

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique
Centre de Recherche en Technologie des Semi-conducteurs pour l'Énergétique



Département Métallurgie

Mémoire de projet de fin d'études pour l'obtention
du diplôme d'ingénieur d'état en Génie des Matériaux

**INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE CO-DIFFUSION
SUR LES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES D'UNE CELLULE
PHOTOVOLTAÏQUE DE TYPE N**

**BENABDELLAZIZ Merouane
BRITEL El Hocine**

Sous la direction de :

M. Abdelghani BOUCHEHAM	Maître de conférence A
M. Merzak LARIBI	Professeur

Soutenu publiquement le 29/06/2020 devant le jury composé de :

Président	M. M.Elamine DJEGHLAL	Professeur
Examineurs	M. Kamel ABADLI	Chargé de cours
	M. Abdelmadjid KASSER	Maître de conférence A

ENP 2020

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique
Centre de Recherche en Technologie des Semi-conducteurs pour l'Énergétique



Département Métallurgie

Mémoire de projet de fin d'études pour l'obtention
du diplôme d'ingénieur d'état en Génie des Matériaux

**INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE CO-DIFFUSION
SUR LES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES D'UNE CELLULE
PHOTOVOLTAÏQUE DE TYPE N**

**BENABDELLAZIZ Merouane
BRITEL El Hocine**

Sous la direction de :

M. Abdelghani BOUCHEHAM	Maître de conférence A
M. Merzak LARIBI	Professeur

Soutenu publiquement le 29/06/2020 devant le jury composé de :

Président	M. M.Elamine DJEGHLAL	Professeur
Examineurs	M. Kamel ABADLI	Chargé de cours
	M. Abdelmadjid KASSER	Maître de conférence A

ENP 2020

ملخص

عند تصنيع الخلايا الشمسية التي أساسها السليسيوم أحادي البلورية من النوع (n) ، تتمثل خطوة الأولى للإنتشار في إنتاج باعث (p+) عن طريق وضع البور على الوجه الأمامي للوحة. أما الخطوة الثانية، فهي تهدف إلى إنشاء (BSF n+) عن طريق إنتشار الفوسفور على الوجه الخلفي. في هذا العمل، سيتم صنع وصلتين ثنائيتين (n/p+) تحت تأثير درجتي حرارة إنتشار مختلفتين. سيتم بعد ذلك معالجة هذه الهياكل معالجة حرارية، تحت ثنائي الأوت، في درجات حرارة إحتجاز مختلفة من أجل محاكاة عمليات تشكيل (BSF

n+) سيتم تقييم تأثير المعالجة الحرارية على الخصائص الكهربائية للخلية الشمسية بطريقة اربع نقط ، ECV ، وجهازي محاكاة : EDNA و PC1D .

الكلمات الدالة : الخلايا الشمسية ، باعث (p+) ، (BSF n+) ، EDNA ، PC1D .

Abstract

The first step of manufacturing n-type monocrystalline silicon solar cells consists of the p+ emitter deposition by boron diffusion on the wafer's front face. Thereafter, an n+ layer is created by phosphorus diffusion in the rear face resulting in a Back Surface Field (BSF). For this thesis, two n/p+ junctions were made with two distinct diffusion temperatures. The two wafers were, then, annealed under dinitrogen at different drive-in temperatures in order to model the n+ layer formation. The influence of annealing on the electrical properties is, subsequently, evaluated by the four-probe method, the ECV and two modelling programs : EDNA and PC1D.

Key words : n-type monocrystalline solar cell, BSF, p+ emitter, boron diffusion, annealing, PC1D, EDNA.

Résumé

Lors de la fabrication de cellules solaires à base de silicium monocristallin de type n, la première étape consiste à réaliser l'émetteur p+ par diffusion du bore en face avant de la plaquette. La deuxième étape, quant à elle, a pour but de créer la BSF n+ par diffusion du phosphore en face arrière. Dans ce travail, deux jonctions n/p+ seront réalisées avec deux températures de diffusion distincte. Ces structures subiront par la suite des recuits, sous diazote, à différentes températures de maintien afin de simuler des processus de formation de la BSF n+. L'influence des recuits sur les propriétés électriques de la cellule solaire sera évaluée par les méthodes des quatre pointes et l'ECV, ainsi que deux simulateur numérique : l'EDNA et le PC1D.

Mots-clé : Cellule solaire de type n, silicium monocristallin, BSF, émetteur p+, diffusion du bore, recuit, PC1D, EDNA.

Remerciements

Nous souhaitons tout d'abord exprimer notre gratitude envers les personnes sans qui ce travail n'aurait pu voir le jour. Nous adressons nos remerciements à notre encadrant au niveau du Centre de Recherche en Technologie des Semi-conducteurs destinés à l'Énergétique **Mr. BOUCHEHAM** pour son temps, son accueil et la confiance qu'il nous a accordé en nous proposant ce thème.

Nous remercions l'ensemble du personnel du CRTSE pour leur bienveillance, leur aide ainsi que le temps qu'ils nous ont accordé pour mener à bien notre travail.

Nos remerciements s'adressent tout naturellement à notre encadrant académique **Pr. LARIBI** pour son soutien, sa patience et sa disponibilité. Les conseils avisés et remarques qu'il nous a prodigué nous ont été d'une grande aide. Nous sortons grandis suite à cette expérience tant sur le plan professionnel que personnel.

Nous exprimons notre profonde reconnaissance à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils nous ont accordé en acceptant de lire et d'examiner notre travail.

Notre gratitude se destine également à la famille polytechnicienne notamment aux enseignants du département de métallurgie auxquels nous devons notre formation d'ingénieurs. Nous leur serons éternellement reconnaissants.

Enfin, nous tenons à témoigner notre sincère gratitude envers notre chef de département **Pr. CHITROUB** qui a été à l'écoute tout au long de notre formation.

Table des matières

Table des matières

Liste des tableaux

Liste des figures

Introduction Générale	13
Première partie : Synthèse bibliographique	17
1 Physique de la cellule solaire	19
1.1 Rayonnement solaire et masse d'air	19
1.2 Bandes d'énergie et niveau de Fermi	21
1.2.1 Bandes d'énergie	21
1.2.2 Niveau de Fermi	22
1.3 Classification des semi-conducteurs	24
1.3.1 Semi-conducteurs dégénérés et non-dégénérés	24
1.3.2 Les semi-conducteurs intrinsèques	26
1.3.3 Les semi-conducteurs extrinsèques	26
1.4 Le courant électrique	29
1.4.1 Courant de conduction	30
1.4.2 Courant de diffusion	32

1.4.3	Courant total	33
1.4.4	La relation d'Einstein	34
1.5	Jonction P-N et effet photovoltaïque	35
1.5.1	Jonction P-N et formation de la zone de déplétion	36
1.5.2	L'effet photovoltaïque	37
1.6	Principe de génération et de recombinaison	38
1.6.1	Équation de continuité	41
1.6.2	Cellule solaire sous différence de potentiel	41
1.6.3	Cellule solaire sous éclairnement	42
1.7	Paramètres électriques	43
1.7.1	Courant de court-circuit I_{OC}	43
1.7.2	Tension en circuit ouvert V_{OC}	44
1.7.3	Rendement de conversion η	44
1.7.4	Résistance carrée R_s	45
2	Phénomène de diffusion du bore dans le silicium	48
2.1	Cristallographie du silicium	48
2.1.1	Réseau cristallin du silicium	48
2.1.2	Défauts cristallins	50
2.2	La diffusion dans les solides	51
2.2.1	Mécanismes de diffusion	52
2.2.2	La première loi de Fick	52
2.2.3	La seconde loi de Fick	53
2.3	Résolution des équations de diffusion	54
2.3.1	Diffusion à partir d'une source constante	54
2.3.2	Diffusion à partir d'une source limitée	55

2.3.3	Coefficient de diffusion	56
Deuxième partie : Expériences et résultats		58
3	Matériel et techniques expérimentales	60
3.1	Traitement de surface des plaquettes	60
3.1.1	Amincissement	61
3.1.2	Nettoyage par la méthode RCA	62
3.2	Diffusion du bore à l'état solide	63
3.2.1	Formation de l'émetteur par diffusion du bore	63
3.2.2	Recuit et co-diffusion	66
3.3	Techniques de caractérisation	67
3.3.1	Electrochemical Capacitance-Voltage	67
3.3.2	Méthode des quatre pointes	68
3.3.3	Simulation par PC1D	70
4	Présentation et interprétation des résultats	73
4.1	Profilage par ECV et interpolation mathématique	73
4.1.1	Première étape : la diffusion du bore	73
4.1.2	Seconde étape : le recuit	75
4.1.3	Interpolation mathématique	77
4.2	Propriétés électriques	80
4.2.1	Densité de courant de saturation de l'émetteur	80
4.2.2	La résistance carrée	82
4.2.3	Caractérisation I-V sous illumination	84
Conclusion Générale		88

Liste des tableaux

1.1	Relation entre la largeur de la zone de déplétion et la résistivité de la jonction P-N dans le silicium polycristallin [6].	36
2.1	Variation du coefficient de diffusion intrinsèque du silicium pour différentes impuretés [18].	57
3.1	Traitements de diffusion appliqués sur les plaquettes T1 et T2.	64
3.2	Traitements thermiques effectués sur les 5 échantillons.	66
3.3	Système d'équations sur lequel se base le PC1D [30].	71
4.1	Profils de concentration obtenus à partir des deux plaquettes T1 et T2	74
4.2	Profils de concentration des échantillons T2-1, T2-2 et T2-3	76
4.3	Interpolations mathématiques des profils des deux plaquettes T1 et T2 obtenues à partir de l'EDNA2	77
4.4	Interpolations mathématiques des profils des échantillons T2-1, T2-2 et T2-3 obtenues à partir de l'EDNA2	78
4.5	Valeurs de J_{0E} obtenues pour les plaquettes T1 et T2	80
4.6	Valeurs de J_{0E} obtenues pour les échantillons T2-1, T2-2 et T2-3	80
4.7	Paramètres d'entrée de l'EDNA2 [33].	82
4.8	Valeurs de R_s obtenues pour les plaquettes T1 et T2	82

4.9	Valeurs de R_s obtenues pour T2-1, T2-2 et T2-3	83
4.10	Paramètres électriques obtenus pour les plaquettes T1 et T2	84
4.11	Paramètres électriques obtenus pour les échantillons T2-1, T2-2 et T2-3	84
4.12	Paramètres d'entrée du PC1D	86

Table des figures

1	Variation du coût actualisé de l'énergie (LCOE) pour différentes infrastructures énergétiques, Lazard [4].	15
1.1	Distribution du spectre solaire selon la longueur d'onde. AM0 : le spectre mesuré hors de l'atmosphère - AM1.5 : le spectre mesuré à la moyenne des latitudes globales [6].	20
1.2	Bandes d'énergies des atomes isolés et des atomes dans un réseau cristallin [6].	21
1.3	Illustration des bandes d'énergie : (a) Isolant - (b) Métal - (c) Semi-conducteur [6].	22
1.4	Fonction de Fermi en fonction de la température [8].	23
1.5	Illustration de la structure atomique et des bandes d'énergie du silicium dopé (a) Semi-conducteur de type n - (b) Semi-conducteur de type p [6].	27
1.6	Déplacement des particules chargées à travers une section unitaire [13].	33
1.7	Schéma simplifié d'une jonction P-N [14].	36
1.8	Section transversale d'une cellule solaire photovoltaïque [15].	38
1.9	Point de puissance maximum et le produit $I_{SC} \times V_{OC}$ [15].	45
2.1	Maille élémentaire du réseau de type diamant [16].	49

2.2	Plans denses du réseau de type diamant [17].	50
2.3	Les types de défauts cristallins - (a) lacune - (b) interstitiel - (c) atome en substitution	51
2.4	Mécanismes de diffusion - (a) Interstitiel - (b) Auto-interstitiel - (c) Lacunaire [18].	52
2.5	Déplacement des atomes dans un volume infinitésimale.	53
2.6	Profils de concentration selon la source de diffusion - (a) Source constante - (b) Source limitée [18].	55
2.7	Profils de diffusion de la jonction P-N [18].	56
2.8	Variation du coefficient de diffusion intrinsèque du silicium en fonc- tion de la température pour différentes impuretés [19].	57
3.1	Nacelle en quartz à l'intérieur du four et source solide de bore [24].	64
3.2	Les différentes étapes du procédé de diffusion [23].	65
3.3	ECV profiler PN4300PC, ACCENT	68
3.4	(a) Création d'une zone de déplétion (branchement inverse) - (b) Forage de la cellule par corrosion électrochimique (branchement di- rect) [29].	68
3.5	Mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes [6].	69
4.1	Interpolations mathématiques des profils de diffusion des deux pla- quettes T1 et T2	78
4.2	Interpolations mathématiques des profils de diffusion des échan- tillons - (a) T2 - (b) T2-1 - (c) T2-2 - (d) T2-3	79
4.3	Variation du courant de saturation pour T2-1, T2-2 et T2-3	81
4.4	Variation de la résistance carrée pour T2-1, T2-2 et T2-3	83

4.5	Variation du rendement et du courant de saturation pour les trois échantillons T2-1, T2-2 et T2-3	85
-----	---	----

Introduction Générale

Introduction Générale

La communauté scientifique internationale est unanime, la transition énergétique est l'un des plus grands défis auxquels nous sommes confrontés en tant que civilisation. Depuis la révolution industrielle, les niveaux de dioxydes de carbone dans l'atmosphère n'ont cessé d'augmenter atteignant des valeurs alarmantes [1]. En effet, les modes de production et de consommation d'énergie actuels constituent une véritable menace sanitaire, voire existentielle pour les êtres humains ainsi que l'ensemble de la biodiversité terrestre. D'après le rapport commandé par la Conférence des Nations Unies sur les changements climatiques, le dérèglement brusque qui s'est imposé à l'écosystème terrestre se manifeste par des désastres naturels de plus en plus intenses : augmentation des températures atmosphériques et océaniques, fonte des glaces, acidification des océans, montée des eaux, feu de forêts, cyclone, etc [1]. Selon le rapport sollicité par la Conférence de Paris sur les changements climatiques, Pour éviter un scénario en dégringolade, le réchauffement climatique doit être limité à $1,5^{\circ}\text{C}$ d'ici la fin du siècle sous peine de dommages catastrophique et irréversible [2]. Toujours selon la même source, cela signifie que les émissions de carbone doivent être réduites de 45% en 2030 et atteindre 0% en 2050 [2]. Hors, les estimations démontrent que les stratégies adoptées par la communauté internationale vont résulter en un réchauffement de 3°C [3].

D'un point de vue plus matérialiste, le secteur de l'énergie qui est le Cœur battant de tous les autres risque, dans un futur proche, un déficit inéluctable face à une demande croissante et un capital naturel surexploité. Des solutions innovantes prenant en compte l'interdépendance des enjeux socio-économiques et écologiques existent déjà (Figure 1). Cependant, leur industrialisation à grande échelle reste fortement bloquée par le monopole des énergies carbonées qui représente à lui seul

84, 68% de la consommation mondiale en énergie primaire [5]. On comprend alors l'importance de se tourner vers des alternatives moins polluantes, l'énergie solaire photovoltaïque étant l'une des plus prometteuses [4]. Pour répondre à ce besoin, les dispositifs de conversion à semi-conducteurs sont continuellement développés par des acteurs de l'industrie et de la recherche scientifique afin d'améliorer le coût et la rentabilité.

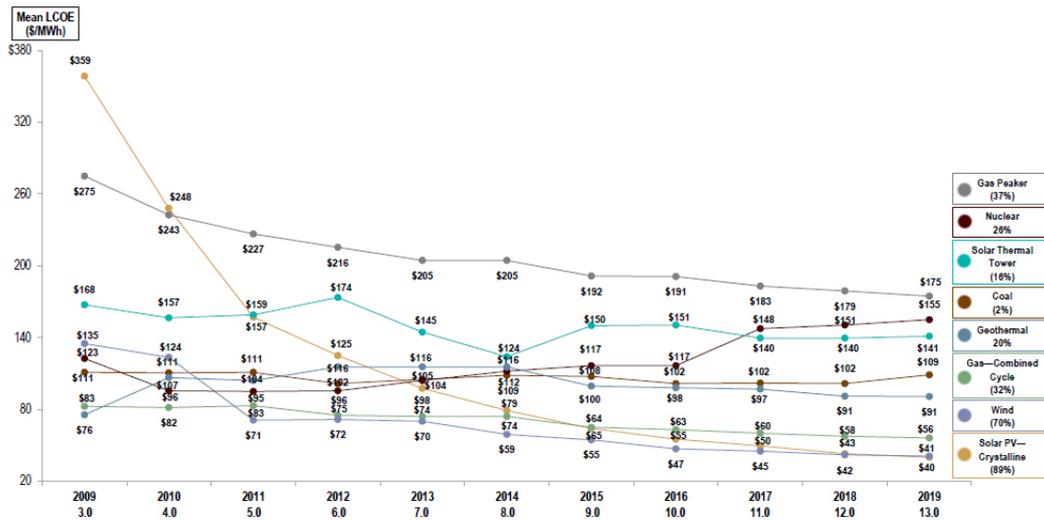


FIGURE 1 – Variation du coût actualisé de l'énergie (LCOE) pour différentes infrastructures énergétiques, Lazard [4].

L'objectif de ce projet est d'étudier l'effet du traitement thermique de la formation de la BSF en face arrière sur le profil de concentration de l'émetteur en face avant. Ces cycles thermiques vont avoir une influence sur les paramètres électriques de notre cellule solaire de type n+np+. Ce mémoire est divisé en quatre chapitres, les deux premiers constituent la synthèse bibliographique et les deux autres la partie expérimentale.

Le premier chapitre fournit des connaissances essentielles sur la théorie des semi-conducteurs. Nous traiterons en détail les phénomènes physiques suivants : rayonnement solaire, théorie des bandes, génération et recombinaison des porteurs de

charges et l'effet photovoltaïque. Le second chapitre constitue un rappel sur des notions plus basiques de la science des matériaux : cristallographie, diffusion dans les solides et résolution des équations de Fick. Il fera donc office de préparation théorique pour la réalisation du procédé expérimental.

Dans le chapitre trois, nous décrirons en détail le travail pratique effectué. Nous commencerons par la diffusion du bore pour former l'émetteur suivi des traitements thermiques visant à simuler le dépôt de la BSF et nous finirons avec les techniques de caractérisation : ECV, quatre pointes, EDNA et simulation par PC1D. Les résultats seront exposés, analysés et interprétés dans le chapitre final. Le mémoire sera finalement clôturé par une conclusion générale et des perspectives.

Première partie :
Synthèse bibliographique

Chapitre 1 :
Physique de la cellule solaire

Chapitre 1

Physique de la cellule solaire

Pour comprendre le fonctionnement des cellules photovoltaïques, il faut tout d'abord se familiariser avec les phénomènes physiques qui s'y produisent. Les semi-conducteurs, principaux composants de ces cellules, ont la capacité d'absorber et de convertir efficacement l'énergie lumineuse du soleil en courant électrique. Ainsi, une cellule solaire est tout simplement une jonction P-N qui entraîne le mouvement des électrons sous l'effet d'un rayonnement de photons.

1.1 Rayonnement solaire et masse d'air

Tous les rayonnements électromagnétiques, y compris la lumière du soleil, peuvent être considérés comme des particules appelées photons qui transportent des quantités spécifiques d'énergie dépendant des propriétés spectrales de leur source (longueur d'onde λ).

$$E_\lambda = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

Où h est la constante de Plank et c la vitesse de la lumière.

Le Soleil est une « petite étoile » d'un rayon de 696 000 km et d'une masse de $1,99 \times 10^{30}$ kg [7]. Sa température intérieure, supérieure à 10 millions de degrés [7], permet aux réactions nucléaires de fusion de transformer à chaque seconde environ

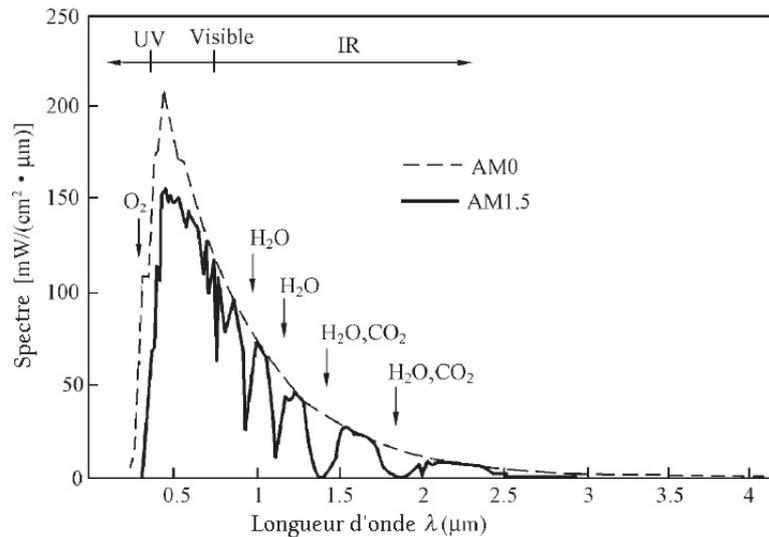


FIGURE 1.1 – Distribution du spectre solaire selon la longueur d'onde.
 AM0 : le spectre mesuré hors de l'atmosphère - AM1.5 : le spectre mesuré à la moyenne des latitudes globales [6].

6 millions de tonnes de sa masse en énergie rayonnée dans l'espace [7]. Cependant, sa grande distance par rapport à la Terre (150 millions de kilomètres [7]) signifie que seuls les photons émis directement dans sa direction contribuent au spectre solaire tel qu'on l'observe. Par conséquent, dans la plupart des cas, la lumière incidente sur la Terre peut être considérée comme un flux parallèle de photons. A la limite de la couche atmosphérique, l'intensité du rayonnement, ou constante solaire, est à son apogée (environ $1,353 \text{ kW}/\text{m}^2$ [8]). Néanmoins, l'intensité décroît au fur et à mesure que les rayons atteignent des couches atmosphériques plus proche de la surface terrestre.

L'efficacité de la cellule étant étroitement liée à sa distance par rapport au soleil, le concept de "masse d'air (AM)" est défini pour quantifier l'influence de l'atmosphère sur les rayonnements reçus par la surface de la terre. Il s'agit d'une quantité sans dimension (Figure 1.1).

1.2 Bandes d'énergie et niveau de Fermi

1.2.1 Bandes d'énergie

En raison de la faible distance entre les atomes et la périodicité de leur arrangement, leurs orbitales électroniques se chevauchent, et par conséquent, permettent la mise en commun des électrons des atomes adjacents. Ceci conduit à la fusion des niveaux d'énergie discrets en intervalles réguliers appelés bandes d'énergie (Figure 1.2).

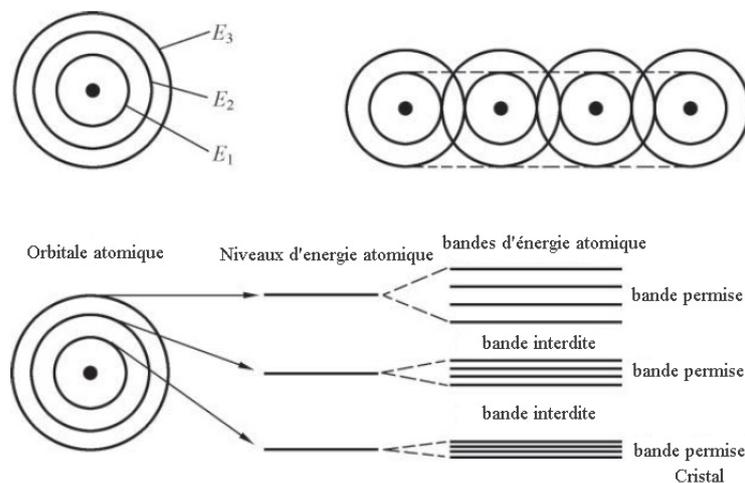


FIGURE 1.2 – Bandes d'énergies des atomes isolés et des atomes dans un réseau cristallin [6].

Il existe deux types de bandes d'énergies : Les bandes d'énergie où les électrons circulent *bandes autorisées* et ceux où la circulation ne peut se faire *bandes interdites*. Selon leur agencement, on peut classifier les matériaux en trois types.

Les Métaux : Une bande de conduction en contact direct avec la bande de valence. Les électrons peuvent se déplacer librement avec un champ électrique appliqué relativement faible.

Les Isolants : Les électrons de valence sont rigidement liés au noyau de

l'atome. par conséquent, leur mobilité est fortement réduite; la bande interdite est très large (de l'ordre de 9 Volt [9]) et la résistivité est élevée.

Les semi-conducteurs : Les électrons de valence forment une liaison moyennement forte avec le noyau de l'atome; ce qui leur permet, sous certaines conditions, de passer à la bande de conduction. Les semi-conducteurs sont caractérisés par une bande interdite plus faible que celle des isolants et plus importante que celles des métaux (Figure 1.3).

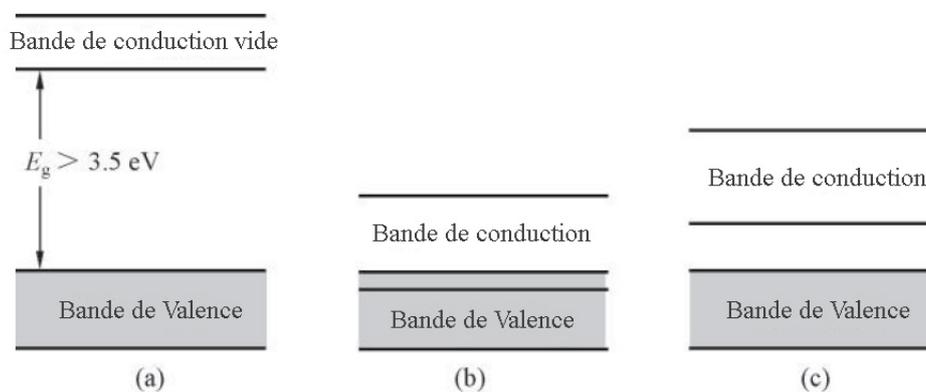


FIGURE 1.3 – Illustration des bandes d'énergie : (a) Isolant - (b) Métal - (c) Semi-conducteur [6].

1.2.2 Niveau de Fermi

Lorsqu'un semi-conducteur est en équilibre thermique, le rapport entre les états remplis et les états disponibles à chaque niveau d'énergie est donnée, à une température T , par la fonction de Fermi (Figure 1.4).

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \quad (1.2)$$

Où E_F est l'énergie de Fermi, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température en Kelvin.

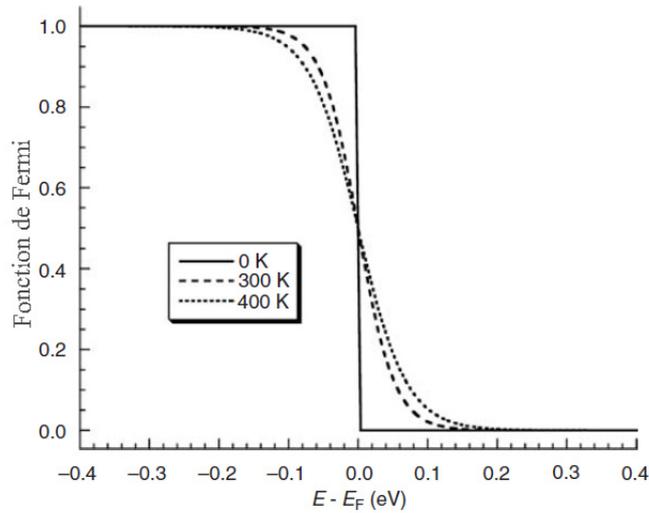


FIGURE 1.4 – Fonction de Fermi en fonction de la température [8].

Au zéro absolu, les niveaux d'énergie en dessous de E_F seront tous occupés par les électrons, et ceux au-dessus seront tous vides. Lorsque la température augmente, les électrons excités passeront à un niveau supérieur à E_F .

La probabilité de distribution d'un électron avec une énergie E est donnée par la fonction $f(E)$. Dans le cas des trous elle est donnée par $[1 - f(E)]$.

$$f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + e^{-(E-E_F)/k_B T}} \quad (1.3)$$

Un état quantique est dit disponible, dans le cas des électrons, lorsqu'il existe 2 places libres (une avec un spin $+1/2$ et une autre avec un spin $-1/2$). On nomme, alors, densité d'états électronique le nombre d'états quantiques disponible par unité de volume. Elle est donnée - dans le cas de la bande de conduction et de valence - par les deux relations 1.4 et 1.5. Les formules suivantes ainsi que la majorité des équations citées dans ce chapitre sont expliquées plus en détails dans [10].

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (1.4)$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (1.5)$$

De ce fait, les densités des porteurs de charges dans la bande de conduction et de valence sont données par le produit de la densité d'états et la fonction de Fermi.

$$n = \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) f_n(E) dE \quad (1.6)$$

$$p = \int_{E_{vmin}}^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE \quad (1.7)$$

1.3 Classification des semi-conducteurs

1.3.1 Semi-conducteurs dégénérés et non-dégénérés

Dans la majorité des composants, le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite. Par un simple tâtonnement, on peut démontrer que si $E - E_F$ est de l'ordre de plusieurs $k_B T$, le 1 devient négligeable devant l'exponentielle, la fonction de Fermi se ramène à une distribution de Boltzmann :

$$f_n(E) \approx e^{-(E-E_F)/k_B T} f_p(E) \approx e^{(E-E_F)/k_B T} \quad (1.8)$$

Par exemple, un niveau d'énergie situé à plus de $3k_B T$ au dessus de E_F possède une probabilité d'occupation inférieur à 5%. De même, un niveau d'énergie situé à plus de $3k_B T$ en dessous de E_F possède une probabilité d'occupation proche de 95%.

Les expressions 1.6 et 1.7 s'écrivent

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_F)/k_B T} dE \quad (1.9)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_F)/k_B T} dE \quad (1.10)$$

En explicitant les énergies de la bande de conduction et de la bande de valence :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/k_B T} dE \cdot e^{-(E_c-E_F)/k_B T} \quad (1.11)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_v)/k_B T} dE \cdot e^{(E_v-E_F)/k_B T} \quad (1.12)$$

D'où

$$n = N_c e^{-(E_c-E_F)/k_B T} \quad (1.13)$$

$$p = N_v e^{(E_v-E_F)/k_B T} \quad (1.14)$$

Avec

$$N_c = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/k_B T} dE = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{\hbar^2} \right)^{(3/2)}$$

$$N_v = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_v)/k_B T} dE = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{\hbar^2} \right)^{(3/2)}$$

Où N_c et N_v sont les densités équivalentes d'états dans les bandes de conduction et de valence. Elles représentent le nombre d'états utiles à la température T dans ces deux bandes.

Un semi-conducteur est dit **non-dégénéré**, lorsque le produit des concentrations d'électrons et de trous à l'équilibre est indépendant de l'énergie de Fermi et est exprimé par :

$$p \cdot n = n_i^2 = N_c N_v e^{(E_v-E_c)/k_B T} = N_c N_v e^{(-E_g)/k_B T} \quad (1.15)$$

Semi-conducteur dégénéré : On dit qu'un semi-conducteur est dégénéré lorsque le niveau de Fermi est situé dans une bande permise, bande de valence ou bande de conduction. Les approximations de Boltzmann, établies précédemment, ne sont plus valables dans ce cas.

1.3.2 Les semi-conducteurs intrinsèques

Dans le cas d'un semi-conducteur possédant un réseau cristallin parfait (exempt de toute impureté), les concentrations des porteurs de charges positives et négatives générés thermiquement sont égales ; $n = p = n_i$.

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{(E_v - E_c)/2k_B T} = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_G/2k_B T} \quad (1.16)$$

En partant du postulat de base que $n = p$, on peut écrire :

$$N_c e^{-(E_c - E_{Fi})/k_B T} = N_v e^{(E_v - E_{Fi})/k_B T}$$

Ce qui implique que

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) \quad (1.17)$$

Sachant qu'à la température ambiante, la concentration des porteurs de charges est assez faible ($n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [11]), les semi-conducteurs intrinsèques se comportent comme des isolants. Leur énergie de Fermi est généralement très proche du milieu de la bande interdite.

1.3.3 Les semi-conducteurs extrinsèques

Lorsqu'une très forte concentration de dopants est introduite dans le semi-conducteur, il y'a une augmentation de la concentration des porteurs de charges, entraînant ainsi, une réduction de la bande interdite, E_G comme le montre l'équation 1.16.

Les éléments du groupe V avec une densité N_d , possèdent un niveau d'énergie proche du bas de la bande de conduction ($E_c - 0,044 \text{ eV}$ dans le cas du phosphore [6]). Ils peuvent tous être ionisés pour introduire des électrons supplémentaire à la température ambiante. Ces impuretés sont appelées donneurs et le semi-conducteur

est, dans ce cas, de *type n*. Les éléments du groupe III avec une densité N_a , quant à eux possèdent un niveau d'énergie proche du haut de la bande de valence : L'énergie d'ionisation du bore, à titre d'exemple, n'est que de $0,045eV$ [6]. Ces impuretés ayant la capacité de capturer des électrons sont appelées accepteurs et le semi-conducteur est, dans ce cas, de type p (Figure 1.5).

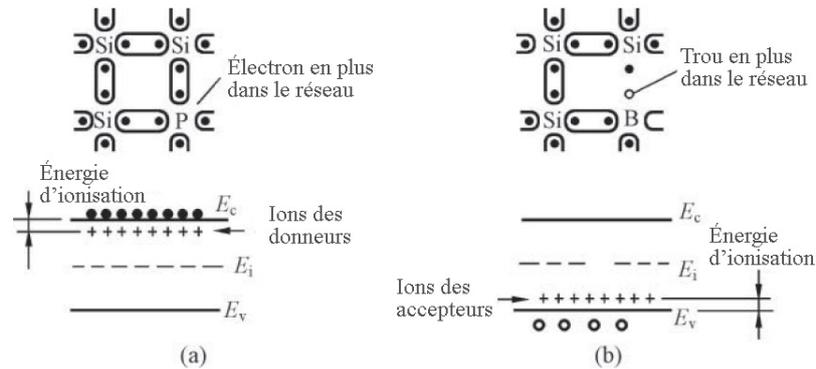


FIGURE 1.5 – Illustration de la structure atomique et des bandes d'énergie du silicium dopé (a) Semi-conducteur de type n - (b) Semi-conducteur de type p [6].

Une grande partie des atomes injectées dans le réseau va s'ioniser pour libérer des porteurs de charges supplémentaires. Soit N_d^+ et N_a^- les densités de donneurs et d'accepteurs ionisés. La neutralité électrique - qui est inhérente aux semi-conducteurs intrinsèque - nous permet d'écrire :

$$n + N_a^- = p + N_d^+ \quad (1.18)$$

À la température ambiante, les électrons et les trous possèdent une énergie suffisante pour passer, respectivement, dans la bande de conduction et de valence. On peut, alors, simplement écrire :

$$n + N_a = p + N_d \quad (1.19)$$

Selon la charge électrique et la concentration des impuretés présentes, il existe trois types de semi-conducteurs :

Les semi-isolants : Dans la pratique il est très difficile, voire impossible d'obtenir un degré de pureté caractéristique d'un semi conducteur intrinsèque; les impuretés vont créer un déséquilibre de la charge électrique totale. Cependant, il est toujours possible d'atteindre la neutralité électrique en introduisant d'autres éléments avec des charges opposées pour y remédier. Avec une concentration en dopants relativement faible, il est possible de déduire par un simple calcul (équation 1.16) l'énergie du gap qui, dans ce cas, est plus proche de celle d'un isolant que celle d'un conducteur, d'où le nom attribué.

Les semi-conducteurs de types n : Dans ce cas de figure $N_d > N_a$ et on peut écrire selon les relations 1.15 et 1.19 précédente :

$$n + N_a = p + N_d$$

$$p.n = n_i^2$$

Ce qui implique :

$$n^2 - (N_d - N_a)n - n_i^2 = 0 \quad (1.20)$$

La racine positive de cette équation nous donne la densité des électrons. De même, la valeur absolue de sa racine négative est égale à la densité des trous.

$$n = \frac{1}{2} \left[N_d - N_a + ((N_d - N_a)^2 + 4n_i^2)^{1/2} \right]$$

$$p = \frac{1}{2} \left[N_d - N_a - ((N_d - N_a)^2 + 4n_i^2)^{1/2} \right]$$

Dans la pratique, n_i est négligeable devant les densités des accepteurs ou des donneurs, ce qui nous permet de faire l'approximation suivante :

$$n \approx N_d - N_a \quad (1.21)$$

Les semi-conducteurs de type p : En suivant le même raisonnement précédent, dans le cas où $N_a > N_d$, on peut écrire :

$$p \approx N_a - N_d \quad (1.22)$$

Calcul du niveau de Fermi

Dans un semi-conducteur de type n, les électrons sont distribués à proximité de la bande de conduction. Par conséquent, le niveau de Fermi est situé dans la moitié supérieure de la bande interdite. Dans un semi-conducteur de type p, où les électrons sont distribués près de la bande de valence, le niveau de Fermi est situé dans la moitié inférieure de la bande interdite. En utilisant les approximations 1.21 et 1.22 et en remplaçant les valeurs de p et de n par les résultats des équations 1.13 et 1.14 :

$$N_d - N_a = N_c e^{-(E_c - E_{Fn})/k_B T}$$

$$N_a - N_d = N_v e^{(E_v - E_{Fp})/k_B T}$$

D'où :

$$E_{Fn} = E_c - k_B T \ln \left(\frac{N_c}{N_d - N_a} \right) \quad (1.23)$$

$$E_{Fp} = E_v + k_B T \ln \left(\frac{N_v}{N_a - N_d} \right) \quad (1.24)$$

Encore une fois, il est nécessaire de rappeler que les expressions ci-dessus ne sont plus valables lorsque le niveau de Fermi atteint une bande permise (Semi-conducteur dégénéré)

1.4 Le courant électrique

D'un point de vue macroscopique, la densité de courant électrique ou densité volumique de courant est définie comme le déplacement d'une quantité de particules chargées à travers une section unitaire par unité de temps, on peut l'exprimer

par la formule suivante :

$$I = \frac{dQ}{dt} = J.ds.u \Rightarrow J = \frac{dQ}{dt \times ds}u \quad (1.25)$$

De même, il est possible de la définir d'un point de vue microscopique comme la somme des vitesses de chaque particule pondérée par sa charge. Pour des raisons de simplicité, on peut supposer que toutes les charges ont la même vitesse v :

$$J = q.n.v \quad (1.26)$$

À la température ambiante, un mouvement directionnel des électrons et des trous dans les semi-conducteurs peut être entraîné par un champ électrique ou un gradient de concentration des porteurs de charges. Le mouvement directionnel provoqué par le premier est appelé "*courant de conduction*" (ou courant de dérive), et celui provoqué par le second est appelé "*courant de diffusion*".

1.4.1 Courant de conduction

Une particule de charge q dans un champs électrique E est soumise à la force de coulombs qui s'écrit comme suit :

$$F = q.E$$

D'après la seconde loi de Newton :

$$\sum F = m \frac{dv}{dt}$$

D'où :

$$q.E = m^* \frac{dv}{dt}$$

Sachant que m^* est la masse effective de la particule chargée.

En intégrant cette équation par rapport au temps :

$$v(t) = \frac{q.E.t}{m^*}$$

Soit τ_c la valeur moyenne du temps de collision, la distance moyenne parcouru avant la collision est donnée par :

$$\ell_c = \int_0^{\tau_c} v_i(t) dt = \frac{q \cdot E \cdot \tau_c^2}{2m^*}$$

La vitesse moyenne est donnée par :

$$v = \frac{\ell_c}{\tau_c}$$

Il existe une relation directe entre l'intensité du champs électrique et la vitesse de déplacement des particules chargées, cette relation est traduite mathématiquement par la formule suivante :

$$v = \pm \mu \cdot \mathbf{E} \quad (1.27)$$

Où μ est la mobilité électrique, sa valeur est par définition positive et elle se mesure en $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Elle représente la capacité des charges à se mouvoir dans l'édifice cristallin et est d'autant plus grande lorsque la pureté du matériau augmente. Elle est constante pour les champs à moyenne et faible intensité. Dans la pratique, il est plus commun d'utiliser des formules empirique pour la modéliser. Dans le cas du silicium, elle est donné à la température ambiante par les deux expressions suivantes [12] :

$$\mu_n = 92 + \frac{1268}{1 + \left(\frac{N_d^+ + N_a^-}{2.35 \times 10^{17}} \right)^{0.91}} \quad (1.28)$$

$$\mu_p = 54.3 + \frac{406.9}{1 + \left(\frac{N_d^+ + N_a^-}{2.35 \times 10^{17}} \right)^{0.88}} \quad (1.29)$$

La mobilité est proportionnelle à la valeur moyenne du temps de collision du porteur et inversement proportionnelle à sa masse effective. Les électrons ont une mobilité supérieure à celle des trous car leur masse effective est relativement faible. D'après les relations 1.26 et 1.27, pour chaque type de porteur on a :

$$J_n^c = -nev_n = ne\mu_n E \quad (1.30)$$

$$J_p^c = +pev_p = pe\mu_p E \quad (1.31)$$

Les électrons se déplaçant dans un sens et les trous dans le sens opposé, la résultante de leur densité de courant nous donne ce que nous avons précédemment défini comme le courant de conduction :

$$J^c = J_n^c + J_p^c = \sigma E \quad (1.32)$$

Avec σ la mobilité électrique, elle est donnée par la relation suivante :

$$\sigma = ne\mu_n + pe\mu_p$$

La résistivité du matériau semi-conducteur ρ est, donc, donnée par :

$$\rho = \frac{1}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (1.33)$$

Où e est la charge de l'électron.

1.4.2 Courant de diffusion

Soit deux plans de surface unitaire S_1 et S_2 , distant de l de l'origine (Figure 1.6). soit n_1 et n_2 le nombre de particules sur les surfaces S_1 et S_2 respectivement (n_1 et n_2 peuvent directement être considérées comme des concentrations surfaciques).

Ces particules vont se déplacer dans un sens ou dans l'autre d'une manière équiprobable. De ce fait, La densité de courant J est la somme algébrique des deux flux J_1 et J_2 :

$$\begin{aligned} J &= J_1 + J_2 \\ &= \frac{1}{2}n_1v_{th}e - \frac{1}{2}n_2v_{th}e \\ &= \frac{1}{2}(n_1 - n_2)v_{th}e \\ &= \frac{dn}{dx}\Delta xv_{th}e \end{aligned}$$

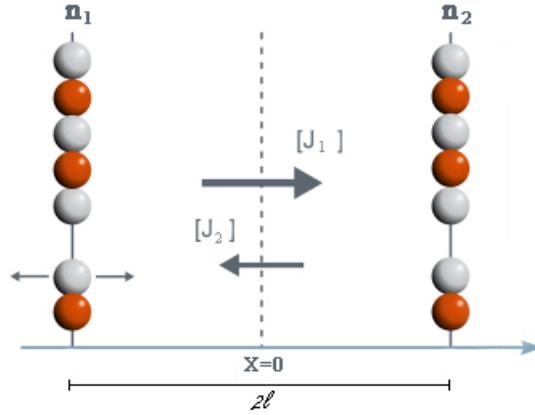


FIGURE 1.6 – Déplacement des particules chargées à travers une section unitaire [13].

Ce modèle physique a été choisi de sorte que le temps nécessaire à une particule de vitesse v_{th} pour parcourir une distance ℓ soit le même que le temps de collision τ_c , c'est à dire le temps de sa durée de vie. d'où $\ell = \tau_c v_{th}$.

$$J = eD \frac{dn}{dx} \quad (1.34)$$

Avec $D = \tau_c v_{th}^2$.

En généralisant à trois dimension, nous obtenons les relations de Fick décrivant chacune des contributions des électrons et des trous.

$$J_n^D = eD_n \nabla n \quad (1.35)$$

$$J_p^D = -eD_p \nabla p \quad (1.36)$$

Le courant de diffusion total s'écrit comme la somme des deux.

$$J_D = eD_n \nabla n - eD_p \nabla p \quad (1.37)$$

1.4.3 Courant total

On peut alors, d'après les équations 1.30, 1.31, 1.35 et 1.36 exprimer séparément le courant total dû au déplacement des charges positives et celui dû aux charges

négatives.

$$J_n = ne\mu_n E + eD_n \nabla n \quad (1.38)$$

$$J_p = pe\mu_p E - eD_p \nabla p \quad (1.39)$$

1.4.4 La relation d'Einstein

Soit un barreau en semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique qui n'est soumis à aucune influence extérieure. Jusqu'à présent, dans les développements que l'on a effectué, nous avons considéré que la distribution des électrons était homogène ce qui simplifiait grandement les calculs. Cependant, dans le cas hétérogène, il est important de prendre en considération les différentes densités distribuées tout au long du matériau. En effet, plus le nombre d'électrons est élevé dans une région plus l'énergie de la bande de conduction y est basse, d'où le recours à une fonction dépendante de la position $[E_c(x)]$.

$$n(x) = N_c e^{-(E_c(x) - E_F)/k_B T} \quad (1.40)$$

L'existence d'un gradient de concentration des particules chargées va engendrer, d'une part, la migration des électrons due à un mouvement de diffusion, et d'autre part, un champs électrique qui va lui même provoquer le courant de conduction. Ce barreau n'étant soumis à aucune influence extérieure, la somme de ces deux courants sera nulle :

$$n(x)e\mu_n E(x) + eD_n \frac{dn(x)}{dx} = 0 \quad (1.41)$$

Sachant que le champs électrique dérive d'une différence de potentiel au sein du barreau, on peut écrire :

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{e} \frac{dE_c(x)}{dx}$$

Puisque $E(x)$ est dû au gradient de concentration, on peut l'expliciter en fonction de celui-ci :

$$\frac{dE_c(x)}{dx} = \frac{dE_c(x)}{dn(x)} \frac{dn(x)}{dx}$$

On peut, grâce à la relation 1.40, écrire $E_c(x)$ en fonction de $n(x)$.

$$E_c(x) = k_B T \ln \left(\frac{E_c}{n(x)} \right) + E_F$$

D'où :

$$\frac{dE_c}{dn} = - \frac{k_B T}{n(x)}$$

Le champ électrique devient :

$$E(x) = - \frac{k_B T}{e} \frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.42)$$

En remplaçant dans la relation 1.41 on obtient :

$$-\mu_n k_B T + e D_n = 0 \quad (1.43)$$

Finalement, la relation d'Einstein s'écrit :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T}{e} \quad (1.44)$$

De même pour les trous :

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{e} \quad (1.45)$$

Ces formules peuvent s'avérer très avantageuse dans la pratique, car elles permettent de calculer directement le coefficient de diffusion à partir de la mobilité. Bien évidemment, cette relation établie à partir de l'approximation de Boltzmann n'est plus valable dans le cas des semi-conducteur dégénérés.

1.5 Jonction P-N et effet photovoltaïque

La jonction P-N étant le foyer de l'effet photovoltaïque, elle constitue la pierre angulaire de la cellule solaire. Il est donc important d'expliquer le rapport entre sa structure, son fonctionnement et les phénomènes physiques qui s'y produisent.

1.5.1 Jonction P-N et formation de la zone de déplétion

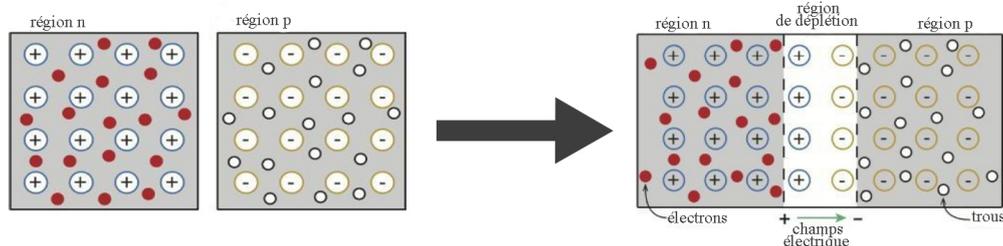


FIGURE 1.7 – Schéma simplifié d'une jonction P-N [14].

Lorsque le substrat (base) de type n est dopé localement avec du bore pour former une couche de type p+ (émetteur), le flux d'électrons de la zone n *diffuse* vers la zone p (les trous se déplacent dans le sens opposé). Une fois arrivé près de la jonction, les atomes donneurs vont libérer leurs électrons au profit des atomes accepteurs qui vont les recevoir. Au final, il ne restera qu'une double couche d'ions de signes opposés, appelée *zone de déplétion*, qui jouera le rôle de séparateur entre les trous et les électrons restants (Figure 1.7).

Les charges statiques des deux côtés vont entraîner l'apparition d'une différence de potentiel V_d et d'un champ électrique E_d orienté de n vers p qui va contrebalancer la *diffusion* des porteurs par un mouvement de *dérive*, c'est ainsi que l'équilibre est atteint ($J_D = J_C$). La largeur de la zone de déplétion, dite aussi *zone de charge d'espace*, est directement liée aux propriétés électriques de la jonction P-N comme la résistivité (Tableau 1.1).

Résistivité du silicium en $\Omega.cm$	10	1	0,1
Largeur de la zone de déplétion	0,75	0,28	0,098

Tableau 1.1 – Relation entre la largeur de la zone de déplétion et la résistivité de la jonction P-N dans le silicium polycristallin [6].

1.5.2 L'effet photovoltaïque

Lorsque la jonction P-N est exposée à un rayonnement électromagnétique, des paires électron-trou sont générées sous l'effet des photons incidents et immédiatement séparées par le champ électrique E_d . Selon leur longueur de diffusion, ces charges dites photo-générées vont parcourir une certaine distance avant de se recombinaison.

Le spectre solaire ayant une large gamme de longueur d'ondes, certains faisceaux lumineux s'arrêteront à la surface de la cellule et d'autres pénétreront plus en profondeur. Dans le cas où la paire électron/trou est générée dans la zone de charge d'espace, les trous vont se déplacer, sous l'effet de la force de Coulomb, vers la zone de type p+ et les électrons dans le sens contraire (photon (2) - Figure 1.8). Lorsque le trou est photo-généré hors de la zone de déplétion mais que sa longueur de diffusion lui permet de l'atteindre, le trou suivra un parcours aléatoire avant d'être entraîné par le champ interne (photon (3) - Figure 1.8). Cependant, il arrive que la longueur de diffusion ne soit pas suffisamment grande pour permettre au trou d'atteindre la zone de charge d'espace et donc de contribuer au courant, que ce soit dû à la présence d'un nombre important de dopants qui va faciliter la recombinaison (photon (1) - Figure 1.8) ou à la profondeur où la paire est générée (photon (4) - Figure 1.8). Les charges accumulées sur les faces avant et arrière seront collectées grâce à des électrodes métalliques déposées de part et d'autre du dispositif.

Le phénomène de recombinaison d'une paire électron/trou devient d'autant plus important lorsque la photo-génération se fait près de la surface arrière. En effet, la surface constitue une discontinuité dans la périodicité et la régularité du cristal. Les atomes qui s'y trouvent présentent une carence en électrons qu'ils chercheront à faire disparaître en piégeant les électrons générés dans le volume du

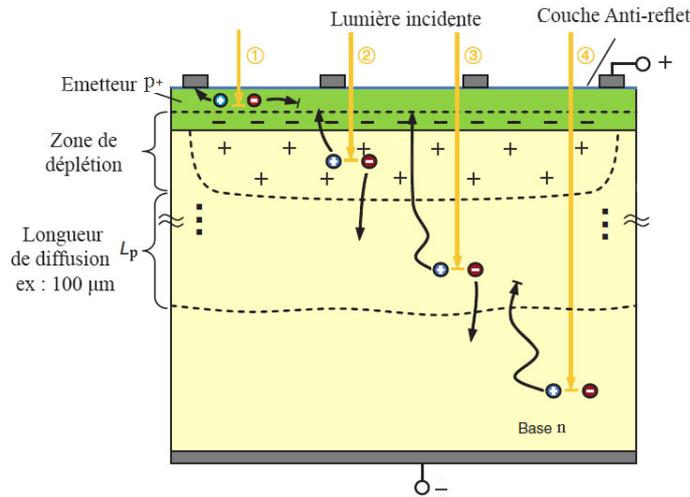


FIGURE 1.8 – Section transversale d’une cellule solaire photovoltaïque [15].

matériau, ceci est schématisé par ce qu’on appelle des liaisons pendantes.

une éventuelle solution à ce problème serait la **passivation** des défauts superficiels par un dépôt chimique, les plus répandue étant les couches d’oxyde thermique (SiO_x), les nitrures de silicium hydrogénés ($SiN_x : H$) ou un empilement des deux. Cependant, il est à noter que les conditions de déposition (notamment les températures élevées) peuvent altérer les propriétés du silicium. Une autre solution consiste à créer un second **champs électrique en face arrière (BSF)** par déposition d’une couche plus concentrée en dopant que la base. De cette manière la force de coulomb résultante va permettre de repousser les porteurs de charges vers le haut et donc de réduire le phénomène de recombinaison.

1.6 Principe de génération et de recombinaison

Dans le but de quantifier le nombre de porteurs de charges qui se créent et qui disparaissent par unité de volume et de temps, nous introduisons les deux paramètres g' et r' .

$$\frac{dn}{dt} = g' - r' \quad (1.46)$$

g' et r' représentent respectivement le taux de **génération** et de **recombinaison**. Pour des raison pratique, nous allons plutôt expliciter les termes en fonction de leur dépendance aux propriétés du matériaux ou au milieu extérieur. En effet, la génération des porteurs de charges est la somme, d'une part, de l'énergie thermique interne g_{th} et, d'autre part, d'une possible source d'excitation externe g .

$$\frac{dn}{dt} = g + g_{th} - r'$$

On rassemble les éléments selon leur dépendance au matériaux ($r = g_{th} - r'$), ou au milieu extérieur (g).

$$\frac{dn}{dt} = g - r \quad (1.47)$$

La collision entre les trous et les électrons est d'autant plus probable que leur nombre est important. de ce fait, la recombinaison r est directement proportionnelle aux valeur de n et de p . ceci est traduit mathématiquement par la relation :

$$r'_n = r'_p = k.n.p$$

k étant une constante de proportionnalité, on a alors :

$$r = r' - g_{th} = k.n.p - g_{th} \quad (1.48)$$

À l'équilibre thermique, la variation de la quantité des porteurs de charge par unité de temps et de volume est nul ($dn/dt = 0$). De même, lorsque le matériau est isolé et n'est soumis à aucune source d'excitation extérieure ($g = 0$), la recombinaison est nulle ($r = 0$), avec $n = n_0$ et $p = p_0$.

$$k.n_0.p_0 - g_{th} = 0 \Rightarrow g_{th} = k.n_i^2 \quad (1.49)$$

D'après les relations 1.48 et 1.49 :

$$r = k(np - n_i^2) \quad (1.50)$$

Lorsque l'équilibre thermique n'est plus satisfait : $n = n_0 + \Delta n$ et $p = p_0 + \Delta p$ avec $\Delta n = \Delta p$.

$$\begin{aligned} r &= k((n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) - n_i^2) \\ &= k(n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p) \\ &= k(n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n \end{aligned}$$

On pose :

$$\tau(\Delta n) = \frac{1}{k(n_0 + p_0 + \Delta n)}$$

D'où

$$r = \frac{\Delta n}{\tau(\Delta n)} \quad (1.51)$$

$\tau(\Delta n)$ est défini comme *la durée de vie des porteurs* ; elle ne dépend que de la source d'excitation externe.

Dans un régime de faible injection, l'excédent des porteurs qui circulent dans le matériau est négligeable devant la densité des porteurs majoritaires.

Dans le cas d'un semi-conducteur de type n, $\Delta n = \Delta p \ll n_0$.

$$p = p_0 + \Delta p, n = n_0 + \Delta n \approx n_0 \Rightarrow r = \Delta p / \tau \text{ avec } \tau = 1 / kn_0$$

De même pour un semi-conducteur de type p :

$$r = \Delta n / \tau \text{ avec } \tau = 1 / kp_0$$

1.6.1 Équation de continuité

Soit un volume infinitésimale de **section unitaire** perpendiculaire au passage du courant. La variation du nombre de porteurs de charge par unité de temps dans cet élément de volume peut être exprimé par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{j_x}{q} - \frac{j_{x+dx}}{q} + g_n - r_n$$

En explicitant les termes j_x et j_{x+dx} :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{dx} \left[\left(-\frac{1}{e} j_x \right) - \left(-\frac{1}{e} \right) \left(j_x + \frac{dj_x}{dx} dx \right) \right] + g_n - r_n$$

Après simplification

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + g_n - r_n \quad (1.52)$$

De même pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_{px}}{\partial x} + g_p - r_p \quad (1.53)$$

En généralisant à trois dimension

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} J_n + g_n - r_n \quad (1.54)$$

Au final, selon la relation 1.38

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (1.55)$$

1.6.2 Cellule solaire sous différence de potentiel

Lorsqu'aucune force électromotrice extérieure n'est appliquée à la jonction P-N ($V = 0$), celle-ci est à l'équilibre. Le nombre de paires électron/trou générées (courant de dérive) est égale au nombre de celles qui se recombinent (courant de diffusion).

$$J = J_{rec} - J_{gen} = 0 \quad (1.56)$$

Dans le cas où une Différence de potentiel est appliquée, le courant de recombinaison suit l'approximation de Boltzmann.

$$J_{rec}(V) = J_{rec}(V = 0) \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (1.57)$$

Le courant de génération quant a lui est quasi-indépendant du voltage, on peut alors l'approximer à sa valeur initial lorsque $V=0$.

$$J_{gen}(V) \approx J_{gen}(V = 0) \quad (1.58)$$

En remplaçant 1.57 et 1.58 dans 1.56

$$J(V) = J_{rec}(V) - J_{gen}(V) = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (1.59)$$

J_0 est appelé courant de saturation, il est donné par la formule suivante

$$J_0 = J_{gen}(V = 0) = qn_i^2 \left(\frac{D_n}{\ell_n N_a} + \frac{D_p}{\ell_p N_d} \right) \quad (1.60)$$

Le rôle du J_0 devient alors évident pour la caractérisation des propriétés électriques. En résumé, plus le courant de saturation est élevé, plus la recombinaison est importante et par conséquent le rendement de la cellule faible. Comme on peut le constater dans la formule 1.60. L'optimisation de ce paramètre nécessite de trouver le parfait équilibre entre la longueur de diffusion et la concentration en dopant.

1.6.3 Cellule solaire sous éclairnement

Soit un semi-conducteur de type n isolé. Rappelons que dans le cas de faibles injections, $n = n_0 + \Delta n \approx n_0$ et $p = p_0 + \Delta p$. En dérivant l'ensemble on obtient :

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \frac{dp}{dt} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (1.61)$$

Cas d'un matériau uniformément excité : En régime stationnaire, lorsque l'intensité du rayonnement est constante $d\Delta p/dt = 0$ et $\Delta p = \Delta p_0$. L'équation 1.61 devient alors :

$$\Delta p_0 = g_p \cdot \tau_p$$

En régime transitoire, lorsque le matériau n'est plus exposé au rayonnement ($g_p = 0$).

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau_p}$$

En intégrant cette relation et en remplaçant par $\Delta p = \Delta p_0$ en $t = 0$.

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (1.62)$$

Les porteurs minoritaires excités vont traverser la zone de déplétion créant un courant photo-généré (J_{ph}) qui va s'ajouter au courant généré thermiquement.

$$J(V) = J_{rec}(V) - J_{gen}(V) - J_{ph} = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] - J_{ph} \quad (1.63)$$

1.7 Paramètres électriques

L'évaluation des paramètres électriques doit suivre des conditions bien précises. L'éclairement est généralement fixé à une puissance de $1000W/m^2$ avec un spectre AM1.5 [14]. La température étant un facteur très influent sur les performances de la cellule solaire, il est important de la maintenir à une température ambiante [14].

1.7.1 Courant de court-circuit I_{OC}

Le courant de court-circuit est, comme son nom l'indique, le courant délivré lorsque les électrodes de la cellule sont court-circuitées. Il représente, de ce fait, le

courant maximal que le dispositif peut délivrer. Naturellement, il dépend fortement de l'irradiance et des propriétés optiques. Étant proportionnel à la surface, il est courant dans la pratique de travailler avec la densité de courant de court-circuit J_{SC} qui est une caractéristique plus absolue. Dans le cas idéal où $V = 0$, l'équation 1.63 devient :

$$J_{SC} = J(V = 0) = J_{ph}$$

Autrement dit

$$I_{SC} = I_{ph}$$

1.7.2 Tension en circuit ouvert V_{OC}

La tension en circuit ouvert est la tension maximale que la cellule peut générer lorsque le courant du circuit extérieur est nul. Cela se produit lorsque le courant photo-généré est contrebalancé par le courant de recombinaison. Pour $I = 0$ l'équation 1.63 devient :

$$J_0 \left[\exp \left(\frac{qV_{OC}}{k_B T} \right) - 1 \right] - J_{ph} = 0$$

D'où

$$V_{OC} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1 \right) \quad (1.64)$$

1.7.3 Rendement de conversion η

La puissance de sortie d'un générateur photovoltaïque atteint son point maximum lorsque le produit de la tension et du courant électrique est optimal. Ceci est schématisé dans la figure 1.9. Le facteur de forme représente le ratio entre le point de puissance maximum (P_M) et le produit entre la tension en circuit ouvert et le courant de court circuit. Il permet donc de lier directement le rendement aux

paramètres cités précédemment.

$$FF = \frac{P_M}{I_{SC} \times V_{OC}} = \frac{I_M \times V_M}{I_{SC} \times V_{OC}} \quad (1.65)$$

Le rendement est alors calculé par :

$$\eta = \frac{V_{OC} \times I_{SC} \times FF}{E_i} \quad (1.66)$$

E_i étant la puissance incidente.

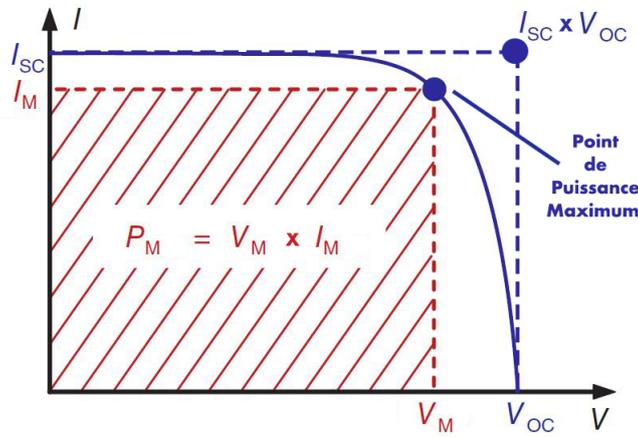


FIGURE 1.9 – Point de puissance maximum et le produit $I_{SC} \times V_{OC}$ [15].

1.7.4 Résistance carrée R_s

Soit un bloc rectangulaire de résistivité ρ . La résistance est donnée par :

$$R = \frac{\rho \times l}{S}$$

Où S est la section et l la longueur. La surface S est le produit de l'épaisseur et de la largeur : $S = e \times L$. L'équation précédente devient :

$$R = \left(\frac{\rho}{e}\right) \frac{l}{L} = R_s \frac{l}{L} \quad (1.67)$$

R_s est définie comme la résistance carrée. Bien qu'une simple analyse dimensionnelle montre que son unité réelle est le Ω , l'unité Ω/sq lui est attribuée pour éviter toute confusion avec la résistance R . Dans le cas des semi-conducteurs extrinsèques, elle est fonction de la mobilité (équation 1.28 et 1.29) et du nombre de porteurs de charges N .

$$R_s = \left[\int_0^{x_j} q\mu N(x) dx \right]^{-1} \quad (1.68)$$

Chapitre 2 :

Phénomène de diffusion du bore dans le silicium

Chapitre 2

Phénomène de diffusion du bore dans le silicium

Dans un cristal parfait, les atomes en vibration continue autour de leurs positions d'équilibre sont arrangés d'une manière périodique et régulière à travers l'ensemble du matériau ce qui leur permet d'atteindre des niveaux d'énergie plus bas et donc un état plus stable. Si cette périodicité est limitée à des distances plus courtes, on parle de polycristaux et les limites physiques séparant ces zones s'appellent joints de grains.

2.1 Cristallographie du silicium

La structure cristalline et la symétrie jouent un rôle prépondérant dans la détermination des propriétés physiques du matériau comme les plans denses, la configuration électronique, le coefficient de diffusion et le comportement optique. Il est donc important de les expliciter.

2.1.1 Réseau cristallin du silicium

L'arrangement cristallin est caractérisé par les paramètres du réseau (a , b et c) et les angles (α , β et γ). Dans le cas du silicium qui peut être considéré comme

l'imbrication de deux réseaux *CFC* décalés l'un de l'autre du quart de la diagonale principale, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ et $a = b = c = 0,357 \text{ nm}$ [16].

Dans la structure cristalline de type diamant, les orbitales $3s$ et $3p$ de chaque atome se superposent pour former quatre orbitales hybrides séparées par un angle de $109^\circ 28'$ et dirigées vers les quatre atomes voisins les plus proches (Figure 2.1). Cette coordinence tétraédrique permet la formation de liaisons covalentes équidistantes, fortes, directionnelles et hautement localisées. Ceci se traduit au niveau macroscopique par une grande dureté et des températures de fusion très élevées .

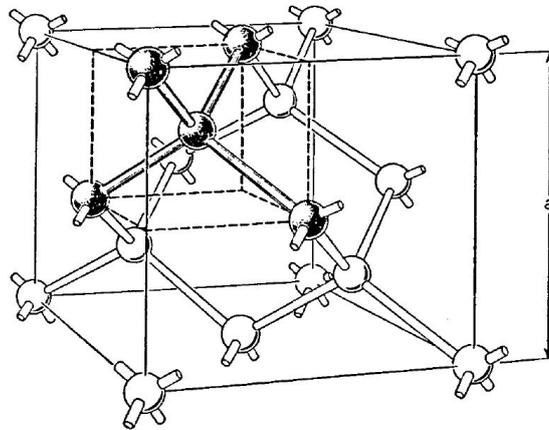


FIGURE 2.1 – Maille élémentaire du réseau de type diamant [16].

Le silicium étant un matériau anisotrope, l'orientation de ses plans denses va jouer un rôle important dans la détermination de ses propriétés. Sa structure peut être obtenue par l'empilement de l'un des trois plans suivant : (100), (110) et (111) et le clivage se fait préférentiellement selon les plans (110) et (111) (Figure 2.2). Du fait de son arrangement atomique, le silicium a une compacité de 0,34, ce qui laisse 66% d'espace inoccupé. Par conséquent, les atomes et les ions les plus petits peuvent facilement s'insérer dans son réseau.

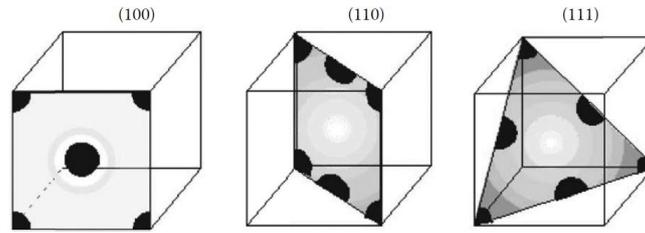


FIGURE 2.2 – Plans denses du réseau de type diamant [17].

2.1.2 Défauts cristallins

Un cristal parfait est défini comme celui qui ne contient aucun défaut dans son réseau : Il doit être exempt d'imperfections ponctuelles, linéaires ou planes. Ce modèle décrit un cas idéal et donc difficile à trouver dans la nature.

Selon leurs tailles et leurs orientations, Il existe un grand nombre de défauts cristallins. Nous allons nous intéresser, dans notre cas, aux défauts ponctuels qui se produisent à l'échelle d'un seul point du réseau. On distingue trois cas :

– **Les lacunes** : Une lacune correspond à un site atomique inoccupé dans le réseau cristallin. Malgré la déformation résultante de l'absence d'un atome, la stabilité du réseau permet une certaine continuité de l'arrangement (Figure 2.3(a)). Comme nous allons le voir plus tard, ces défauts vont jouer un rôle important dans les mécanismes de déplacements des atomes à longues distances comme la diffusion à l'état solide.

– **Les interstitiels** : Les interstitiels sont des atomes qui exploitent les espaces vides existants dans le réseau pour se positionner (Figure 2.3(b)). Si l'atome en question est issu du même élément chimique, on parle d'auto-interstitiels. Ces configurations sont généralement de haute énergie sauf si les atomes ont une taille moins importante.

– **L'atome en substitution** : Contrairement aux interstitiels, l'atome étranger qui s'insère en substitution va occuper un nœud du réseau cristallin (Figure

2.3(c)). Il doit impérativement se rapprocher de la taille des atomes de base pour minimiser la déformation qu'il va créer. C'est ces impuretés qui vont, entre autres, permettre le dopage des semi-conducteurs et l'augmentation du nombre de porteurs de charges.

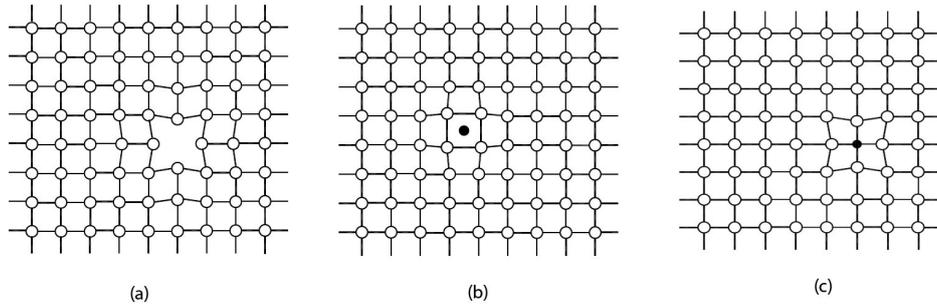


FIGURE 2.3 – Les types de défauts cristallins - (a) lacune - (b) interstitiel - (c) atome en substitution

2.2 La diffusion dans les solides

La diffusion est un phénomène de transfert de la matière résultant d'un gradient de concentration. Il permet d'homogénéiser la répartition des espèces chimiques, et par conséquent de contrôler la densité des porteurs majoritaires dans le cas d'un semi-conducteur. La première étape consiste à déposer une couche superficielle hautement concentrée sur la plaquette de silicium dans un palier de température de $900 - 1200^{\circ}C$ pour permettre aux impuretés de diffuser à l'intérieur du cristal selon les deux mécanismes **interstitiel et substitutionnel**. Dans notre cas, nous nous intéresseront au profil de diffusion final de l'émetteur qui sera influencé par plusieurs cycles thermiques qui étaient destinés à d'autres parties de la cellule comme la *BSF*.

2.2.1 Mécanismes de diffusion

Dans le cas de la diffusion par **insertion**, la continuité des site interstitiels permet aux impuretés relativement petites de se déplacer plus facilement dans le réseau ce qui équivaut à un coefficient de diffusion élevé (Figure 2.4(a)). Néanmoins, l'interaction entre les dopants et d'éventuelles espèces chimiques va créer des complexes qui vont freiner la progression du processus de transfert. Quant au cas de la diffusion par **substitution**, les impuretés se déplacent d'un site du réseau à un autre en se substituant aux positions de base des atomes (Figure 2.4(b)). À de basses températures, il est possible de trouver une faible quantité de lacunes, cependant, le plus grand nombre se crée à de hautes température lorsque les atomes de base se positionnent dans les emplacements interstitiels laissant derrière eux une place vacante (Figure 2.4(c)).

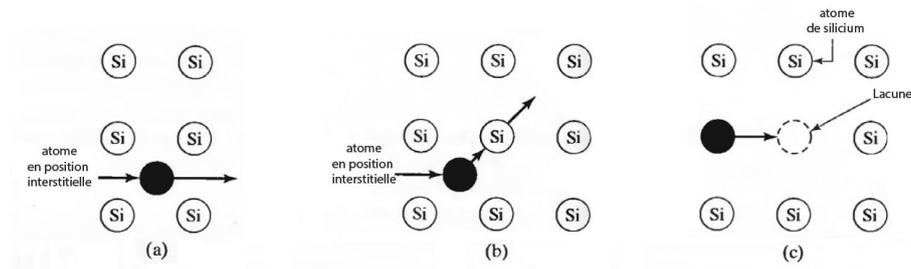


FIGURE 2.4 – Mécanismes de diffusion - (a) Interstitiel - (b) Auto-interstitiel - (c) Lacunaire [18].

2.2.2 La première loi de Fick

Le phénomène de diffusion n'est qu'une tentative du système de rétablir l'équilibre thermodynamique. Dans le cas du silicium, sous l'effet des hautes températures, le gradient de concentration va engendrer un flux de matière unidirectionnel : les impuretés, entraînées **uniquement** par l'énergie thermique, vont diffuser des

régions de hautes densités aux régions de faibles densités. Ceci se traduit mathématiquement par la première loi de Fick.

$$J_x = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (2.1)$$

Où J_x est le flux en $cm^{-2}s^{-1}$, N la densité des particules en cm^{-3} et D le coefficient de diffusion en cm^2s^{-1} . Pour des raisons de simplicité, D est considéré comme constant, ce qui n'est pas toujours valable dans le cas de hautes concentrations. Le signe négatif indique que le transfert de matière se fait dans le sens opposé du gradient de concentration.

2.2.3 La seconde loi de Fick

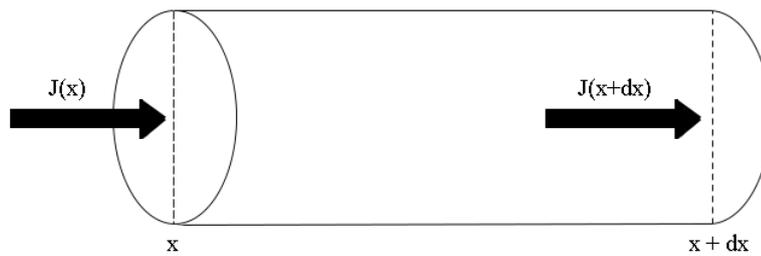


FIGURE 2.5 – Déplacement des atomes dans un volume infinitésimale.

Considérons un volume élémentaire $dV = Sdx$. Pendant un laps de temps dt , ce volume est traversé par une quantité d'atomes dN . En supposant que ce système est conservatif c-à-d qu'il n'y a ni génération ni perte de matière.

$$dN = [N(x, t + dt) - N(x, t)] S dx$$

En faisant un développement limité

$$dN = \frac{\partial N}{\partial t} S dx dt \quad (2.2)$$

De même, cette quantité d'atomes peut être exprimée comme étant la différence entre le flux entrant et le flux sortant à l'instant t .

$$dN = J(x, t)S.dt - J(x + dx, t)S.dt$$

Alors

$$dN = -\frac{\partial J}{\partial x}S.dx.dt \quad (2.3)$$

En faisant l'égalité entre l'équation 2.2 et 2.3 on obtient **l'équation de conservation** ci-dessous.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (2.4)$$

En combinant les équations 2.1 et 2.4, on obtient la seconde loi de Fick comme suit

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = 0 \quad (2.5)$$

2.3 Résolution des équations de diffusion

Selon les conditions aux limites et la condition initiale il est possible de trouver, pour des cas relativement simple, les solutions à l'équation de Fick.

2.3.1 Diffusion à partir d'une source constante

Le processus de dopage est alimentée par une source illimitée et elle est maintenue constante. La diffusion se fait d'abord en surface jusqu'à l'atteinte de la solubilité limite N_0 (étape de pré-dépôt) puis continue plus en profondeur dans le matériau (Figure 2.6(a)).

$$N(0, t) = N_0$$

A l'instant $t = 0$, en tout point du matériau

$$N(x, 0) = 0$$

À partir de ces conditions, il est possible de résoudre l'équation 2.5. La solution est de la forme :

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \quad (2.6)$$

2.3.2 Diffusion à partir d'une source limitée

Dans ce cas de figure, une quantité d'impuretés Q initialement présente en surface diffuse progressivement à l'intérieur du matériau. Afin de permettre aux dopants de se propager plus en profondeur, la concentration en surface va diminuer graduellement bien que la quantité totale (l'aire sous la courbe) reste constante (Figure 2.6(b)).

$$Q = \int_0^{\infty} N(x, t) dx \quad (2.7)$$

Le profil de diffusion est donné par :

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left(-\frac{x^2}{4Dt} \right) \quad (2.8)$$

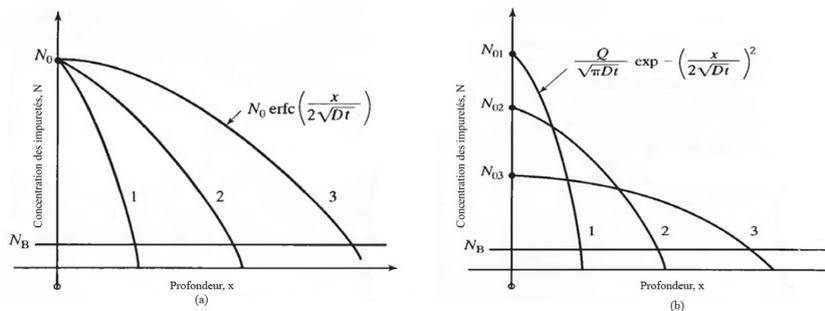


FIGURE 2.6 – Profils de concentration selon la source de diffusion - (a) Source constante - (b) Source limitée [18].

La création de la jonction P-N se fait par dépôt d'une couche de bore sur une plaquette de silicium initialement dopée en phosphore. Les charges des particules

étant diamétralement opposées, une neutralisation aura lieu dans les zones communes ce qui est parfaitement illustré par la superposition des courbes dans la figure 2.7.

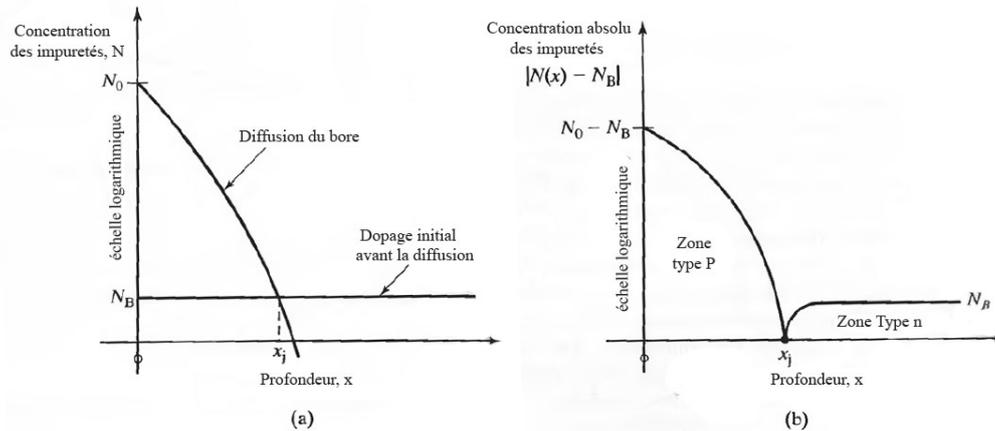


FIGURE 2.7 – Profils de diffusion de la jonction P-N [18].

2.3.3 Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion dépend fortement de la complexité du mécanisme (substitution ou insertion) ainsi que la nature chimique des impuretés introduites (Figure 2.8). De plus, il est directement lié à la température ; ceci est décrit par la relation d'Arrhénius.

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-\Delta H}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

Bien que les modèles théoriques présentent des écarts aux résultats expérimentaux, ils permettent d'arriver à de bonnes approximations qui peuvent s'avérer utile dans la pratique. Les valeurs de D_0 et ΔH sont donnée dans le tableau 2.1.

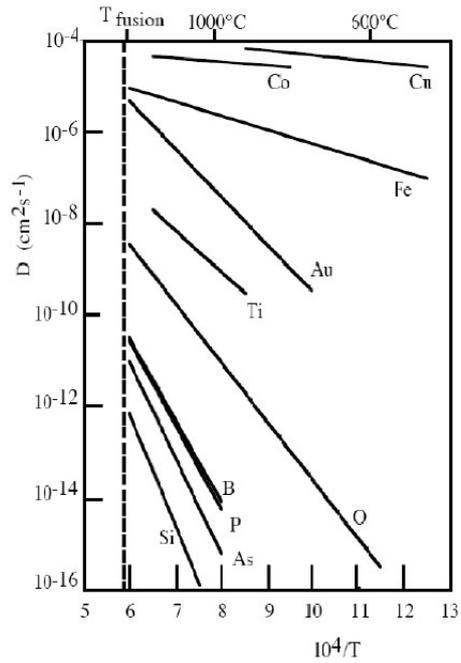


FIGURE 2.8 – Variation du coefficient de diffusion intrinsèque du silicium en fonction de la température pour différentes impuretés [19].

Éléments	D_0 (cm^2/s)	ΔH (eV)
B	10,5	3,69
Al	8,00	3,47
Ga	3,60	3,51
In	16,50	3,90
P	10,50	3,69
As	0,32	3,56
Al	5,60	3,95

Tableau 2.1 – Variation du coefficient de diffusion intrinsèque du silicium pour différentes impuretés [18].

Deuxième partie :
Expériences et résultats

Chapitre 3 :

Matériel et techniques
expérimentales

Chapitre 3

Matériel et techniques expérimentales

3.1 Traitement de surface des plaquettes

Les plaquettes de silicium monocristallin constituent le corps de la cellule solaire, il est donc primordial qu'elles remplissent certains critères de qualité bien avant le dopage. Elles passent par plusieurs procédés d'usinages, notamment le sciage à partir du lingot, qui laissent des traces de rayures et des contraintes mécaniques résiduelles qu'il faut éliminer par attaque chimique. Ce procédé est réparti en 2 étapes principales : un amincissement et un nettoyage par la méthode RCA.

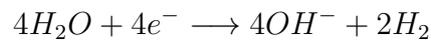
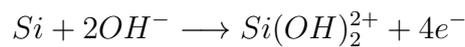
À l'aide d'un micromètre et d'une règle, on vérifie les dimensions des plaquettes étudiées.

- **Forme** : Circulaire
- **Épaisseur** : $350\mu\text{m}$
- **Diamètre** : 10cm
- **Type** : Monocristallin Cz
- **Dopage de base** : n

3.1.1 Amincissement

En premier lieu, le but de cette opération consiste à éliminer les défauts en surface qui se trouvent sous forme de rayures à l'échelle millimétrique, et sous forme de dislocations et micro-fissures à l'échelle micrométrique. Ces défauts peuvent se propager davantage et entraîner une déformation plastique ou la fracture du matériau lorsque la pièce est sollicitée par des contraintes mécaniques. De ce fait, cette attaque chimique va permettre, entre autres, l'obtention d'une pièce plus résistante et durable.

La vitesse d'amincissement dépend fortement de la température, la concentration des espèces chimiques et l'agitation dans le contenant[16]. Les solutions utilisées peuvent être acides : acide nitrique (HNO_3), acide fluorhydrique (HF), acide acétique (CH_3COOH) [20]. Dans notre cas, nous aurons recours à une solution basique qui, en plus d'amincir la plaquette de silicium, présente des avantages d'un point de vue économique, environnemental et sécuritaire. Les deux composés chimiques les plus utilisés sont l'hydroxyde de sodium ($NaOH$) et l'hydroxyde de potassium (KOH) [16].



La réaction totale est donc



On commence par la préparation d'une solution d'hydroxyde de potassium (KOH). Dans un bécher, on pèse le KOH solide puis on ajoute l'eau désionisée (30w/o)

[21]. Cette réaction étant exothermique, on constate un dégagement de chaleur qui fait augmenter la température du système. La solution est portée jusqu'à un intervalle de 80°C à 90°C [21]. Les plaquettes sont déposées dans une nacelle en polymère qu'on introduit dans la solution de KOH ; la réaction est maintenue pendant 15min. La vitesse d'attaque étant en moyenne de $1\mu m/min$, on obtient un amincissement total de $30\mu m$ ($15\mu m$ de chaque côté). Il est important de noter que la vitesse de réaction n'est pas constante le long du processus et qu'elle décroît au fur et à mesure que la solution s'appauvrit, rendant ainsi l'attaque de moins en moins efficace.

Un premier rinçage est effectué à l'eau désionisée (DI).

La nacelle est introduite cette fois-ci dans une solution d'acide chlorhydrique (HCl) pour neutraliser le pH des plaquettes.

Après un second rinçage à l'eau désionisée (DI), Il est important de vérifier que les plaquettes ont bien été réduites à la taille escomptée.

Les plaquettes sont ensuite séchées dans un Spin-dryer qui achèvera cette étape en faisant un séchage à l'azote et à l'air comprimé.

3.1.2 Nettoyage par la méthode RCA

Le nettoyage des plaquettes de silicium se fait par le procédé de la Radio Corporation of America (RCA) qui est réalisé en deux étapes :

RCA standard clean 1 (SC-I) : Utilisation d'une solution alcaline avec un

pH élevé dans le but d'éliminer, principalement, les résidus organiques ce qui permet d'exposer la surface aux réactions de décontamination.

En premier lieu, la plaquette est plongée pendant 10 minutes dans un bain à haute température (75°C et 80°C) composé : d'eau désionisée de haute pureté, d'hydroxyde d'ammonium NH_4OH (29w/o en NH_3) et de peroxyde d'hydrogène H_2O_2 (30%) [22]. Les ratios volumiques dans la solution sont comme suit : 5 H_2O | 1 H_2O_2 | 1 NH_4OH [22].

RCA standard clean 2 (SC-2) : Après rinçage à l'eau désionisée, on utilise une solution acide avec un pH faible afin d'éliminer les ions alcalins, les cations métalliques et le reste des impuretés. Les plaquettes de silicium sont introduites pendant 10 minutes dans un bain chauffé entre (75°C et 80°C) qui est composé : d'acide chlorhydrique HCl (37w/o) et de peroxyde d'hydrogène H_2O_2 (30%) [22]. Les ratios volumiques dans la solution sont comme suit : 6 H_2O | 1 H_2O_2 | 1 HCl [22].

Un dernier rinçage est effectué avec de l'eau désionisée (DI).

3.2 Diffusion du bore à l'état solide

3.2.1 Formation de l'émetteur par diffusion du bore

La formation de l'émetteur constitue l'une des étapes les plus importantes dans la fabrication de la cellule solaire photovoltaïque. L'apport en bore peut se faire par plusieurs sources : Tribromure de bore (BBr_3) liquide, le nitrure de bore (BN), bore en "spin-on", verre de borosilicate (BSG), etc [23]. Dans notre cas, nous allons avoir recours à une source solide riche en bore fournies par Filmtronics qui présente les avantages d'être non toxique, réutilisable, inerte et ininflammable [24].

On place les sources de bore solides avec les plaquettes de silicium, tous deux de forme circulaire, dans une nacelle en quartz. Les plaquettes doivent être déposées dans des positions précises, de sorte qu'elles ne soient pas directement exposées au dégagement thermique provoqué par la source de chaleur (Figure 3.1).

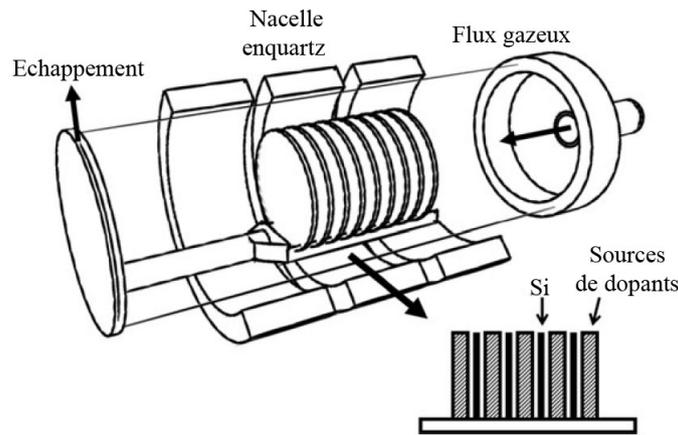


FIGURE 3.1 – Nacelle en quartz à l'intérieur du four et source solide de bore [24].

Après avoir chauffé le four à une température avoisinant les 400°C , On introduit la nacelle très lentement (5min) pour éviter le choc thermique. Le procédé de dopage a lieu dans un tube de quartz dans le four "Tempress system, Omega Junior 3".

	Ramp-up		Drive-in	
	Atmosphère	Traitements	Atmosphère	Traitements
T1	$N_2 : 2, 75\text{SLM}$	$400^{\circ}\text{C}-910^{\circ}\text{C}, 5^{\circ}\text{C}/\text{min}$	$N_2 : 3\text{SLM}$	$910^{\circ}\text{C}, 20\text{min}$
T2	$O_2 : 0, 75\text{SLM}$	$400^{\circ}\text{C}-920^{\circ}\text{C}, 5^{\circ}\text{C}/\text{min}$	$O_2 : 0\text{SLM}$	$920^{\circ}\text{C}, 20\text{min}$

Tableau 3.1 – Traitements de diffusion appliqués sur les plaquettes T1 et T2.

Dans une atmosphère ambiante légèrement oxydante, la diffusion se fera selon deux étapes. Premièrement, l'augmentation de la température (Ramp-up) de

400°C à la température de 910°C pour la plaquette **T1** et 920°C pour la plaquette **T2** avec une vitesse de 5°C/min. Les flux d'azote et d'oxygène sont maintenus constants, respectivement 2.75 *SLM* et 0.75 *SLM* (Tableau 3.1).

Une fois que la température atteint sa valeur maximale, la seconde étape consiste à la maintenir constante pendant 20 min (drive-in). Le flux d'oxygène est interrompu et celui de l'azote est accéléré à 3 *SLM*. Le bore diffuse à partir de la surface selon l'équation suivante



Finalement, on fait graduellement baisser la température jusqu'à ce qu'on arrive à 700°C, et on fait sortir la nacelle très lentement (5min) pour éviter le choc thermique (Figure 3.2).

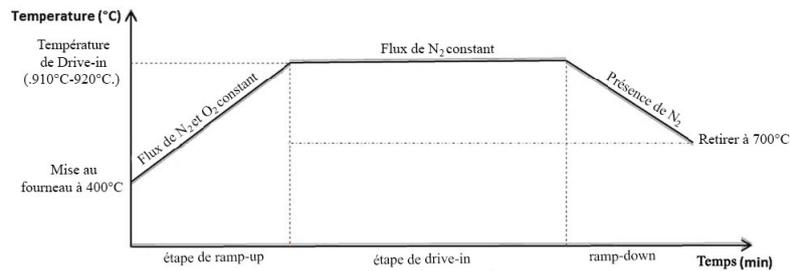
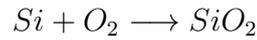
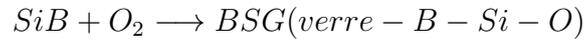
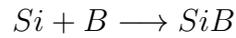


FIGURE 3.2 – Les différentes étapes du procédé de diffusion [23].

L'interaction du bore et du silicium en surface va entraîner l'apparition d'une couche de verre de borosilicate, d'une couche de silicate et d'une couche riche en bore (Boron Rich Layer) formée du précipité SiB_6 [25]. La dernière est inhomogène [26] et peut provoquer une baisse de la durée de vie des porteurs si elle dépasse

une certaine épaisseur [27].



La dernière étape consiste à éliminer la couche extérieure d'impuretés. Pour se faire, les plaquettes sont trempées dans un bain à 10% d'acide fluorhydrique (HF) afin d'éliminer le verre de borosilicate. Après cela, on poursuit avec des traitements successifs à l'acide nitrique (HNO_3) à hautes températures et à l'acide fluorhydrique à 10% jusqu'à ce que la surface devienne hydrophobe ce qui signifie que le précipité SiB_6 à été complètement éliminée [19].

3.2.2 Recuit et co-diffusion

1 ^{re} étape : La diffusion du Bore	
Plaquettes	Traitement thermique
T1	910°C/20 min
T2	920°C/20 min
2 ^e étape : Les recuits	
Échantillons	Traitement thermique
T2-1	920°C/20 min - 920°C/20 min
T2-2	920°C/20 min - 950°C/20 min
T2-3	920°C/20 min - 1000°C/20 min

Tableau 3.2 – Traitements thermiques effectués sur les 5 échantillons.

Afin d'étudier l'effet du cycle thermique de la création de la BSF en face arrière sur les caractéristiques de l'émetteur en face avant, nous allons d'abord déposer

l'émetteur par diffusion avec deux températures différentes sur deux plaquettes de silicium cristallin. La deuxième plaquette sera, par la suite, divisée en quatre échantillons. On garde un quart comme référence, les 3 autres vont subir un recuit sous azote à $920^{\circ}C$, $950^{\circ}C$ et $1000^{\circ}C$ pendant $20min$ (Tableau 3.2). Il n'y aura pas réellement de dépôt de la BSF ; ces traitements thermiques sont destinés à simuler ses effets sur l'émetteur qui est déjà déposé.

3.3 Techniques de caractérisation

3.3.1 Electrochemical Capacitance-Voltage

Nous allons à présent mesurer les profils de concentration des porteurs de charges actifs dans le semi-conducteur en utilisant la technique de profilage par ECV (Electrochemical Capacitance-Voltage). Les caractéristiques de l'équipement utilisé sont les suivantes :

- **Fabricant** : Nanometrics / Accent
- **Modèle** : PN 4300 PC
- **Type** : ECV Profiler
- **Configuration** : peut opérer à 220 240 V
- **Système d'exploitation** : Windows 10/8/7/XP

Cette technique combine un profilage C-V et un décapage électrochimique pour obtenir la variation de la concentration en fonction de la profondeur. La mesure se base sur la création d'une zone de déplétion entre le semi-conducteur et la solution électrolytique (barrière de Schottky) similaire à la zone de déplétion d'une jonction P-N, cette zone jouera le rôle d'un condensateur (Figure 3.4). La capacité électrique de celui-ci sera directement reliée au nombre de porteurs actifs dans le réseau. Le

forage en profondeur, quant à lui, se fait par le biais d'un procédé chimique de corrosion [28].



FIGURE 3.3 – ECV profiler PN4300PC, ACCENT

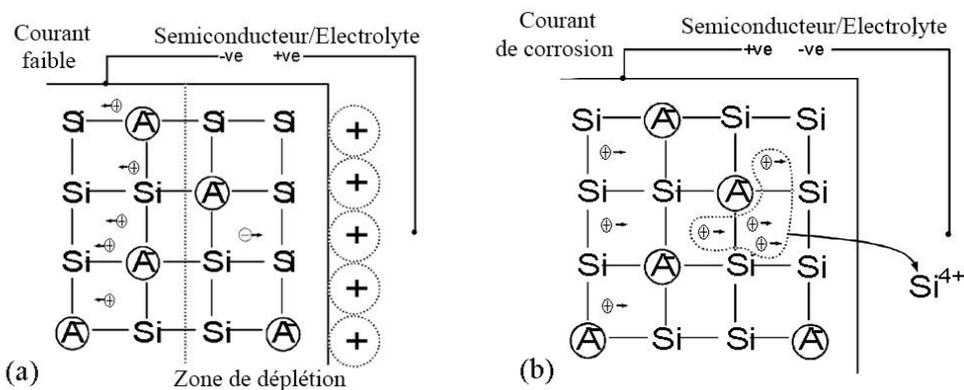


FIGURE 3.4 – (a) Création d'une zone de déplétion (branchement inverse) - (b) Forage de la cellule par corrosion électrochimique (branchement direct) [29].

3.3.2 Méthode des quatre pointes

En générale, la mesure de la résistance se fait par un multimètre. Cependant, Dans certains cas, cette méthode est inefficace en raison de la résistance des fils,

des électrodes et du contact avec le semi-conducteur. Ainsi, nous avons recours à une méthode plus adéquate : la technique des quatre pointes. Les électrodes de l'appareil [CMT-SR2000N, Chang-Min Co, Ltd, 2000], dont l'extrémité est de forme conique, sont pressées verticalement sur la plaquette. Les quatre pointes fabriquées en tungstène ou en aciers rapides sont équidistantes et en parfaite linéarité. Lorsqu'un courant est appliqué entre les deux électrodes extérieures ((1) et (4)), la différence de potentiel générée entre les deux électrode intérieur ((2) et (3)) est mesurée à l'aide d'un voltmètre (Figure 3.5). A partir de là, la résistivité est déduite par un simple calcul.

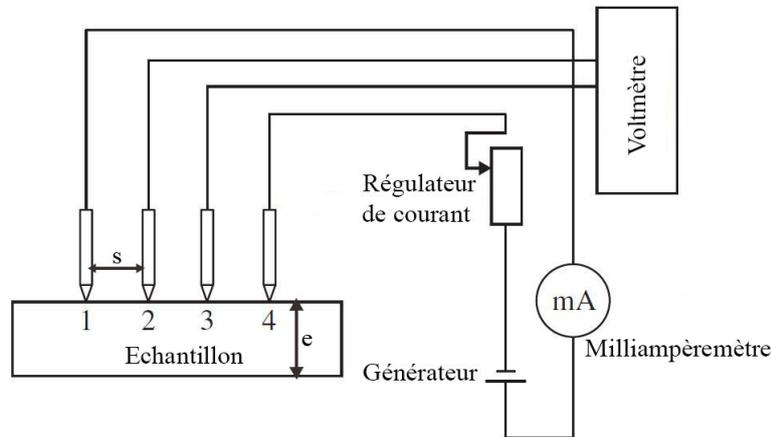


FIGURE 3.5 – Mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes [6].

Soit e l'épaisseur et s la distance entre les électrodes. Dans le cas des objets bidimensionnels où $s \gg e$, la résistivité est donné par :

$$\rho = \frac{\pi e}{\ln 2} \times \frac{V}{I}$$

D'où la résistance carrée

$$R_s = \frac{\rho}{e} = \frac{\pi}{\ln 2} \times \frac{V}{I} = 4,53 \times \frac{V}{I}$$

3.3.3 Simulation par PC1D

Avec le grand boom qu'a connu le secteur de l'énergie solaire photovoltaïque, des méthodes innovantes ont vu le jour dans le but d'améliorer la praticabilité et la précision des résultats ; La simulation numérique est l'une d'entre elles [30]. Constituant un complément important aux techniques expérimentales, le recours à certains programmes de simulation est devenu primordial. D'après la littérature scientifique, que ce soit dans l'enseignement, l'ingénierie ou la recherche, le logiciel PC1D pour "Personal Computer One Dimension" est considéré comme le plus complet et le plus performant dans l'étude des cellules solaires photovoltaïques [31]. La première version a été commercialisée en 1985. Depuis, cinq autres versions ont vu le jour avec de meilleures fonctionnalités. Le programme continue à être développé et mis à jour dans des versions non officielles par l'équipe de Halvard Haug de l'Institute for Energy Technology (IFE), en Norvège [32]. Dans l'étude que nous allons effectuer, nous utiliserons la version PC1Dmod Ver.6.2, éditée en Décembre 2016. Ce programme open source doté d'une interface graphique intuitive utilise la méthode des éléments finis pour résoudre un système de cinq équations différentielles couplées : génération et recombinaison des porteurs de charges (équations 1.52 et 1.53), densité de courant (Équations 1.38 et 1.39) et finalement l'équation de poisson (Tableau 3.3) [30],[31]. Nous allons d'abord avoir recours au simulateur en ligne "PV Lighthouse" pour l'interpolation des courbes de concentrations du bore et le calcul de la densité de courant de saturation. En introduisant ces profils de diffusion qui sont le résultat des différents traitements thermique, PC1D nous permet de calculer le reste des paramètres électriques de notre cellule : courant et tension caractéristique, puissance générée, etc.

	Équations du PC1D
Densité de courant	$J_n = ne\mu_n E + eD_n \nabla n$
	$J_p = pe\mu_p E + eD_p \nabla p$
Génération et recombinaison des porteurs de charges	$\frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} = r - g$
	$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} = -(r - g)$
Équation de Poisson	$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon}$

Tableau 3.3 – Système d'équations sur lequel se base le PC1D [30].

Chapitre 4 :

Présentation et interprétation des résultats

Chapitre 4

Présentation et interprétation des résultats

4.1 Profilage par ECV et interpolation mathématique

Dans cette section, nous allons présenter les profils de concentration du bore actif obtenus par la méthode de caractérisation par ECV. Par la suite, nous utiliserons ces valeurs numériques pour faire une interpolation mathématique sous la forme d'une superposition de fonctions Gaussienne et erreur complémentaire (équations 2.6 et 2.8). Ces approximations nous permettront, grâce à un simulateur, de déterminer les paramètres électriques de la jonction.

4.1.1 Première étape : la diffusion du bore

Le tableau 4.1 présente la concentration du bore en fonction de la profondeur pour les deux plaquettes **T1** et **T2** traitées respectivement à **910°C** et **920°C**.

On constate que la concentration surfacique et la hauteur du pique de **T2** ($1,4 \times 10^{20} \text{atm/cm}^3$, $1,4 \times 10^{20} \text{atm/cm}^3$) sont supérieures à celles de **T1** ($1,17 \times 10^{20} \text{atm/cm}^3$, $1,23 \times 10^{20} \text{atm/cm}^3$). De même pour la profondeur qui est de $0,39 \mu\text{m}$ pour **T2** contre $0,35 \mu\text{m}$ pour **T1**.

T1		T2	
μm	Atm/cm ³	μm	Atm/cm ³
0,003	1,17E+20	0	1,4E+20
0,013	1,22E+20	0,01	1,3917E+20
0,023	1,23E+20	0,02	1,3673E+20
0,033	1,18E+20	0,03	1,3274E+20
0,043	1,15E+20	0,04	1,2735E+20
0,053	1,10E+20	0,05	1,2075E+20
0,063	1,03E+20	0,06	1,1314E+20
0,073	9,59E+19	0,07	1,0476E+20
0,084	8,71E+19	0,08	9,5865E+19
0,094	8,12E+19	0,09	8,6691E+19
0,104	7,46E+19	0,1	7,7473E+19
0,114	6,98E+19	0,11	6,842E+19
0,124	6,41E+19	0,12	5,9714E+19
0,134	5,74E+19	0,13	5,1503E+19
0,144	5,25E+19	0,14	4,3898E+19
0,155	4,77E+19	0,15	3,6976E+19
0,165	4,35E+19	0,16	3,078E+19
0,175	3,96E+19	0,18	2,0583E+19
0,185	3,57E+19	0,19	1,6536E+19
0,196	3,24E+19	0,2	1,3128E+19
0,206	2,96E+19	0,21	1,03E+19
0,216	2,64E+19	0,22	7,9864E+18
0,226	2,36E+19	0,24	4,6337E+18
0,237	2,09E+19	0,26	2,5642E+18
0,247	1,84E+19	0,27	1,8739E+18
0,258	1,60E+19	0,29	9,6591E+17
0,268	1,36E+19	0,3	6,8127E+17
0,279	1,14E+19	0,31	4,7485E+17
0,29	9,25E+18	0,32	3,2709E+17
0,301	7,26E+18	0,34	1,4978E+17
0,312	5,36E+18	0,35	9,9572E+16
0,325	3,79E+18	0,37	4,247E+16
0,338	2,64E+18	0,38	2,7249E+16
0,353	1,88E+18	0,39	1,7277E+16

Tableau 4.1 – Profils de concentration obtenus à partir des deux plaquettes T1 et T2

Cette différence est due principalement au fait qu'une température plus élevée va permettre de repousser la limite de solubilité de la surface et donc augmenter la quantité absorbée par le matériau qui est en contact permanent avec la source so-

lide. Cela va se traduire par des amplitudes de concentration plus grandes (concentration surfacique, amplitude du pique) et des profondeurs plus importantes en raison de l'augmentation de la diffusivité qui est directement proportionnelle à la température.

4.1.2 Seconde étape : le recuit

Le tableau 4.2 présente la concentration du bore en fonction de la profondeur pour les trois échantillons, issus de la seconde plaquette, qui ont subit trois recuits différents. Dans ce cas, On observe que plus la température du recuit est élevée plus la concentration surfacique et la hauteur du pique sont basses. Elles sont de ($3,48 \times 10^{19} \text{atm/cm}^3$, $3,62 \times 10^{19} \text{atm/cm}^3$) pour **920°C**, ($1,95 \times 10^{19} \text{atm/cm}^3$, $2,11 \times 10^{19} \text{atm/cm}^3$) pour **950°C**, ($1,23 \times 10^{19} \text{atm/cm}^3$ et $1,59 \times 10^{20} \text{atm/cm}^3$) pour **1000°C**. Au contraire, la profondeur quant à elle continue d'augmenter avec la température : $0,58 \mu\text{m}$ pour **920°C**, $0,65 \mu\text{m}$ pour **950°C** et $0,75 \mu\text{m}$ pour **1000°C**.

Ce recuit à été effectué sous atmosphère de diazote sans aucune source de dopants. La quantité totale de bore reste donc inchangée à l'intérieur du matériau. L'augmentation de la température va entraîner la dispersion des atomes de bore qui vont occuper un plus grand espace dans le réseau cristallin, à l'image d'un gaz qui se dilate pour occuper un plus grand volume. Cela veut dire concrètement que les atomes des régions les plus denses, c'est à dire près de la surface, vont migrer vers l'intérieur atteignant des régions plus profondes.

T2-1		T2-2		T2-3	
μm	Atm/cm ³	μm	Atm/cm ³	μm	Atm/cm ³
0	3,48E+19	0	1,95E+19	0	1,23E+19
0,01	3,58E+19	0,01	1,96E+19	0,01	1,33E+19
0,02	3,62E+19	0,03	1,95E+19	0,02	1,41E+19
0,04	3,36E+19	0,04	2,02E+19	0,03	1,44E+19
0,06	3,54E+19	0,06	1,99E+19	0,04	1,47E+19
0,08	3,38E+19	0,07	2,00E+19	0,1	1,54E+19
0,09	3,27E+19	0,08	2,03E+19	0,11	1,58E+19
0,1	3,24E+19	0,09	2,05E+19	0,12	1,51E+19
0,12	3,32E+19	0,1	2,09E+19	0,14	1,49E+19
0,14	3,16E+19	0,12	2,11E+19	0,15	1,56E+19
0,15	2,97E+19	0,15	2,10E+19	0,16	1,59E+19
0,16	2,89E+19	0,16	1,96E+19	0,17	1,54E+19
0,18	2,78E+19	0,18	1,94E+19	0,19	1,48E+19
0,2	2,62E+19	0,19	1,91E+19	0,23	1,46E+19
0,22	2,41E+19	0,2	1,87E+19	0,24	1,43E+19
0,24	2,26E+19	0,22	1,81E+19	0,25	1,42E+19
0,25	2,21E+19	0,23	1,78E+19	0,26	1,40E+19
0,26	2,04E+19	0,25	1,70E+19	0,31	1,34E+19
0,27	1,93E+19	0,26	1,66E+19	0,32	1,25E+19
0,28	1,91E+19	0,27	1,62E+19	0,33	1,24E+19
0,3	1,57E+19	0,29	1,60E+19	0,34	1,22E+19
0,32	1,38E+19	0,3	1,54E+19	0,35	1,16E+19
0,33	1,23E+19	0,32	1,41E+19	0,37	1,12E+19
0,34	1,15E+19	0,33	1,34E+19	0,38	1,04E+19
0,35	1,02E+19	0,35	1,21E+19	0,4	9,60E+18
0,36	8,62E+18	0,36	1,13E+19	0,42	9,27E+18
0,38	6,44E+18	0,37	1,06E+19	0,43	8,82E+18
0,4	4,36E+18	0,38	9,98E+18	0,44	8,08E+18
0,42	2,87E+18	0,39	9,21E+18	0,45	7,57E+18
0,44	1,25E+18	0,4	8,58E+18	0,47	7,17E+18
0,45	1,23E+18	0,41	7,97E+18	0,49	6,12E+18
0,46	1,38E+18	0,43	6,52E+18	0,5	5,69E+18
0,48	1,61E+17	0,46	4,57E+18	0,53	4,65E+18
0,49	6,99E+16	0,5	2,30E+18	0,55	3,83E+18
0,5	9,58E+15	0,51	1,83E+18	0,58	2,64E+18
0,52	1,22E+16	0,54	7,78E+17	0,6	2,14E+18
0,54	9,31E+15	0,55	5,38E+17	0,61	1,85E+18
0,55	5,82E+15	0,57	3,18E+17	0,65	9,48E+17
0,56	6,58E+15	0,64	1,04E+17	0,68	6,17E+17
0,58	7,43E+15	0,65	4,98E+16	0,75	1,91E+17

Tableau 4.2 – Profils de concentration des échantillons T2-1, T2-2 et T2-3

4.1.3 Interpolation mathématique

En règle générale, les courbes de concentration en fonction de la profondeur peuvent être modélisées mathématiquement selon le mode de diffusion (section 2.3) : Elles sont généralement interpolées sous la forme d'une somme de fonctions Gaussiennes et erreur complémentaire. Comme pour tous les phénomènes physiques, le fait de mathématiser le problème et de le réduire à une série d'équations est la partie la plus importante dans sa résolution. Suite à ça, il devient facile de faire des prédictions par un calcul manuel ou une simulation numérique. Les résultats obtenus grâce au simulateur en ligne **EDNA2** sont présentés dans les tableaux 4.3 et 4.4.

Plaquettes	Paramètres de l'équation			
	Fonction	Hauteur du pique	Position du pique	Largeur de la cloche
T1	Gaussienne	$1,2 \times 10^{20}$	0	0,17
T2	Gaussienne	$1,4 \times 10^{20}$	0	0,14

Tableau 4.3 – Interpolations mathématiques des profils des deux plaquettes T1 et T2 obtenues à partir de l'EDNA2

La simulation se fait grâce à une interface graphique qui permet de varier la hauteur et la position du pique ainsi que la largeur de la cloche jusqu'à l'obtention de la meilleure approximation (Figure 4.1, 4.2).

Échantillons	Paramètres de l'équation			
	Fonction	Hauteur du pique	Position du pique	Largeur de la cloche
T2-1	Gaussienne	$3,64 \times 10^{19}$	0	0,1
	Gaussienne	$2,75 \times 10^{19}$	0,17	0,1
	ERFC	$2,75 \times 10^{19}$	0,31	0,1
T2-2	Gaussienne	$2,2 \times 10^{19}$	0,14	0,2
	ERFC	7×10^{18}	0,35	0,14
T2-3	Gaussienne	$1,6 \times 10^{19}$	0,125	0,225
	ERFC	$7,8 \times 10^{18}$	0,42	0,21

Tableau 4.4 – Interpolations mathématiques des profils des échantillons T2-1, T2-2 et T2-3 obtenues à partir de l'EDNA2

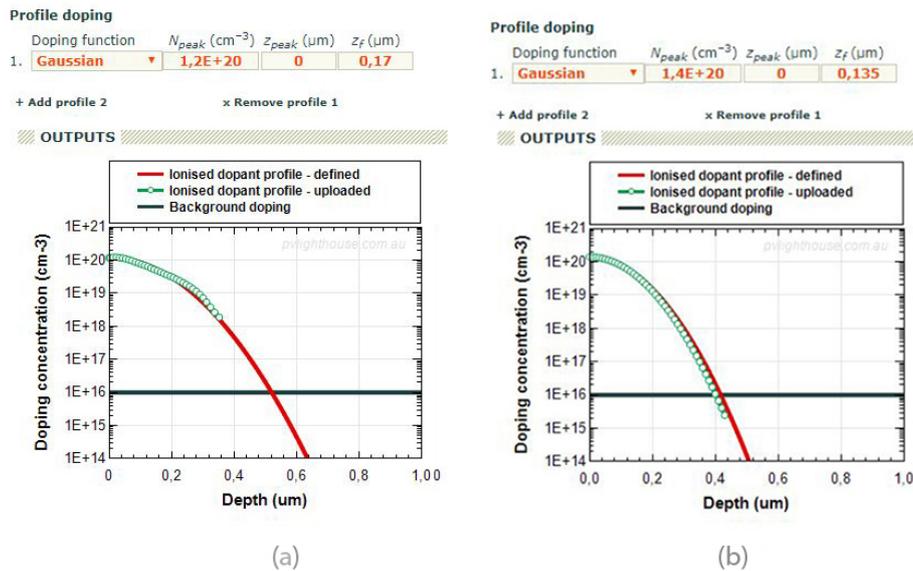
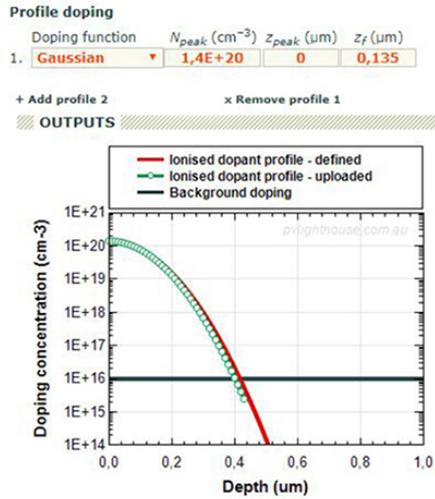
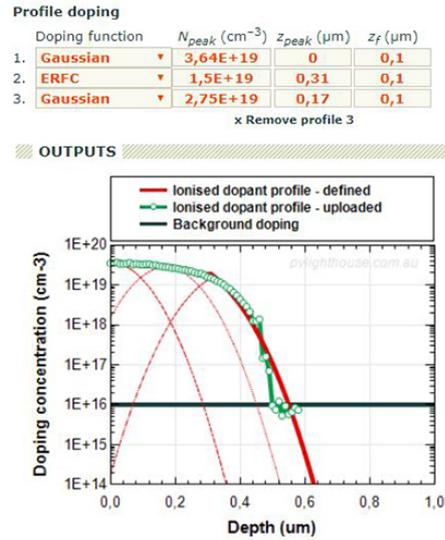


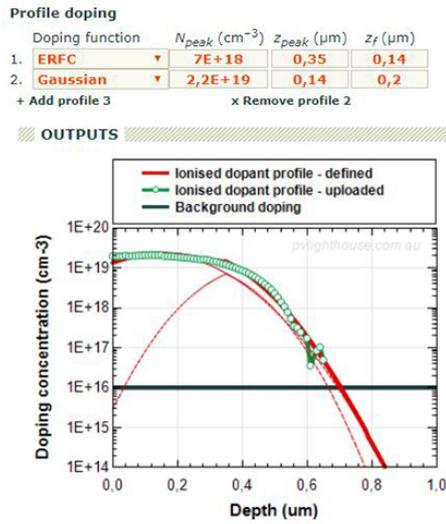
FIGURE 4.1 – Interpolations mathématiques des profils de diffusion des deux plaquettes T1 et T2



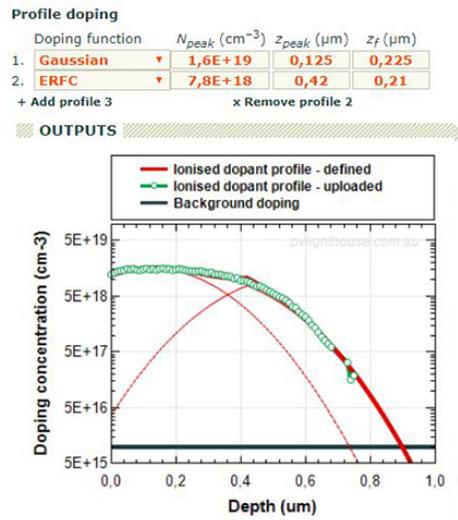
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 4.2 – Interpolations mathématiques des profils de diffusion des échantillons - (a) T2 - (b) T2-1 - (c) T2-2 - (d) T2-3

4.2 Propriétés électriques

4.2.1 Densité de courant de saturation de l'émetteur

Le tableau 4.5 présente les valeurs de la densité du courant de saturation qui ont été obtenues par le simulateur en ligne **EDNA2** pour les plaquettes T1 et T2.

On constate que la valeur de J_{0E} passe de 51,1 fA/cm² pour **T1** à 47,8 fA/cm² pour **T2**. Comme l'indique l'équation 1.60 cette diminution est due à l'augmentation du nombre d'accepteurs sans pour autant altérer la longueur de diffusion.

Plaquettes	N_0 (<i>atm/cm³</i>)	x_j (<i>μm</i>)	J_{0E} (fA/cm ²)
T1	$1,17 \times 10^{20}$	0,35	51,1
T2	$1,4 \times 10^{20}$	0,4	47,8

Tableau 4.5 – Valeurs de J_{0E} obtenues pour les plaquettes T1 et T2

Le tableau 4.6 présente les valeurs de la densité du courant de saturation qui ont été obtenu par le simulateur en ligne **EDNA2** suite aux différents recuits appliqués aux échantillons **T2-1**, **T2-2** et **T2-3** issus de la deuxième plaquette **T2**.

Échantillons	N_0 (<i>atm/cm³</i>)	x_j (<i>μm</i>)	J_{0E} (fA/cm ²)
T2-1	$3,48 \times 10^{19}$	0,58	36
T2-2	$1,95 \times 10^{19}$	0,65	29,8
T2-3	$1,23 \times 10^{19}$	0,75	26,2

Tableau 4.6 – Valeurs de J_{0E} obtenues pour les échantillons T2-1, T2-2 et T2-3

De même, après le recuit, on constate que la valeur de J_{0E} diminue de 36 fA/cm² pour **T2-1** à 26,2 fA/cm² pour **T2-3** en passant par 29,8 fA/cm² pour **T2-2**.

T2-2 (Figure 4.3). Cependant, la quantité totale du bore étant constante, la variation ne peut résulter d'une augmentation du nombre d'accepteurs. Comme il est indiqué dans l'équation 1.60, la diminution est due, cette fois-ci, à l'augmentation de la longueur de diffusion. En effet, une seconde étape de recuit va entraîner l'éloignement des atomes les uns par rapport aux autres et donc l'espacement du réseau cristallin. Les électrons seront ainsi moins sujets aux collisions qui sont responsables de la diminution de leur longueur de diffusion.

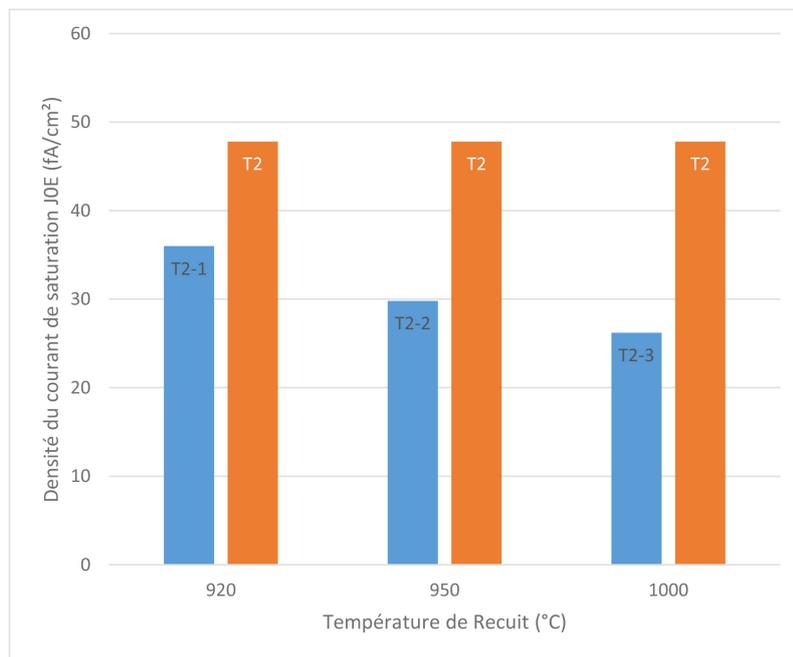


FIGURE 4.3 – Variation du courant de saturation pour T2-1, T2-2 et T2-3

Les modèles physique utilisés dans le simulateur sont résumés dans le tableau 4.7.

Modèles de recombinaison	Recombinaison radiative	Modèle de Trupke
	Recombinaison d'Auger	Modèle de Richter
	Recombinaison SRH	$S_{n0} = S_{p0}$ ($10^4 cm/s$)
Espace de la bande interdite	Modèle de Schenk	
Modèle statistique des porteurs de charges	Statistique de Fermi-Dirac	
Charge surfacique (cm^{-2})	-4×10^{12}	
Durée de vie τ (μs)	1000	

Tableau 4.7 – Paramètres d'entrée de l'EDNA2 [33].

4.2.2 La résistance carrée

Le tableau 4.8 présente les valeurs de la résistance carrée mesurées par la méthode des quatre pointes pour les plaquettes **T1** et **T2**.

Plaquettes	N_0 (atm/cm^3)	x_j (μm)	Résistance carrée R_s (Ω/sq)
T1	$1,17 \times 10^{20}$	0,35	36
T2	$1,4 \times 10^{20}$	0,4	33

Tableau 4.8 – Valeurs de R_s obtenues pour les plaquettes T1 et T2

On observe que la valeur de R_s passe de ($36\Omega/sq$) pour **T1** à ($33\Omega/sq$) pour **T2**. Comme l'indique l'équation 1.68, cette diminution est due à l'augmentation du nombre de porteurs de charges dans le matériau. Ceci va entraîner une hausse de la mobilité qui est inversement proportionnelle à la résistance carrée.

Après le recuit, on constate que la valeur de R_s augmente légèrement de ($49\Omega/sq$) pour une température de 920°C à ($56\Omega/sq$) pour 950°C . Par la suite, on observe une diminution tout au long de l'intervalle atteignant ($40\Omega/sq$) pour 1000°C (Figure 4.4). La baisse à partir du recuit **T2-2** est due, premièrement, à la redistribution du profil en profondeur qui va conduire à l'espacement des atomes. Selon l'équation 1.68, plus la densité des donneurs est faible plus grande est la mobilité. Deuxièmement, le traitement thermique permet d'activer électriquement certains atomes de bore en les faisant passer des sites interstitiels aux sites substitutionnels. ils vont, ainsi, participer à la conduction du courant et la réduction de la résistance électrique.

Échantillons	N_0 (atm/cm^3)	x_j (μm)	Résistance carrée R_s (Ω/sq)
T2-1	$3,48 \times 10^{19}$	0,58	49
T2-2	$1,95 \times 10^{19}$	0,65	56
T2-3	$1,23 \times 10^{19}$	0,75	40

Tableau 4.9 – Valeurs de R_s obtenues pour T2-1, T2-2 et T2-3

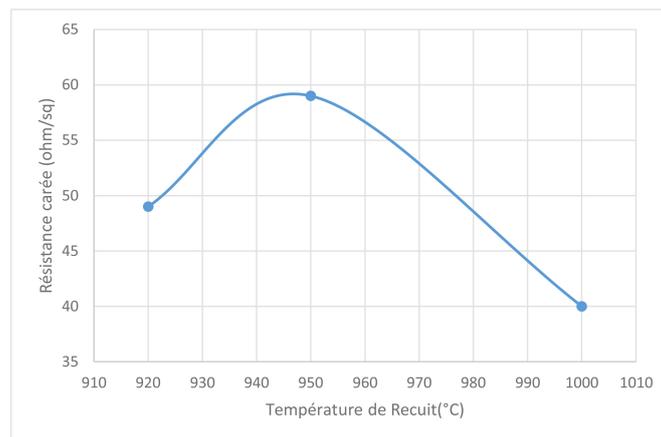


FIGURE 4.4 – Variation de la résistance carrée pour T2-1, T2-2 et T2-3

4.2.3 Caractérisation I-V sous illumination

Les paramètres de sortie de la caractérisation I-V sous illumination, obtenus par simulation sur PC1D, sont résumées dans les tableaux 4.10 et 4.11. Les résultats présentés sont ceux des deux plaquettes **T1** et **T2** ainsi que les échantillons **T2-1**, **T2-2** et **T2-3**.

Plaquettes	J_{0E} (fA/cm ²)	V_{OC} (mV)	I_{SC} (A)	FF (%)	η (%)
T1	51,1	676	2,319	83,99	16,77
T2	47,8	678	2,321	84,08	16,85

Tableau 4.10 – Paramètres électriques obtenus pour les plaquettes T1 et T2

Échantillons	J_{0E} (fA/cm ²)	V_{OC} (mV)	I_{SC} (A)	FF (%)	η (%)
T2	47,8	678	2,321	84,08	16,85
T2-1	36	681	2,327	84,02	16,96
T2-2	29,8	684	2,329	83,91	17,02
T2-3	26,2	690	2,329	83,46	17,10

Tableau 4.11 – Paramètres électriques obtenus pour les échantillons T2-1, T2-2 et T2-3

On observe que, le courant de saturation J_{0E} est proportionnellement inverse avec le courant de court-circuit I_{SC} , la tension en circuit ouvert V_{OC} et le rendement η .

Comme le montre l'équation 1.64, il y'a une relation inverse entre la densité du courant de saturation et la tension en circuit ouvert. D'autre part, le courant total de sortie est calculé par la différence entre le courant photo-généré et le courant

de recombinaison qui est en corrélation direct avec le courant de saturation. Par conséquent, Les valeurs de ces deux paramètres augmentent lorsque le courant de saturation devient de plus en plus faible. Il est donc logique que le rendement de conversion devienne de plus en plus important.

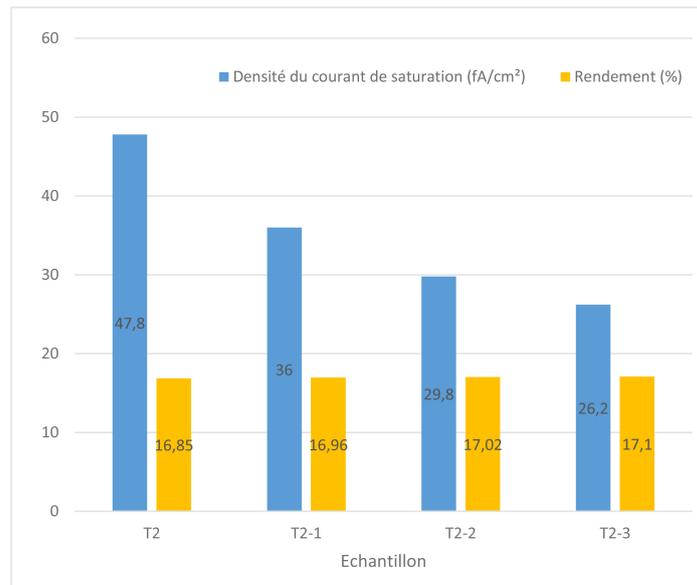


FIGURE 4.5 – Variation du rendement et du courant de saturation pour les trois échantillons T2-1, T2-2 et T2-3

Surface (cm^2)	78,54	
Texturisation [34]	Angle ($^\circ$)	54,74
	Profondeur (μm)	3
Couche anti-reflet sur face avant [35]	Index	2,289
	Profondeur (nm)	27,304
La profondeur (μm)	320	
Durée de vie (μs) [33]	1000	
Tension appliquée	$-0,8V \rightarrow 0,8V$	
Excitation	Intensité (W/cm^2)	0,1
	Spectre	AM1.5G

Tableau 4.12 – Paramètres d’entrée du PC1D

Les paramètres pratiques du simulateur sont résumés dans le tableau 4.12

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le but de ce mémoire est d'évaluer l'effet du traitement thermique de la formation de la couche n+ en face arrière sur les paramètres électriques d'une cellule solaire qui dépendent fortement de la couche p+ en face avant.

Nous avons commencé par déposer l'émetteur par diffusion, avec deux températures différentes (910°C et 920°C), sur deux plaquettes de silicium cristallin. Par la suite, la deuxième plaquette a été divisée en quatre échantillons. L'un d'entre eux a été gardé comme référence, les 3 autres ont subi un recuit sous azote à 920°C, 950°C et 1000°C pendant 20min. Après la diffusion, les profils de concentration caractérisés par ECV ont été interpolés sous la forme d'une somme de fonctions Gaussienne et erreur complémentaire. Ces équations ont servi à faire une simulation numérique du comportement électrique de la cellule solaire.

Après la première étape de diffusion, nous avons observé que la plaquette traitée à une plus haute température **T2** ayant une plus haute teneur en bore contenait un nombre plus important d'accepteurs. Cela a résulté en une densité de courant de saturation et une résistance carrée plus basses impliquant un rendement de conversion de 16,85% contre 16,77% pour **T1**. La seconde étape de recuit va entraîner l'éloignement des atomes les uns par rapport aux autres et la redistribution du profil en profondeur provoquant un espacement du réseau cristallin proportionnel aux températures du traitement thermique ; Les électrons seront ainsi moins sujets aux collisions. Le recuit a aussi permis d'activer électriquement certains atomes de bore en les faisant passer des sites interstitiels aux sites substitutionnels. Tous ces changements vont amener, comme lors de la première étape, à des courants de saturation et des résistances carrées plus faibles, des puissance de sorties plus importantes et donc un rendement plus élevé (17,1% pour 1000°C).

En perspective, l'expérience pourrait être réalisée pour différents temps de Drive-in pendant la diffusion et la co-diffusion. Plausiblement, l'augmentation du temps de maintien devrait avoir le même effet que l'augmentation de la température, et cela en amplifiant le transfert de matière à l'intérieur du matériau. D'autre part, La BSF n'a pas été réalisée, seul l'effet de son cycle thermique sur la cellule a été étudié. un réel dépôt permettrait assurément une réduction des recombinaisons et donc des résultats plus concluants. Aussi, plusieurs autres paramètres pourraient être optimisés afin d'obtenir un meilleur rendement, à titre d'exemple : la vitesse de ramp-up ; la texturisation de la surface pour une meilleure absorption de la lumière ; diminution de la résistivité des métallisations pour améliorer la conductivité.

Bibliographie

- [1] KABAT, Pavel. EGERTON, Paul. BADDOUR, Omar. PATERSON, Laura. NULLIS, Clare. CASTONGUAY, Sylvie. WALSH, Melissa. United In Science [en ligne]. Genève : The World Meteorological Organization, 2019. [consulté le 15 juin 2020].
- [2] MASSON-DELMOTTE, Valérie. ZHAI, Panmao. PORTNER, Hans-Otto. ROBERTS, Debra. SKEA, Jim. SHUKLA, Priyadarshi R. PIRANI, Anna. WILFRAN, Moufouma-Okia. PEAN, Clotilde. PIDCOCK, Roz. CONNORS, Sarah. MATTHEWS, J. B. Robin. CHAN, Yang. ZHOU, Xiao. GOMIS, Melissa I. LONNOY, Elisabeth. MAYCOCK, Tom. TIGNOR, Melinda. WATERFIELD, Tim. Global Warming of 1,5°C [en ligne]. Genève : IPCC, 2018. [consulté le 15 juin 2020].
- [3] Organisation des Nations unies. Report of the Secretary-General on the 2019 Action Climate Summit and the Wayforward in 2020 [en ligne]. New York : Organisation des Nations unies, 2019. [consulté le 15 juin 2020].
- [4] LAZARD. Lazard's Levelized Cost of Energy Analysis [en ligne]. Vol.13. [consulté le 15 juin 2020].
- [5] British Petroleum. BP Statistical Review of World Energy [en ligne]. Londres : BP p.l.c, 2019. [consulté le 01 juin 2020].

- [6] WANG, Guangyu. Technology, Manufacturing and Grid Connection of Photovoltaic Solar Cells [en ligne]. Fusionopolis : John Wiley & Sons, Ltd, 2018. Format PDF. [consulté le 16 mars 2020].
- [7] ASTIER, Stéphan. Conversion photovoltaïque : du rayonnement solaire à la cellule. Techniques de l'ingénieur Composants optoélectroniques [en ligne]. 2008, Vol.TIB451DUO, N°D3935. [consulté le 15 mars 2020]
- [8] LUQUE, Antonio. HEGEDUS, Steven. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering [en ligne]. 2^eédition. West Sussex : John Wiley & Sons, Ltd, 2010. Format PDF. [consulté le 15 mars 2020].
- [9] SZE, Simon M. LEE, Ming-Kwei. Semiconductor Devices : Physics and Technology [en ligne]. 3^eédition. New York : John Wiley & Sons, Inc, 2012. Format PDF. [consulté le 18 mars 2020].
- [10] MATHIEU, Henry. FANET, Hervé. Physique des semiconducteurs et des composants électroniques [en ligne]. 6^eédition. Paris : Dunod, 2009. Format PDF. [consulté le 16 mars 2020].
- [11] PIZZINI, Sergio. Advanced Silicon Materials for Photovoltaic Applications [en ligne]. West Sussex : John Wiley & Sons, Ltd, 2012. Format PDF. [consulté le 18 mars 2020].
- [12] PIERRET, Robert F. Modular Series on Solid State Devices : Advanced Semiconductor Fundamentals, Volume 6 [en ligne]. 1^{re}édition. Lafayette : Addison-Wesley Longman, Inc, 1987. Format PDF. [consulté le 18 mars 2020].
- [13] LOURS, Philippe. BAILLON, Fabien. Au coeur des matériaux cristallins [en ligne]. Albi : IMT, École des Mines , 20p. [consulté le 19 mars 2020].
- [14] SMETS, Arno HM. JAGER, Klaus. OLINDO, Isabella. VAN SWAAIJ, René ACMM. ZEMAN, Miro. Solar energy : The physics and engineering of pho-

- tovoltaic conversion, technologies and systems [en ligne]. Cambridge : UIT Cambridge, 2016. Format PDF. [consulté le 25 mars 2020].
- [15] MERTENS, Konrad. Photovoltaics : Fundamentals, Technology and Practice [en ligne]. 1^{re}édition. Munich : John Wiley & Sons, Ltd, 2014. Format PDF. [consulté le 25 mars 2020]
- [16] O'MARA, William C. HERRING, Robert B. HUNT, Lee P. Handbook of Semiconductor Silicon Technology [en ligne]. New Jersey : Noyes Publications, 1990. Format PDF. [consulté le 1 avril 2020].
- [17] GOLLA, Eranna. Crystal Growth and Evaluation of Silicon for VLSI and ULSI [en ligne]. Floride : CRC Press, 2015. Format PDF. [consulté le 1 avril 2020].
- [18] JAEGER, Richard C. Introduction to Microelectronic Fabrication : Volume 5 of Modular Series on Solid State Devices. 2^eédition. New Jersey : Prentice Hall, 2001. Format PDF. [consulté le 7 avril 2020].
- [19] BAZER-BACHI, Barbara. Développement et mise au point d'un procédé innovant de diffusion des dopants N et P pour la fabrication de cellules photovoltaïques silicium [en ligne]. Thèse de doctorat : Micro et Nanotechnologies. Lyon : L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2010. [consulté le 9 avril 2020].
- [20] JAY, Frédéric. Nouveaux substrats de silicium cristallin destinés aux cellules photovoltaïques à haut rendement – Cas du silicium mono-like et du dopage aux donneurs thermiques liés à l'oxygène pour les cellules à hétérojonction de silicium [en ligne]. Thèse de doctorat : Génie des procédés. Grenoble : Université Grenoble Alpes, 2016. [consulté le 28 mai 2020].

- [21] MC EVOY, Augustin. MARKVART, Tom. CASTANER, Luis. Practical Handbook of Photovoltaics : Fundamentals and Applications [en ligne]. 2^eédition. Oxford : Elsevier Ltd, 2012. [consulté le 28 mai 2020]. Format PDF.
- [22] KERN, Werner. The Evolution of Silicon Wafer Cleaning Technology. Journal of The Electrochemical Society [en ligne]. 1887, Vol.137, N^o. [consulté le 31 mai 2020].
- [23] BOUCHEHAM, Abdelghani. ELAMRANI, Abdelkader. TIMLELT, Hakima. NASRAOUI, Chahinaz. SAIBI, Ali. Investigation of p+ emitter formation for n-type silicon solar cells application. Materials Research Express [en ligne]. 2019, Vol.6, N^o12, pp.1-9. [consulté le 29 mai 2020].
- [24] GHODSSI, Reza. LIN, Pinyen. MEMS Materials and Processes Handbook [en ligne]. Boston : Springer, 2011 [consulté le 29 mai 2020]. Format PDF.
- [25] ARAI, E. NAKAMURA, H. TERUNUMA, Y. Interface reactions of B_2O_3 -Si system and boron diffusion into silicon. Journal of the Electrochemical Society [en ligne]. 1973, Vol.120, N^o7, pp.980–987. [consulté le 29 mai 2020].
- [26] BUSEN, K. M. FITZGIBBONS, W. A. TSANG, W. K. Ellipsometric investigations of boronrich layers on silicon. Journal of the Electrochemical Society [en ligne]. 1968, Vol.115, N^o3, pp.291–294. [consulté le 29 mai 2020].
- [27] KESSLER, Michael Andreas. OHRDES, Tobias. WOLPENSINGER, Bettina. BOCK, Robert. HARDER, Nils-P. Characterisation and implications of the boron rich layer resulting from open-tube liquid source BBr_3 boron diffusion processes, Philadelphie, 7-12 Juin 2009 [en ligne]. 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. Philadelphie : IEEE, 17 Fevrier 2010. ISBN 978-1-4244-2949-3. [consulté le 30 mai 2020].

- [28] PEINER, E. SCHLACHETZKI, A. KRUGER, D. Doping Profile Analysis in Si by Electrochemical Capacitance-Voltage Measurements. *Journal of The Electrochemical Society* [en ligne]. 1995, Vol.142, N°2. pp.576-580.[consulté le 31 mai 2020].
- [29] PROBION ANALYSIS. Probion Analysis : AnalySiS Service for Industry and Research. [consulté le 01 juin 2020]. Disponible à l'adresse : <https://www.probion.fr/en/home.html>
- [30] CHUAN, Jiang. TIANZEA, Li. XIA, Zhang. LUAN, Hou. Simulation of Silicon Solar Cell Using PC1D. *Advanced Materials Research* [en ligne]. 2012, Vol.383-390, N°12, pp.7032-7036. [consulté le 04 juin 2020].
- [31] HAUG, Halvard. OLAISEN, Birger R. NORDSETH, Ørnulf. MARSTEIN, Erik S. A graphical user interface for multivariable analysis of silicon solar cells using scripted PC1D simulations. *Energy Procedia* [en ligne]. 2013, Vol.38, pp.72-79. [consulté le 04 juin 2020].
- [32] CAI, Xiyang. ZHOU, Xinjie. LIU, Ziyi. JIANG, Fengjing. YU, Qingchun. An in-depth analysis of the silicon solar cell key parameters' optimal magnitudes using PC1D simulations. *Optik* [en ligne]. 2018, Vol.164, pp.105-113. [consulté le 04 juin 2020].
- [33] LI, Mengjie. MA, Fa-Jun. PETERS, Ian Marius. SHETTY, Kishan Devappa. ABERLE, Armin G. HOEX, B. SAMUDRA, Ganesh S. Numerical simulation of doping process by BBr₃ tube diffusion for industrial n-type silicon wafer solar cells. *IEEE Journal of Photovoltaics* [en ligne]. 2017, Vol.7, N°3, pp.755 - 762. [consulté le 05 mai 2020].
- [34] NAKAMURA, Kyotaro. AOKI, Mari. SUMITA, Isao. SATO, Hironori. KUMAGAI, Yuji. KAWATA, Yasushi. OHSHITA, Yoshio. Texturization control

for fabrication of high efficiency mono crystalline si solar cell, Tampa, 16-21 Juin 2013 [en ligne]. IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference. Tampa : IEEE, 20 février 2014. ISBN 978-1-4799-3299-3. [consulté le 12 mai 2020].

- [35] GALIB, Hashmi. RASHID, Mohammad Junaebur. MAHMOOD, Zahid Hasan. HOQ, Mahbubul. RAHMAN, Md Habibur. Investigation of the impact of different ARC layers using PC1D simulation : application to crystalline silicon solar cells. Journal of Theoretical and Applied Physics [en ligne]. 2018, Vol.12, pp.327–334. [consulté le 12 mai 2020].