{-K_2 L_2} \cos KL = \cos K_1 L_1 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) \operatorname{tg} K_1 L_1 \right) \quad (2.47)$$

Lorsque  $L_2$  devient très grand le premier membre de l'expression précédente tend vers zéro, de sorte que la relation est satisfaite pour :

$$\operatorname{tg} K_1 L_1 = \frac{-2}{\left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right)} \quad (2.48)$$

Compte tenu de la relation trigonométrique  $\operatorname{tg}(x) = 2 \operatorname{tg}(x/2) / (1 - \operatorname{tg}^2(x/2))$  l'expression (2.48) s'écrit :

$$\frac{2 \operatorname{tg}(K_1 L_1 / 2)}{1 - \operatorname{tg}^2(K_1 L_1 / 2)} = -2 / \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right)$$

Où

$$\operatorname{tg}^2(K_1 L_1 / 2) - \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) \operatorname{tg}(K_1 L_1 / 2) - 1 = 0$$

Les solutions de cette équation du second degré en  $\operatorname{tg}(K_1 L_1 / 2)$  sont de la forme :

$$\operatorname{tg}(K_1 L_1 / 2) = \frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) \pm \frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right)$$

C'est-à-dire :

$$\operatorname{tg} \frac{K_1 L_1}{2} = - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \quad (2.49)$$

$$\cot g \frac{K_1 L_1}{2} = \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \quad (2.50)$$

On retrouve les niveaux d'énergie du puits isolé. Ceci résulte du fait que lorsque  $L_2$  est important, les puits de potentiel sont découplés les uns des autres. En particulier dans la limite du puits infini,  $K_2 \rightarrow \infty$  et les expressions (2.49 et 2.50) se réduisent à

$$\operatorname{tg} \frac{K_1 L_1}{2} = 0 \quad \cot g \frac{K_1 L_1}{2} = 0$$

Soit

$$\frac{K_1 L_1}{2} = n \frac{\pi}{2}$$

Ce qui donne, compte tenu de l'expression de  $K_1$  On retrouve l'expression (2.6).

$$E_n = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_1 L_1^2}$$

## 2.6.2 Puits très couplés, $L_2 \ll L_1$

Supposons maintenant  $L_2$  faible devant  $L_1$ , mais conservons constant le produit  $V_0 L_2$  pour ne pas réduire à zéro la barrière de potentiel qui sépare chacun des puits. Les fonctions hyperboliques deviennent respectivement

$$\operatorname{ch} K_2 L_2 \approx 1 \quad \operatorname{sh} K_2 L_2 \approx K_2 L_2$$

L'équation (2.45) s'écrit alors :

$$\cos KL = \cos K_1 L_1 + \frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) K_2 L_2 \sin K_1 L_1 \quad (2.51)$$

Compte tenu des définitions de  $K_1$  et  $K_2$ , le coefficient de  $\sin K_1 L_1$  s'écrit :

$$\frac{1}{2} \left( \frac{K_2 m_1}{K_1 m_2} - \frac{K_1 m_2}{K_2 m_1} \right) K_2 L_2 = \frac{1}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m_1}{E}} V_0 L_2 \frac{1}{2\hbar} \sqrt{2m_1 E} \left( 1 + \frac{m_2}{m_1} \right) L_2 \quad (2.52)$$

Dans la mesure où le produit  $V_0 L_2$  reste constant quand  $L_2$  tend vers zéro, ce coefficient se réduit à son premier terme et l'expression (2.51) s'écrit :

$$\cos KL = \cos K_1 L_1 + \frac{1}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m_1}{E}} V_0 L_2 \sin K_1 L_1 \quad (2.53)$$

En posant  $\epsilon = m_1 V_0 L_1 L_2 / h^2$ , et compte tenu du fait que  $L = L_1 + L_2 \approx L_1$  l'expression précédente s'écrit :

$$\cos KL = \cos K_1 L + A \frac{\sin K_1 L}{K_1 L} = f(K_1 L) \quad (2.54)$$

Les bandes permises sont alors délimitées par la condition :

$$-1 < f(K_1 L) < 1$$

La fonction  $f(K_1 L) = \cos K_1 L + A \sin K_1 L / K_1 L$  est représentée sur la figure (2.7) en fonction de  $K_1 L$ . Les intersections avec les horizontales d'ordonnées  $\pm 1$  Définissent les extrémités des bandes permises. Les régions correspondantes de l'axe des abscisses définissent les valeurs permises de  $K_1 L$ , c'est-à-dire de l'énergie.

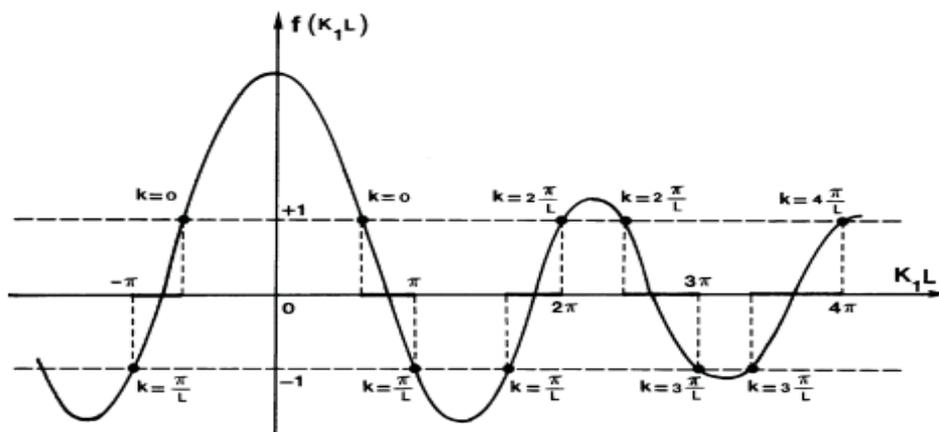
### 2.6.3 Courbes de dispersion E(k)

La figure (2.7) montre qu'à une valeur de  $f(K_1 L)$ , c'est-à-dire de  $\cos KL$  (horizontale sur la figure) correspondent plusieurs valeurs de  $K_1$ , c'est-à-dire de l'énergie.

Ces différentes valeurs de l'énergie appartiennent aux différentes bandes permises. Mais d'autre part à une valeur de  $\cos KL$  correspond une infinité de valeurs de  $K$  qui sont

$$K = \pm \frac{\text{Arc cos } KL}{L} + 2n \frac{\pi}{L}$$

Ainsi à une valeur de  $K$  correspond une valeur de  $E$  dans chaque bande permise.



**Figure 2.7** Résolution graphique de l'équation (2.7). Les intersections de la courbe avec les horizontales +1 et -1 définissent les frontières entre les bandes permises et les bandes interdites. Les valeurs permises de l'énergie sont données par les valeurs permises de  $K_1 L$ . Ces valeurs sont représentées par des traits renforcés sur l'axe des abscisses [19].

## **2.7 Conclusion**

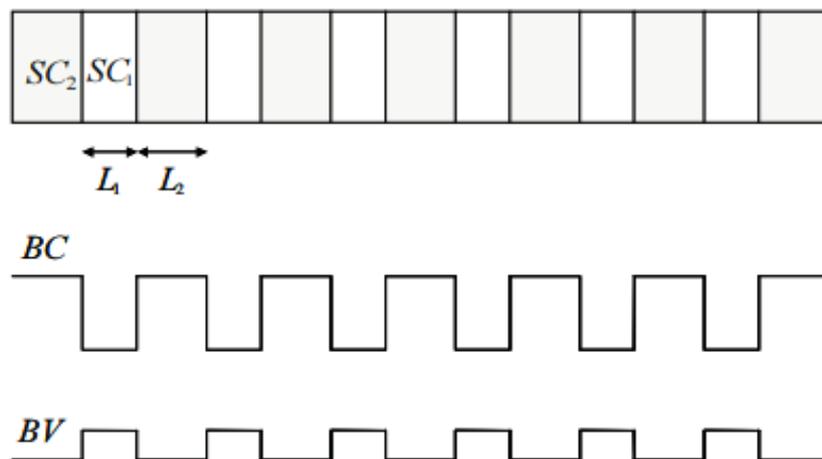
Dans ce chapitre, nous avons présenté la structure électronique d'une cellule solaire à superréseau de puits quantiques. Notamment, l'importance de la position et la largeur des mini-bandes dans la cellule solaire à bande intermédiaire, ces caractéristiques impactent sur la détermination du rendement de cette dernière.

# Chapitre 3 : Simulation de superréseaux de puits quantiques

## 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons aborder la partie de simulation en utilisant le logiciel mathématique MATLAB. Les caractéristiques des bandes intermédiaires (position et largeur) jouent un rôle très important dans la détermination du rendement de ce type des cellules. Dans ce travail, nous allons étudier les super-réseaux de puits quantiques. Le modèle utilisé est le modèle Kronig Penney, les résultats de simulation sont présentés et discutés par suite.

## 3.2 Description

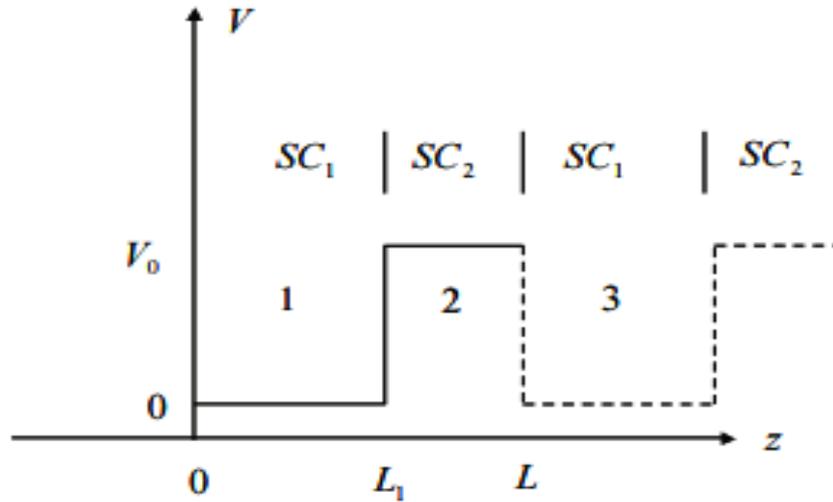


**Figure 3.1** Structure de super-réseau.

Les super-réseaux sont des structures formées d'un empilement périodique de couches à partir de deux matériaux différents de manière à former une succession périodique de puits et de barrières dans la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) (Figure 3.1).

### 3.3 Modèle de Kronig-Penney

La bande de conduction de la figure (3.1) se présente dans la direction du super-réseau, comme une succession de puits quantiques de profondeur  $V_0 = \Delta E_C$ , de largeur  $L_1$  et de distants  $L_2$ . Ce potentiel périodique, de période  $L = L_1 + L_2$ , correspond tout à fait au modèle de Kronig-Penney.

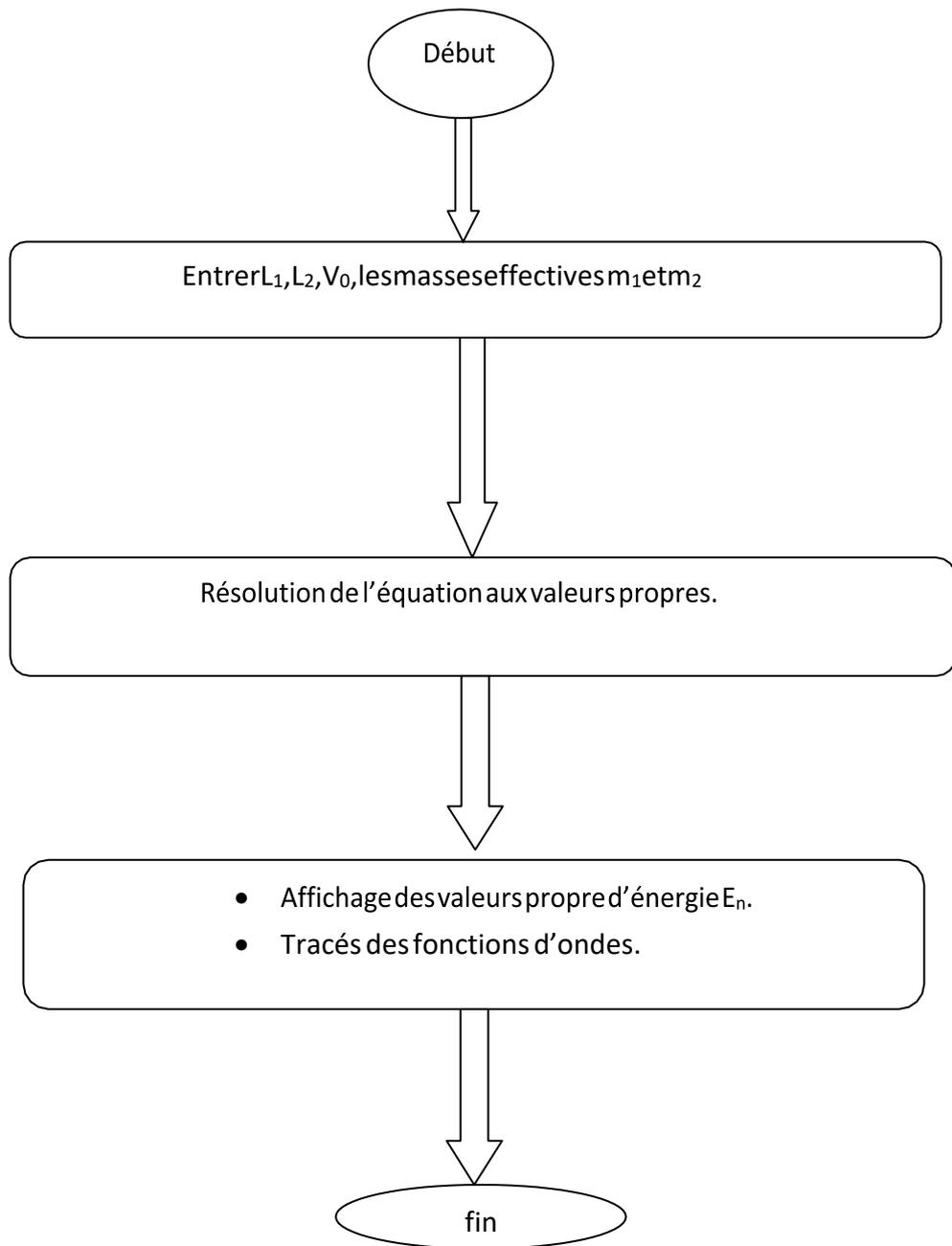


**Figure 3.2** Maille élémentaire du super-réseau. Les épaisseurs de couche des semi-conducteurs SC1 et SC2 sont  $L_1$  et  $L_2$ .

L'organigramme de la figure (3.3) montre le processus de calcul des valeurs d'énergie quantifiée dans le puits et le super-réseau, compte tenu des paramètres d'entrée tels que la largeur du puits  $L_1$  la largeur de la barrière  $L_2$ , et les valeurs des paramètres suivants :

Masse effective du matériau puits	Masse effective du matériau barrière	Masse de l'électron libre (kg)	Potentiel de puits quantique (eV)
$m_1$	$m_2$	$m_0$	$\Delta E_C$
$0,0354 \cdot m_0$	$0,066 \cdot m_0$	$9.1 \cdot 10^{-31} \text{kg}$	1,29 eV

**Tableau 3.1** Les paramètres d'entrée de la simulation.



**Figure 3.3** Organigramme du calcul de l'énergie de quantification dans le puits quantique et le superréseau.

### 3.4 Résultats de simulation

Comme le cosinus est toujours compris entre  $-1$  et  $1$ , l'expression de chapitre 2 (2.57) détermine on détermine les valeurs permises de l'énergie par la simple condition  $|f(v_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos kL| \leq 1$ . Cette condition délimite les bandes permises dans lesquelles  $k$  est réel. Par contre, les bandes d'énergie correspondant à  $|f(v_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos kL| > 1$  sont des bandes interdites dans lesquelles  $k$  est imaginaire (Figure 3.4). Les mini-bandes d'énergie sont représentées dans la figure (3.5).

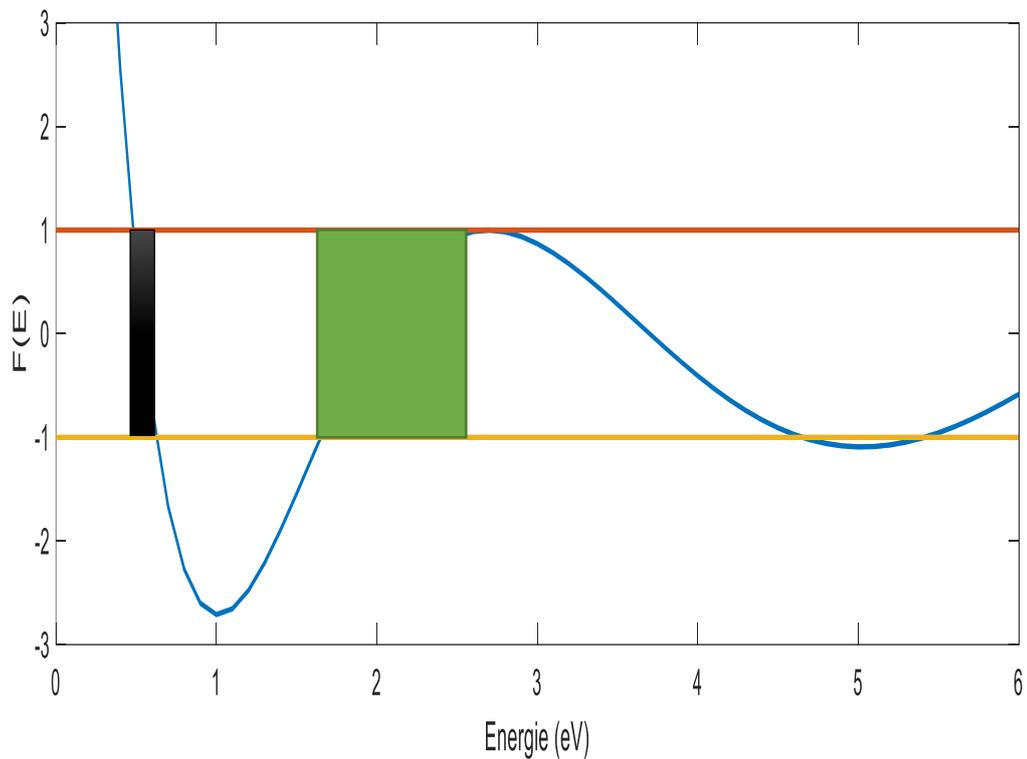
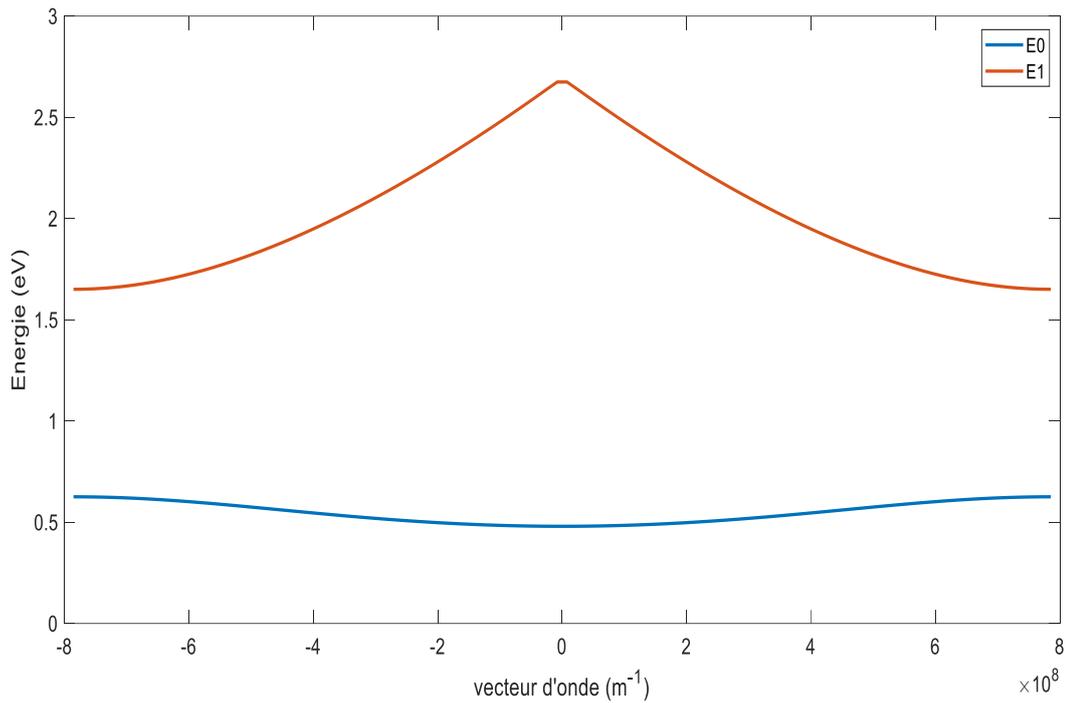


Figure 3.4 Mini-bandes d'un super-réseau

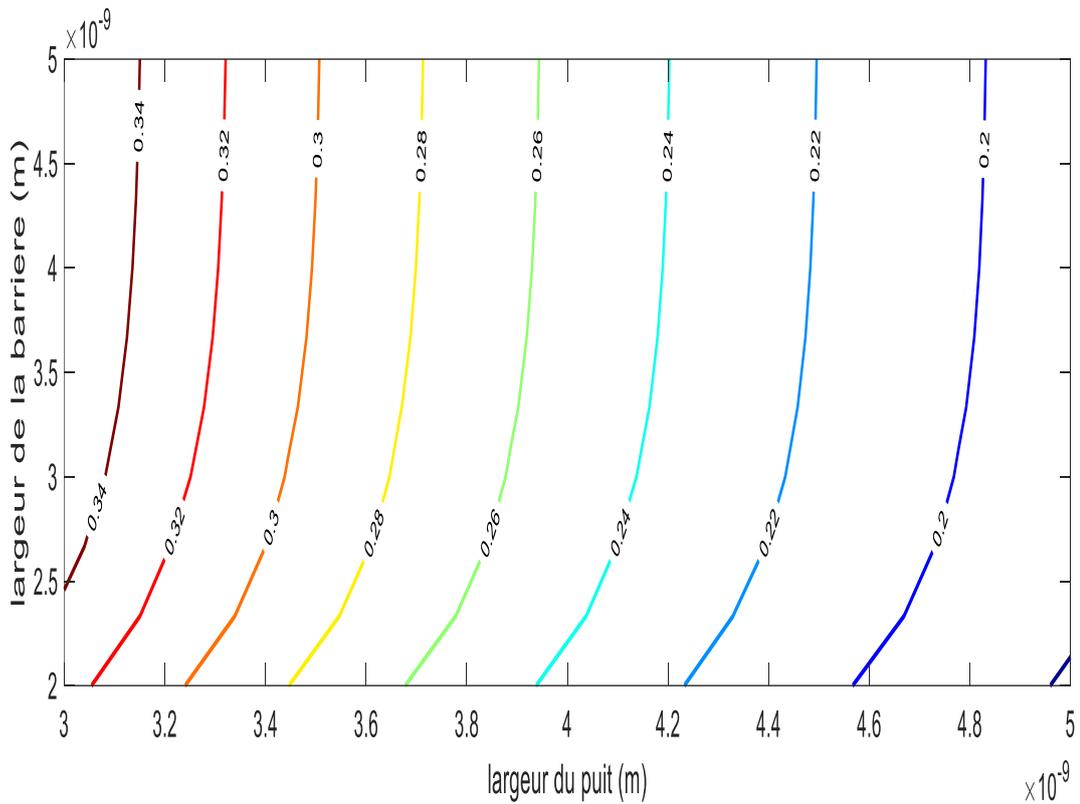
- : Mini-bande 1.
- : Mini-bande 2.



**Figure 3.5** Mini-bandes du super-réseau.

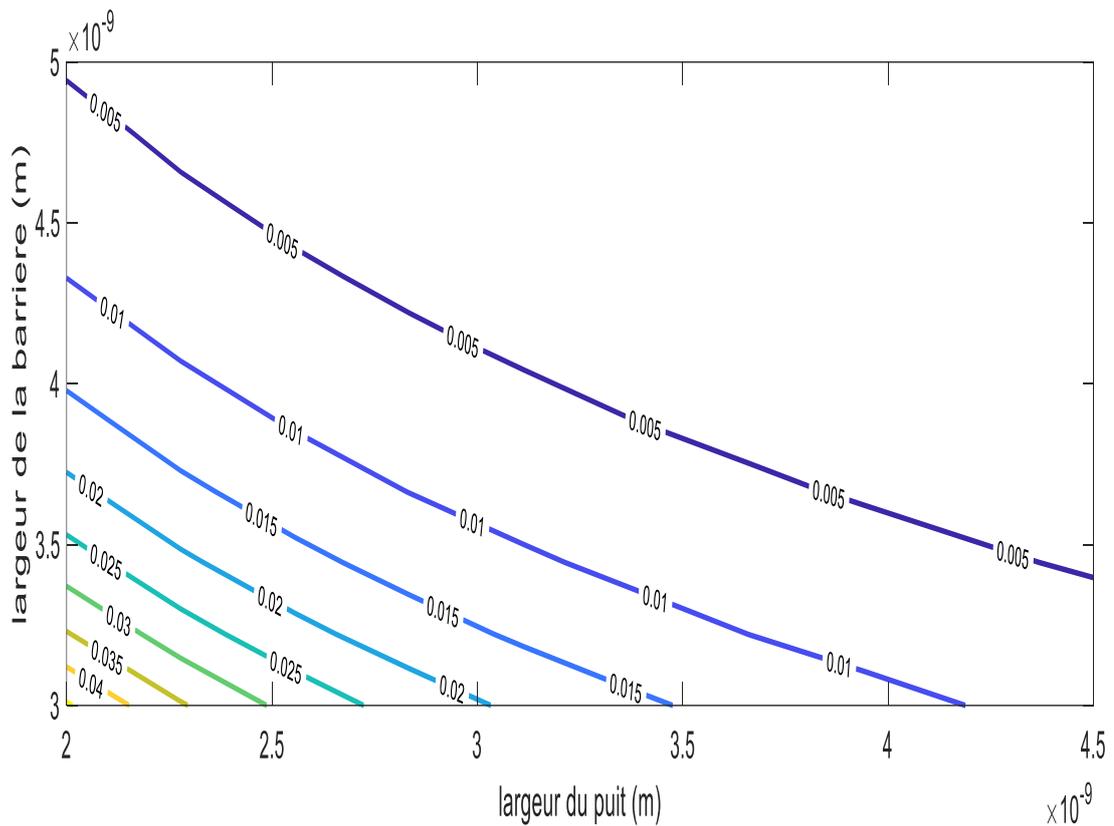
### 3.5 Première mini-bande

La figure (3.6) représente la variation de la position de la première mini-bande en fonction de la largeur de puits L1 et la largeur de barrière L2. On remarque que lorsque la largeur L1 augmente la quantification diminue et l'énergie tend vers le bas de la bande de conduction (massif), et lorsque L2 diminue, le couplage entre puits augmente et l'énergie tend vers le bas.



**Figure 3.6** Variation de position  $E_0$ (eV) de la première mini-bande en fonction de  $L_1$  et  $L_2$ .

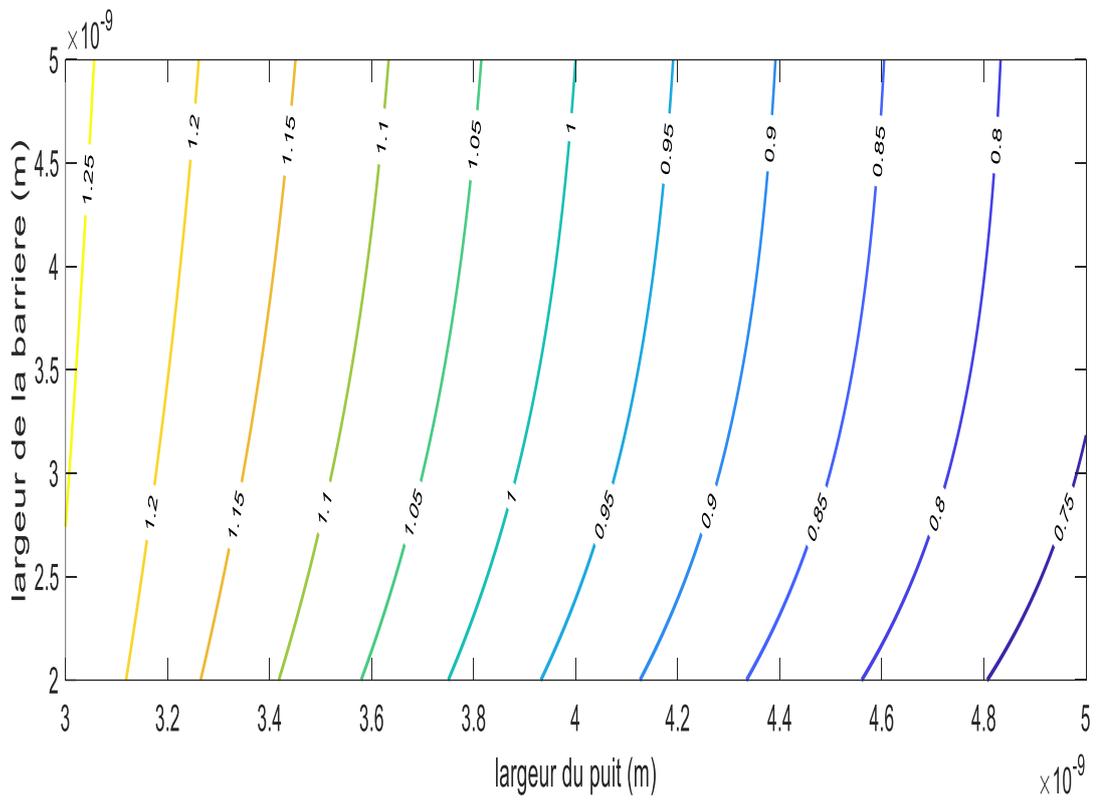
La figure (3.7) représente la variation de la largeur de première mini-bande en fonction de la largeur de puits  $L_1$  et de la largeur de barrière  $L_2$ . On remarque que la largeur de la mini-bande diminue avec l'augmentation de la largeur de puits, ceci est dû au fait que lorsque la largeur du puits augmente, la quantification disparaît. On note aussi que la largeur de la première mini-bande est plus importante lorsque la distance entre puits est faible, c'est-à-dire lorsque le couplage entre puits est fort.



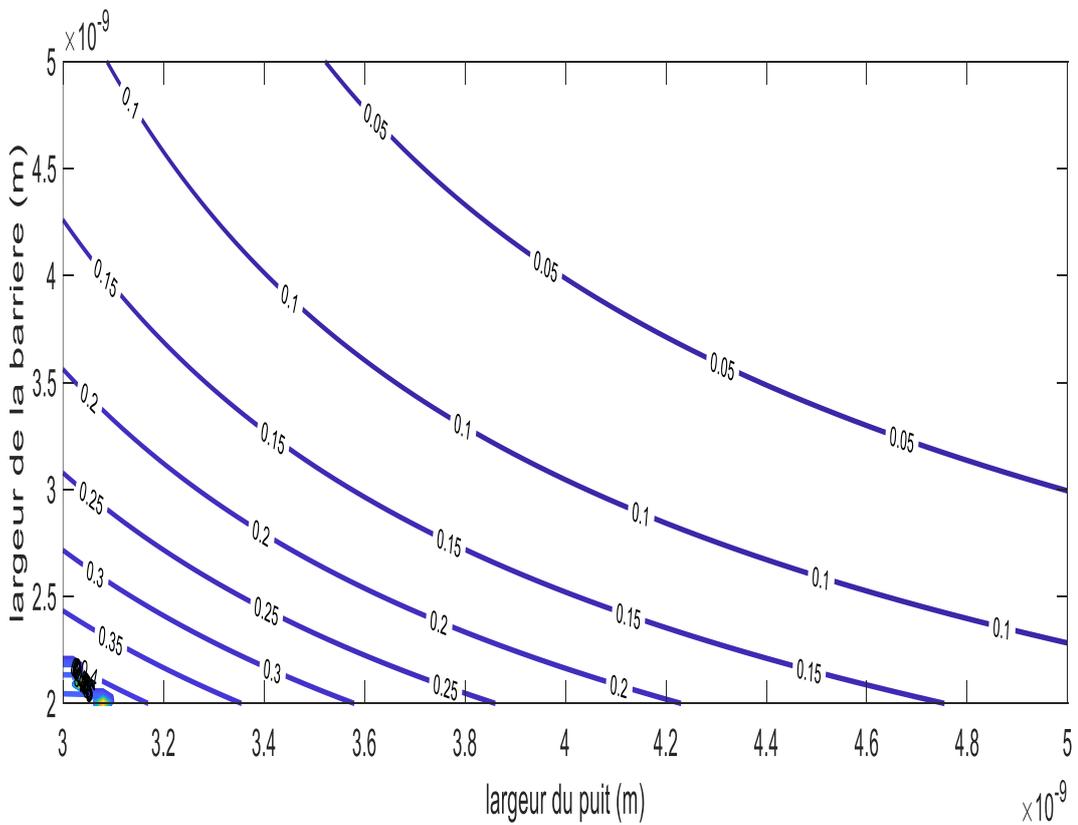
**Figure 3.7** Variation de la largeur  $\Delta E_0$ (eV) de la première mini-bande en fonction de  $L_1$  et  $L_2$ .

### 3.6 Deuxième mini-bande

La figure (3.8) montre la variation de la position de la deuxième mini-bande en fonction de la largeur de puits et de la largeur de barrière, et la figure (3.9) représente la variation de la largeur de la deuxième mini-bande en fonction de  $L_1$  et  $L_2$ . On constate le même type de variation que pour la première mini-bande. D'autre part, on remarque que la deuxième mini-bande est plus large que la première mini-bande.



**Figure 3.8** Variation de la position  $E_1$ (eV) de la deuxième mini\_bande en fonction de  $L_1$  et  $L_2$ .



**Figure 3.9** Variation de la largeur  $\Delta E_1$ (eV) de la deuxième mini-bande en fonction de  $L_1$  et  $L_2$ .

### **3.7 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons étudié les super-réseaux de puits quantiques en utilisant le modèle Kronig Penney. L'influence des paramètres de la structure (largeur de puits, largeur de barrière) sur les caractéristiques des mini-bandes (position et largeur) a été déterminée. Les résultats obtenus peuvent être utilisés pour la détermination des caractéristiques des cellules solaires à bandes intermédiaires. Avec quelques approximations, cette étude peut être généralisée aux cas des super-réseaux de fils quantiques (2D) et aux super-réseaux de boîtes quantiques (3D).

# Conclusion Générale

La cellule photovoltaïque est le composant électrique de base du système. Elle utilise l'effet photoélectrique pour convertir en électricité les ondes électromagnétiques (rayonnement) émises par le soleil. Plusieurs cellules reliées entre elles forment un module ou capteur solaire photovoltaïque et ces modules regroupés entre eux forment une installation solaire. L'électricité est soit consommée ou stockée sur place, soit transportée par le réseau de distribution et de transport électrique.

Les cellules photovoltaïques les plus répandues sont constituées de semi-conducteurs, principalement à base de silicium.

Dans Les cellules à bande intermédiaires, l'introduction de réseaux de puits quantiques fait apparaître des mini-bandes dans la bande interdite du matériau, ce qui élargit le spectre d'absorption du matériau et donc augmente le rendement de la cellule. Les caractéristiques des mini-bandes dépendent fortement des paramètres structuraux et géométriques du superréseau.

Dans Le chapitre 1, nous avons commencé par une étude générale sur les cellules solaires et les caractéristiques du spectre solaire avec le principe de fonctionnement, ainsi que les caractéristiques d'une cellule solaire à bande intermédiaire.

Dans le chapitre 2, nous avons présenté la structure électronique des bandes d'une cellule solaire à superréseau de puits quantiques, avec les caractéristiques des mini-bandes en utilisant le modèle de Kronig-Penney.

Dans le chapitre 3, nous avons effectué notre simulation sur les super-réseaux de puits quantiques en utilisant le modèle Kronig Penney. L'influence des paramètres de la structure (largeur de puits, largeur de barrière) sur les caractéristiques des mini-bandes (position et largeur) a été déterminée. Ce travail montre que les cellules mono-jonctions de 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> génération ont atteint leur limite en termes de rendement. Les recherches actuelles s'orientent vers de nouveaux concepts, telles que les cellules à bandes intermédiaires de troisième génération qui permettent d'améliorer considérablement le rendement.

En perspective, ce travail peut être généralisé aux cas des super-réseaux de fils quantiques (2D) et aux superréseaux de boîtes quantiques (3D).

## Bibliographie

- [1] OBSERV'ER, " Baromètre du Solaire Photovoltaïque ", Système Solaires, Avril 2004, N° 160, pp.68-83. (s.d.).
- [2] [www.iea.org/textbase/nppdf/free/2009/key\\_stats\\_2009.pdf](http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2009/key_stats_2009.pdf). (s.d.).
- [3] P. PAPET " Nouveaux concepts pour la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts interdigités sur substrats mince en silicium cristallin ". Thèse de doctorat, l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2007. (s.d.).
- [4] Brousse3 B.3 "Réalisation et Caractérisation de Cellules Photovoltaïques Organiques Obtenues par Dépôt Physique"3 Université de Limoges3 (15 décembre 2004).
- [5] B. Flèche - D. Delagnes, "Energie solaire photovoltaïque.pdf". Juin 2007.
- [6] Anne Labouret, Pascal Cumunel, Jean-Paul Braun, Benjamin Faraggi - Cellules solaires - 5ème édition - Les bases de l'énergie photovoltaïque-Dunod (2010).
- [7] Thèse\_ DS\_khenfer\_Riadh ; UNIVERSITE FERHAT ABBES - SETIF 1 UFAS(ALGERIE), Détection et isolation de défauts combinant des méthodes à base de données appliquées aux systèmes électro-énergétiques.
- [8] Thèse Solène BECHU ; Université de Nantes, Etude et caractérisation de couches minces photosensibles organique-inorganique à base de titane pour la conversion de l'énergie solaire(2016).
- [9] Martin\_A.Green. Third\_Generation\_Photovoltaics\_Advanced Solar Energy Conversion, University of SouthWales, springer (2006).
- [10] A.\_Martí,\_A. Luque\_Next\_generation\_photovoltaic(BookZZ.org), Next Generation

Photovoltaics : High efficiency through full spectrum utilization ; *Universidad Polit'ecnica de Madrid, Spain*, IOP Publishing Ltd 2004 .

- [11] S.R Wenham, M.A Green, M.E Watt Corkish: APPLIED PHOTOVOLTAICS second Edition, page 04, 2007.
- [12] B. Flèche - D. Delagnes, "Energie solaire photovoltaïque.pdf". Juin 2007.
- [13] O. Gergaud, B. Multon, H. Ben Ahmed « Analysis and Experimental Validation of Various Photovoltaic System Models » 7th International ELECTRIMACS Congress, Montréal, Août 2002.
- [14] Nelson, J. *The Physics of Solar Cells*. (Imperial College Press, 2003).
- [15] Conibeer, G. Third-generation photovoltaics. *Mater. Today* **10**, 42–50 (2007).
- [16] Luque, A. & Martí, A. Increasing the Efficiency of Ideal Solar Cells by Photon Induced Transitions at Intermediate Levels. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 5014–5017 (1997).
- [17] Brown, A. S. & Green, M. A. Intermediate band solar cell with many bands: Ideal performance. *J. Appl. Phys.* **94**, 6150 (2003).
- [18] Etude et simulation des nanofils à base GaAsP avec insertion de puits quantiques GaAs ; Université Saad Dahleb Blida 1, 2019.
- [19] Henry Mathieu ; Hervé Fanet. PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS ET DES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES. Dunod, Paris, 2009.
- [20] Lalouni. « Optimisation de la qualité d'énergie électrique dans le cas d'un chargeur de batterie » Mémoire de magister, Université de Bejaia, 2005.