



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Med Khider Biskra

Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie

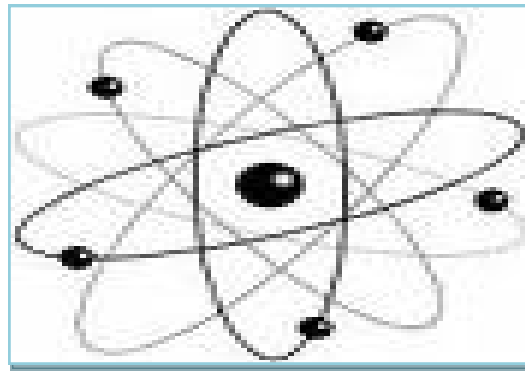


Département des Sciences de la Matière

Domaine des Sciences de la Matière

Filière de Physique

Spécialité Physique de Photovoltaïque



Mémoire de fin d'étude en Master

Intitulé :

Mesure automatisée du spectre d'absorption optique des cellules solaires

Presenté par:

Ogbi Zoulikha

Devant le Jury Composé par :

Meftah Amjad

Professeur

Université Med Khider- Biskra

Président

Tibermacine Toufik

M.C. « B »

Université Med Khider- Biskra

Rapporteur

Abdeslam Nora Amele

M.C. « B »

Université Med Khider - Biskra

Examineur

Année Universitaire
2013-2014

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

*A ceux qui m'ont servie pour donner de l'espoir et du courage nécessaire pendant mon long trajet d'étude, à vous mon cher père **Mustapha** je vous estime fort ainsi que je vous aime.*

*A ma fleur de mes espérances, la source de la tendresse à la plus noble personne, à ma chère mère **Souad** ; je vous dis que vous resterez toujours la plus adorable dans ma vie.*

*A toute ma famille **Ogbi** et **Ben touati**.*

*A mes chers frères : **Djihad** et **Aymen**.*

*A ma chère sœur : **Imane**.*

A mes grands-parents.

*A mes oncles : **Moussa, Fares, Ahmed**.*

*A mes cousines : **Amel, Saïda, Ranouwa, Safa**.*

*A mon fiancé : **Tarek**.*

A mes amies et à tous ceux qui ont la gentillesse de nous souhaiter la bonne chance : la promotion de physique de photovoltaïque 2013/20114.

En fin à celui qui lira ce document.



Ogbi

Zoulikha

Remerciement

Je remercie Dieu de patience et de force, qui me les a données pour effectuer ce travail.

*Au terme de ce travail qui été réalisé au laboratoire LMSM (Laboratoire des Matériaux Semi-conducteurs et Métalliques) à l'université Biskra, il nous est particulièrement agréable d'exprimer notre reconnaissance et nos vifs remerciements à Dr **Tibermacine Toufik** pour son grande disponibilité et ses conseils et pour la confiance qu'il a bien voulu m'accorder en proposant ce sujet et pour ces encouragements dont il a toujours.*

*Melle professeur **Meftah Amdjad**, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire, je lui exprime mon respect et mes sincères remerciements.*

*Melle **Abdesalam Nora Amele**, Dr à l'université de Biskra, je remercie Mme **Meftah Afak** professeur à l'université de Biskra Pour leur soutien dans mon domaine d'études.*

À toute personne m'ayant aidé de près ou de loin, trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Ogbi Zoulikha

Résumé :

L'objectif de ce travail expérimental est de déterminer les propriétés optiques de deux cellules solaires en termes de coefficient d'absorption optique : cellule solaire amorphe (a-Si), cellule solaire cristalline (c-Si). Pour atteindre cet objectif nous en avons mesuré le spectre d'absorption optique en utilisant la technique du photocourant constant en mode continu (DC-CPM). Les mesures automatisées ont été réalisées à l'aide d'un programme LabView. Les deux spectres trouvés ont des allures connues pour le silicium amorphe et cristallin.

Mots clé : Cellules solaires, a-Si, c-Si, DC-CPM , Coefficient d'absorption optique, LabView.

Table des Matières

Dédicace.....	i
Remerciement.....	ii
Résumé	iii
Tables des matières.....	iv
Introduction générale.....	2
<i>Chapitre I : Généralités sur les semi-conducteurs</i>	
I.1 Introduction	04
I.2 Semi-conducteurs.....	04
I.2.1 Structures cristallines.....	04
I.2.2 Bandes d'énergie.....	04
I.3 Semi-conducteurs intrinsèques.....	05
I.4 Semi-conducteurs extrinsèques.....	08
I.4.1 Semi-conducteurs de type P.....	08
I.4.2 Semi-conducteurs de type N.....	10
I.5 Courant dans les semi-conducteurs.....	11
I.6 Coefficient d'absorption.....	12
I.6.1 Absorption bande-à bande.....	12
I.6.2 Absorption par les porteurs libres.....	15
I.6.3 Génération optique des porteurs.....	15
I.7 Recombinaison.....	16
I.6.1 Recombinaison en volume.....	17
I.6.2 Recombinaison en surface.....	19
I.8 Silicium amorphe.....	19
I.8.1 Condition de déposition et microstructure.....	19
I.8.2 Rôle de l'hydrogène dans le silicium amorphe.....	20
I.8.3 Propriétés optoélectroniques.....	21
I.8.4 Propriétés optique du silicium amorphe.....	23
I.8.5 Dopage.....	25
I.9 Comparaison entre le Si cristallin et le a-Si :H	25

Chapitre II : Techniques de caractérisation des cellules solaires amorphes et cristallines

II.1	Introduction.....	28
II.2	Jonction PN.....	28
II.2.1	Jonction PN à l'équilibre thermodynamique.....	28
II.2.2	Polarisation de la jonction en direct.....	29
II.2.3	Polarisation de la jonction en inverse.....	30
II.3	Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.....	31
II.4	Caractéristiques électriques et les paramètres d'une cellule photovoltaïque	32
II.5	Type des cellules photovoltaïques.....	34
II.4.1	Cellules photovoltaïques cristallines.....	34
II.4.2	Cellules photovoltaïques amorphes.....	35
II.6	Techniques de caractérisation des semi-conducteurs.....	36
II.6.1	Spectroscopie de déflexion photothermique.....	36
II.6.2	Photoconductivité à doubles faisceaux.....	39
II.6.3	Méthode du photocourant constant.....	41

Chapitre III : Résultats Expérimentaux

III.1	Introduction.....	45
III.2	Environnement LabView.....	45
III.3	Etude expérimentale.....	46
III.4	Montage expérimental.....	47
III.4.1	Instrumentations.....	48
III.4.2	Programme LabView.....	50
III.5	Résultats et discussion.....	52
III.5.1	Cellule solaire amorphe.....	52
III.5.2	Cellule solaire cristalline.....	54
III.5.3	Déférence entre les deux cellules solaires.....	55
	Conclusion générale	57
	Bibliographie.....	59
	Annexe : Caractéristiques électriques et optiques de la photodiode BPX65	

Introduction Générale

Introduction générale

En raison du développement de l'industrie, du transport et des moyens de communication, une croissance de la consommation mondiale d'électricité a été observée pendant les dernières décennies. Cependant, la plupart de l'énergie électrique est produite par combustion de ressources non renouvelables (carbone, pétrole, gaz, nucléaire) dont le délai d'épuisement est estimé à quelques décennies. De plus, ce type de production d'énergie est très polluant. Le développement des sources d'énergies renouvelables et non polluantes est donc d'actualité [1].

L'énergie obtenue grâce aux cellules photovoltaïques est de plus en plus considérée comme une énergie qui peut contribuer à la production mondiale de l'énergie électrique participant efficacement au développement durable [2].

Parmi les sources d'énergie on trouve le soleil, qui est contrairement aux autres sources d'énergies renouvelables, abondante et propre, d'autre part annuellement elle fournit à la terre une énergie supérieure à celle de la consommation mondiale.

L'électricité est l'une des formes non polluantes et silencieuses de conversion de l'énergie solaire, elle se produit au moyen d'un dispositif de conversion appelée cellule solaire basé sur l'effet photovoltaïque. L'énergie solaire photovoltaïque provient de la conversion de la lumière du soleil en électricité au sein de matériaux semi-conducteurs comme le silicium.

L'objectif principal de ce travail est mesuré automatisée du coefficient d'absorption optique des cellules solaires cristallines et amorphes par la technique du photo-courant constant CPM en régime stationnaire (DC-CPM) en utilisant l'environnement LabView.

Le mémoire structurée comme suit :

Le premier chapitre est consacré aux caractéristiques des semi-conducteurs et ses utilisations dans les cellules photovoltaïques.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter quelques caractéristiques des cellules solaires ainsi que les techniques de caractérisation qui sont basées sur la mesure du coefficient d'absorption optique.

Dans le dernier chapitre, nous présentons nos résultats expérimentaux par la technique CPM en mode continu en termes de coefficient d'absorption d'une cellule solaire amorphe et cristalline.

Chapitre I

Généralités sur les semi-conducteurs

I.1 Introduction

Les semi-conducteurs sont largement utilisés en électronique pour réaliser des composants tels que des diodes, des transistors, des thyristors, des cellules solaire, des circuits intégrés ainsi que des lasers à semi-conducteur.

Ce chapitre recouvre les caractéristiques du semi-conducteur et ses utilisations dans les cellules photovoltaïques.

I.2 Semi-conducteurs

On différencie trois types des matériaux : les isolants, les conducteurs et les semi-conducteurs. Ceux-ci sont intermédiaires entre les métaux et les isolants : à $T = 0 \text{ K}$ un semi-conducteur se comporte comme un isolant. Néanmoins, il conduit l'électricité dès que la température augmente. La résistivité des semi-conducteurs varie entre $10^{-3} \Omega\text{cm}$ et $10^9 \Omega\text{cm}$, alors que celle des métaux est de l'ordre de $10^{-6} \Omega\text{cm}$ et celle des isolants peut atteindre $10^{22} \Omega\text{cm}$. Dans un semi-conducteur il existe deux types de conceptions : la conduction par électrons et la conduction par trous. Lorsque dans un cristal certaines liaisons entre atomes se cassent, les électrons sont libres de se déplacer. L'emplacement de la liaison cassée est appelé trou. Sous l'effet du champ électrique les électrons se déplacent dans le sens inverse du champ et les trous se déplacent dans le sens de champ [3].

I.2.1 Structures cristallines

La matière condensée peut prendre deux états solides différents, suivant les conditions dans lesquelles elle s'est formée : un état dit amorphe, dans lequel la disposition des atomes est aléatoire, ou un état cristallisé, caractérisé par un arrangement périodique des atomes. Les solides amorphes sont généralement appelés des verres et considérés comme des liquides de haute viscosité. Les solides cristallisés peuvent former des monocristaux, si la périodicité est ininterrompue dans tout le volume, ou des poly-cristaux, s'il existe une périodicité locale et que le solide est composé d'un ensemble de grains cristallins de taille à peu près uniforme.

I.2.2 Bandes d'énergie

Dans un atome, l'énergie quantifiée : elle ne peut prendre que des valeurs déterminées appelées niveaux d'énergie. Dans un solide, les niveaux d'énergie relatifs à chacun des atomes qui le constituent, sont proches les uns des autres et forment des bandes d'énergie. A l'intérieur des bandes d'énergie, la différence entre des niveaux successifs est si faible que l'on peut considérer que l'énergie varie de façon continue [4].

Les propriétés électriques d'un matériau sont fonction des populations électroniques des différentes bandes permises. La conduction électrique résulte du déplacement des électrons à l'intérieur de chaque bande. Sous l'action du champ électrique appliqué au matériau l'électron

acquiert une énergie cinétique dans le sens opposé au champ électrique. Considérons à présent une bande d'énergie vide, il est évident de par le fait qu'elle ne contient pas d'électrons, elle ne participe pas à la formation d'un courant électrique. Il en est de même pour une bande pleine. En effet, un électron ne peut se déplacer que si il existe une place libre (un trou) dans sa bande d'énergie. Ainsi, un matériau dont les bandes d'énergie sont vides ou pleines est un isolant. Une telle configuration est obtenue pour des énergies de gap supérieures à $\sim 9\text{eV}$, car pour de telles énergies, l'agitation thermique à 300K , ne peut pas faire passer les électrons de la bande de valence à celle de conduction par cassure de liaisons électronique. Les bandes d'énergie sont ainsi toutes vides ou toutes pleines [5].

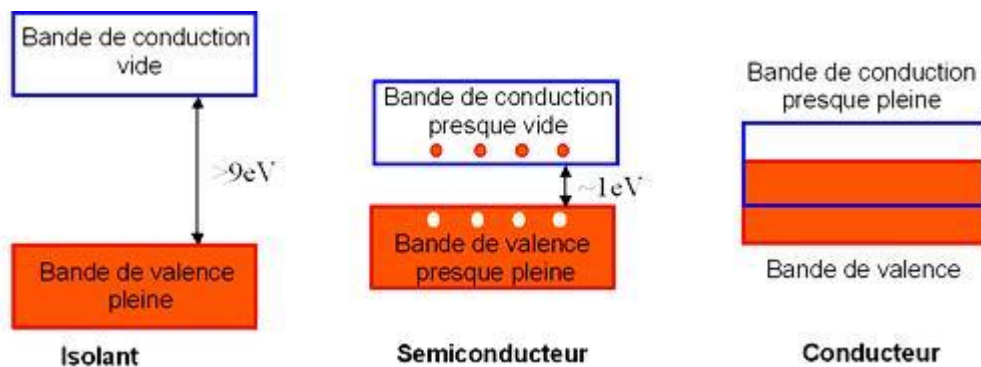


Figure I.1 : Représentation des bandes d'énergie d'un isolant, un semi-conducteur et un conducteur

Un semi-conducteur est un isolant pour une température de 0K . Cependant ce type de matériau ayant une énergie de gap plus faible que l'isolant ($\sim 1\text{eV}$), aura de par l'agitation thermique ($T=300\text{K}$), une bande de conduction légèrement peuplée d'électrons et une bande de valence légèrement dépeuplée. Sachant que la conduction est proportionnelle au nombre d'électrons pour une bande d'énergie presque vide et qu'elle est proportionnelle au nombre de trous pour une bande presque pleine, on déduit que la conduction d'un semi-conducteur peut être qualifiée de mauvaise.

Pour un conducteur, l'interpénétration des bandes de valence et de conduction implique qu'il n'existe pas d'énergie de gap. La bande de conduction est alors partiellement pleine (même aux basses températures) et ainsi la conduction du matériau est élevée [5].

I.3 Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est à dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement [5]. Pour mieux appréhender le comportement des semi-conducteurs, nous devons étudier plus en détail les populations d'électrons et de trous dans chacune des bandes de

conduction et de valence. Aussi, nous allons réaliser un bilan électronique des semi-conducteurs intrinsèques. Pour ce faire, nous devons introduire la notion de densité d'états énergétique $N(E)$. Cette grandeur, dépendante de l'énergie électronique E , correspond à la place disponible pour les électrons dans la bande de conduction $N_c(E)$ et à la place disponible pour les trous dans la bande de valence $N_v(E)$. Pour des énergies proches des extrêmes de ces deux bandes, son tracé est parabolique [3]:

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right) \sqrt{E - E_C} \quad (\text{I.1})$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right) \sqrt{E_v - E} \quad (\text{I.2})$$

Où $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck normalisée ($h=6.626.10^{-34}$ Js) et m_c (resp. m_v) est la masse effective de densité d'états dans la bande de conduction (resp. dans la bande de valence). Pour un semi-conducteur à gap direct, m_c (resp. m_v) vaut la masse effective d'un l'électron m_e (resp. d'un trou m_h) dans le cristal. Le concept de masse effective introduit dans les expressions précédentes permet de traiter les électrons (et les trous) qui sont dans le cristal des particules quasi-libres, comme des quasi-particules libres. Le semi-conducteur devient alors un gaz d'électrons et de trous spécifiques de par leur masse effective parfois très différente de celle de la particule libre. A titre d'exemple pour le GaAs $m_c/m_0=0,066$ avec $m_0=0,911.10^{-30}$ kg la masse de l'électron libre. Afin d'obtenir le nombre effectif d'électrons et de trous dans chacune des bandes, la densité d'état ne suffit pas, il faut aussi connaître la probabilité de présence d'un électron sur un niveau d'énergie E . Cette probabilité est donnée par la fonction de Fermi-Dirac [5]:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (\text{I.3})$$

Où $k=1,38.10^{-23}$ JK⁻¹ est la constante de Boltzmann, T est la température et E_F est l'énergie de Fermi considérée comme le potentiel chimique en semi-conducteurs.

Il va de soit que la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un trou est $1-f(E)$ car l'absence d'un électron implique la présence d'un trou et vice versa.

La densité d'électrons n dans la bande de conduction est alors obtenue en sommant sur toute la plage d'énergie couverte par cette bande, la place disponible pour les électrons à l'énergie E pondérée par la probabilité de trouver un électron à ce même niveau d'énergie :

$$n = \int_{E_C}^{+\infty} N_c(E) \cdot f(E) dE \quad (\text{I.4})$$

De même pour la densité des trous p dans la bande de valence:

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) \cdot (1 - f(E)) dE \quad (\text{I.5})$$

Pour un semi-conducteur dont le niveau de Fermi E_F est distant des extrêmes de plus de $3kT$, la fonction de Fermi se simplifie sous une forme exponentielle et on obtient pour écriture des densités de porteurs [5]:

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right] \quad (\text{I.6})$$

Où :

$$N_c = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) \cdot \exp\left[-\frac{E - E_c}{kT}\right] dE \quad (\text{I.7})$$

$$p = N_v \exp\left[\frac{E_v - E_F}{kT}\right] \quad (\text{I.8})$$

Avec :

$$N_v = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) \cdot \exp\left[\frac{E - E_v}{kT}\right] dE \quad (\text{I.9})$$

Où N_c et N_v sont les densités équivalentes (ou effectives) d'états. Elles représentent en quelque sorte le nombre d'états utiles, à la température T , dans leur bande d'énergie respective.

Remarquons que la relation donnée par le produit des densités de porteurs est indépendante du niveau de Fermi. Elle est donc valable pour les semi-conducteurs intrinsèques mais aussi extrinsèques (cf paragraphe suivant). Notons qu'elle s'apparente à une loi d'action de masse comme celle de l'équilibre d'auto-ionisation de l'eau $[H^+][OH^-] = K_e$.

Où n_i sera la densité de porteurs intrinsèques (pour le silicium à 300K, $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$).

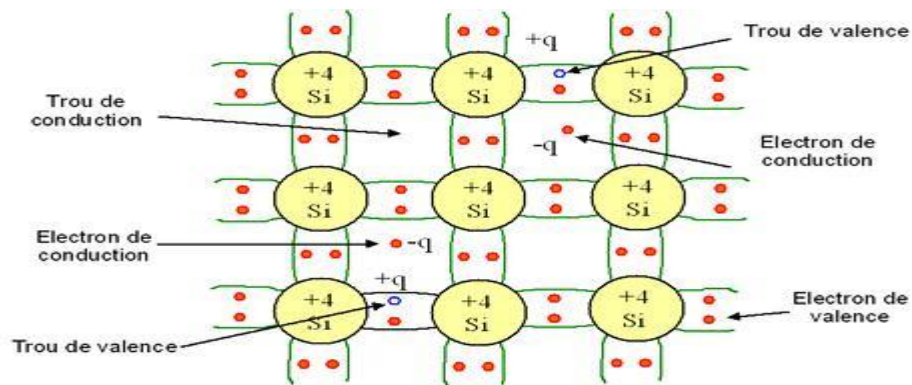


Figure I.2 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si) [5].

La figure I.2 montre que pour un semi-conducteur intrinsèque (sans impuretés), à chaque électron de la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence. De cette constatation, nous déduisons que les densités d'électrons et de trous sont identiques pour ce type de semi-conducteur.

$$n = p = n_i \quad (\text{I.10})$$

En remplaçant les densités de porteurs par leurs expressions respectives, l'égalité précédente nous permet de définir le niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque E_{Fi} . Sachant qu'à température ambiante kT est très inférieur au gap, ce niveau se trouve très proche du milieu de la bande interdite [5]:

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} \cong \frac{E_c + E_v}{2} \quad (\text{I.11})$$

La figure I.3 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur intrinsèque.

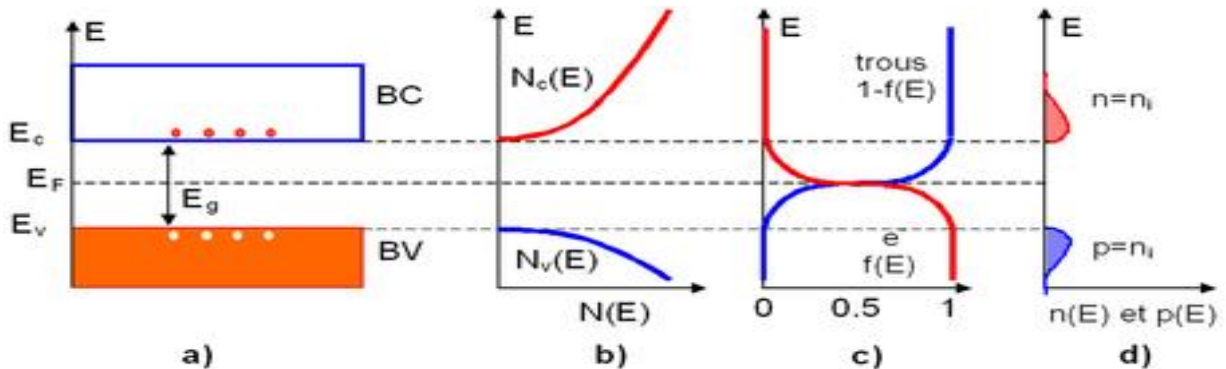


Figure I.3: Semi-conducteur intrinsèque. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées) [5].

I.4 Semi-conducteurs extrinsèques

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur intrinsèque dopé par des impuretés spécifiques lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques (diodes, transistors, etc...) et optoélectroniques (émetteurs et récepteurs de lumière, etc...).

I.4.1 Semi-conducteurs de type P

Un semi-conducteur type P est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type accepteurs (ex : Bore B). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles acceptent un électron de la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur [5].

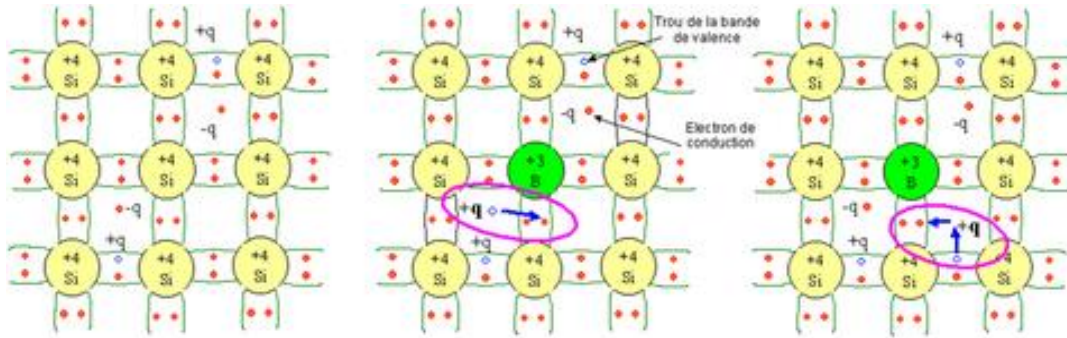


Figure I.4 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par du Bore (B [5]).

La figure I.4 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé P à une densité d'électrons n plus faible et une densité de trous p plus élevée que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs minoritaires et les trous, les porteurs majoritaires.

Pour les semi-conducteurs extrinsèques, la densité de dopant est toujours très supérieure à densité de porteurs intrinsèques $N_A \gg n_i$. Dans le cas d'un type P, la densité de trous est donc proche de celle du dopant accepteur N_A . La relation étant toujours vérifiée, nous obtenons pour les densités de porteurs [5]:

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad p = N_A \quad (\text{I.12})$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type P ou potentiel chimique est alors [5] :

$$E_{FP} = E_v + kT \ln \frac{N_v}{N_A} \quad (\text{I.13})$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence. A la limite si $N_A = N_v$ le niveau de Fermi entre dans la bande de valence, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

La figure I.5 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur dopé P.

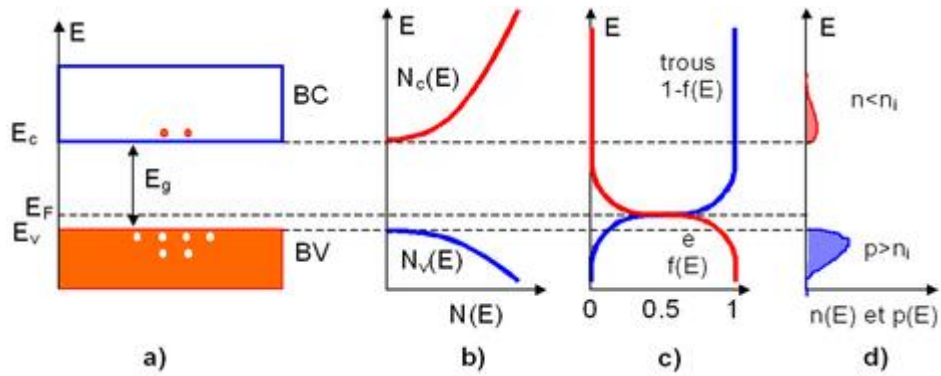


Figure 1.5: Semi-conducteur type P. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique. c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)[5].

I.4.2 Semi-conducteurs de type N

Un semi-conducteur type N est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type donneurs (ex : arsenic As). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles donnent un électron à la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur.

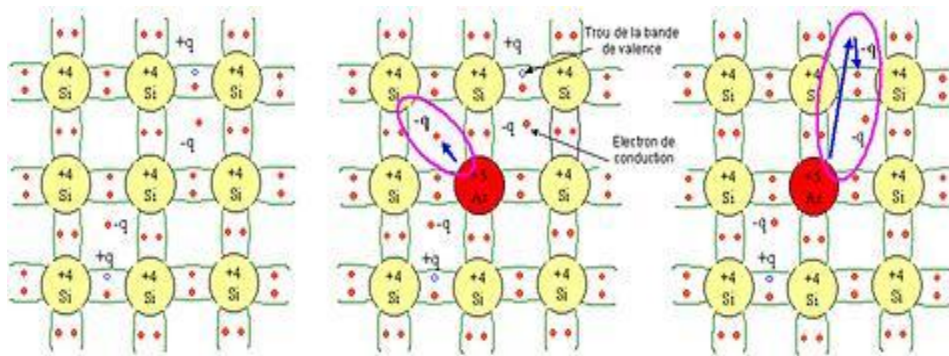


Figure 1.6 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par de l'arsenic (As) [5].

La figure I.6 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé N a une densité d'électrons n plus élevée et une densité de trous p plus faible que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous, les porteurs minoritaires. Par analogie avec les semi-conducteurs de type P et en notant N_D la densité de donneurs, les densités de porteurs pour un semi-conducteur de type N sont [5]:

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad n = N_D \quad (I.14)$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type N est alors :

$$E_{Fn} = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D} \quad (\text{I.15})$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. A la limite si $N_D = N_c$ le niveau de Fermi entre dans la bande de conduction, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

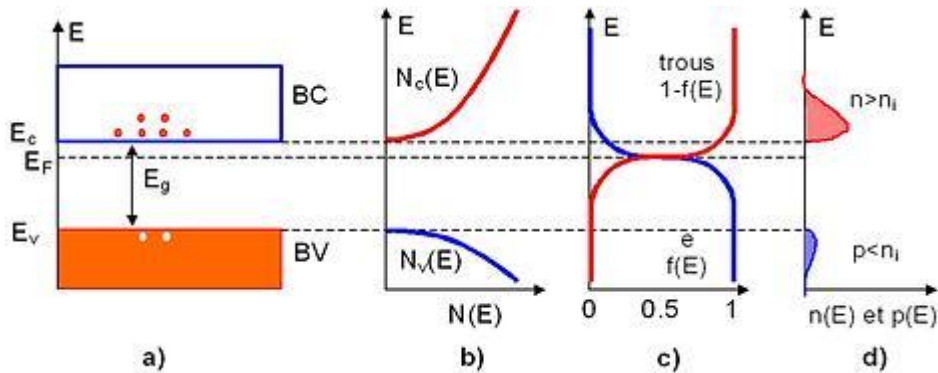


Figure I.7 : Semi-conducteur dopé N. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'état énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées) [5].

I.5 Courant dans les semi-conducteurs

Les courants dans le semi-conducteur résultent du déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action de différentes forces, l'origine de ces forces étant un champ électrique (courant de conduction) ou un gradient de concentration (courant de diffusion) [6].

Le courant de conduction est le courant que l'on rencontre dans les semi-conducteurs et qui est proportionnel au champ électrique [6]:

$$J_{cn} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E \quad (\text{I.16})$$

$$J_{cp} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E \quad (\text{I.17})$$

Ces relations sont valables pour des champs électriques suffisamment faibles pour que la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ. Le courant total s'écrit alors [6]:

$$J_{tot} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E \quad (\text{I.18})$$

Ainsi, la conductivité $\sigma(T)$ et la résistivité $\rho(T)$, sont données par :

$$\sigma(T) = q(n\mu_n(T) + p\mu_p(T)) \quad (\text{I.19})$$

$$\rho(T) = \frac{1}{q(n\mu_n(T) + p\mu_p(T))} \quad (\text{I.20})$$

D'autre part, lorsque les électrons ou les trous ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur, leur mouvement s'effectue dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale.

Le flux de porteurs et donc le courant de diffusion est proportionnel à leur gradient de concentration [5]:

$$J_{dn} = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (\text{I.21})$$

$$J_{dp} = qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{I.22})$$

Où :

D_n et D_p sont les constantes de diffusion des deux types de porteurs qui sont par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (\text{I.23})$$

La mobilité des électrons étant plus élevée que celle des trous, la relation d'Einstein montre que, pour un même gradient de concentration, le courant de diffusion des électrons est plus grand que celui des trous [5].

I.6 Coefficient d'absorption

Dans cette partie, nous présenterons les divers processus d'absorption optiques intervenant dans les semi-conducteurs (absorption fondamentale ou bande à bande direct et indirecte, absorption excitonique, par transitions bande-niveau d'impureté ou accepteur-donneur, intrabande, par les porteurs libres, par le réseau,...) [7]. Dans le silicium à température ambiante, les principaux processus d'absorption sont l'absorption fondamentale bande-à-bande et par les porteurs libres.

I.6.1 Absorption bande-à-bande

Le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque est basé sur l'interaction entre un photon et un électron du semi-conducteur : un photon d'énergie suffisante peut induire le saut d'un électron depuis un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction. Cette transition est régie par les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, donc du vecteur d'onde. Dans le domaine optique, le vecteur d'onde d'un photon, $k = 2\pi/\lambda$, est de l'ordre de 10^{-3} \AA^{-1} . Pour les électrons, k varie de 0 à $2/\ka = \pi a$, a étant le paramètre de maille du réseau cristallin ; k est donc de l'ordre de $1/\text{\AA}^{-1}$. Le vecteur d'onde du photon est ainsi négligeable devant celui de l'électron, excepté aux valeurs proches de 0. Lors de l'interaction photon/électron, ceci entraîne que la transition de l'électron entre les bandes de valence et de conduction se fait sans changement de vecteur d'onde. Les transitions radiatives sont verticales

dans l'espace des k [7]. L'écart entre les bandes de valence et de conduction, ou gap, représente une caractéristique fondamentale des semi-conducteurs. La figure I.8 présente les différentes transitions possibles selon la nature du gap. Quand le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence coïncident dans l'espace des vecteurs d'onde k , il s'agit d'un gap direct. Les transitions inter-bandes s'effectuent verticalement, et sont donc radiatives (figure I.8 (a)). Ceci illustre le fonctionnement des semi-conducteurs binaires III-V, tels que le GaAs, beaucoup utilisés en optoélectronique. Dans le cas du silicium, le gap est indirect : les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques puisqu'elles impliquent un changement du vecteur d'onde de l'électron [7]. Les électrons du sommet de la bande de valence peuvent toutefois être directement excités vers le minimum relatif central de la bande de conduction grâce à un photon de plus grande énergie. Pour que la transition s'effectue dans le gap indirect, il faut qu'un phonon soit simultanément absorbé (ou émis), afin que le vecteur d'onde de l'électron soit conservé (figure I.8(b)). Notons que la valeur du gap indirect du silicium est de 1,12 eV à 300 K (ce qui correspond à une longueur d'onde de 1107 nm) mais que celle du premier gap direct vaut 3,4 eV (soit 365 nm).

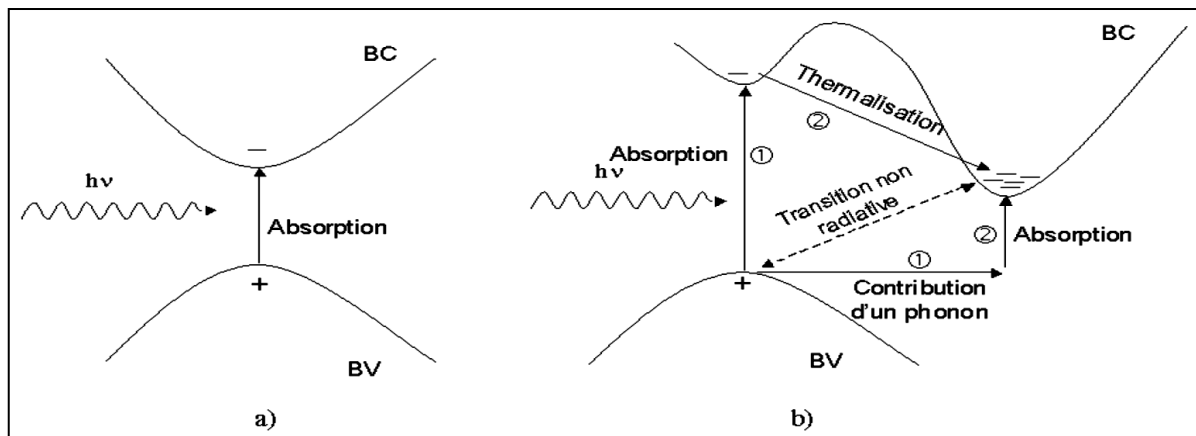


Figure I.8 : Transitions inter-bandes d'électrons dans un semi-conducteur. a) gap direct, b) gap indirect [7].

L'interaction entre les photons et les électrons se traduit par le coefficient d'absorption. Il est relié au nombre de photons absorbés par unité d'épaisseur de matériau en fonction de la longueur d'onde. L'intensité de l'onde électromagnétique traversant le semi-conducteur est donnée par [7]:

$$I = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (\text{I.24})$$

Où : α est le coefficient d'absorption du semi-conducteur, I_0 l'intensité du faisceau incident et z la profondeur. On parle souvent de la profondeur de pénétration $\frac{1}{\alpha}$ dans un semi-conducteur d'un rayonnement monochromatique comme étant la distance au bout de laquelle l'intensité du

faisceau diminue à e^{-1} de sa valeur initiale. Dans les semi-conducteurs à gap direct, le coefficient d'absorption des photons d'énergie supérieur au gap, $h\nu > E_g$, est donné par [7]:

$$\alpha(h\nu) = A^*(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (\text{I.25})$$

A^* est une constante.

Alors que dans les semi-conducteurs à gap indirect comme le silicium cristallin, où le maximum de la bande valence et le minimum de la bande de conduction se trouvent à des endroits différents de la zone de Brillouin, la conservation du vecteur d'onde (ou le moment cristallin) nécessite l'implication d'un phonon (absorption ou émission). Le coefficient d'absorption relatif à l'absorption d'un phonon d'énergie E_{ph} s'écrit [7]:

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_{ph})^2}{e^{E_{ph}/KT} - 1} \quad (\text{I.26})$$

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_{ph})^2}{1 - e^{-E_{ph}/KT}} \quad (\text{I.27})$$

L'absorption dans le silicium des photons qui ont des énergies comprises entre 1.1 et 4 eV pourrait avoir lieu via un gap direct (E_{gd}), ou via deux gaps indirects ($E_{gi}, i = 1,2$) par l'absorption ou l'émission de l'un des deux phonons d'énergies ($E_{pj}, j = 1,2$) ce qui donne un coefficient d'absorption total [7]:

$$\alpha(T) = \sum_{j=1,2} C_j A_j \left[\frac{(h\nu - E_{gi}(T) + E_{pi})^2}{e^{E_{pi}/KT} - 1} + \frac{(h\nu - E_{gi}(T) - E_{pi})^2}{1 - e^{-E_{pi}/KT}} \right] + A_d (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (\text{I.28})$$

Ainsi, pour le silicium (figure I.9), la majorité des photons ayant une énergie supérieure au gap direct de 3,4eV (365nm) est absorbée dans les 10 premiers nanomètres du matériau. Ces transitions directes ne sont plus possibles pour des longueurs d'onde plus élevées. Il faut alors qu'un (ou plusieurs) phonon vienne assister l'électron pour que ce dernier passe dans la bande de conduction, réduisant ainsi la probabilité de transition. Le coefficient d'absorption diminue donc pour des longueurs d'onde croissantes.

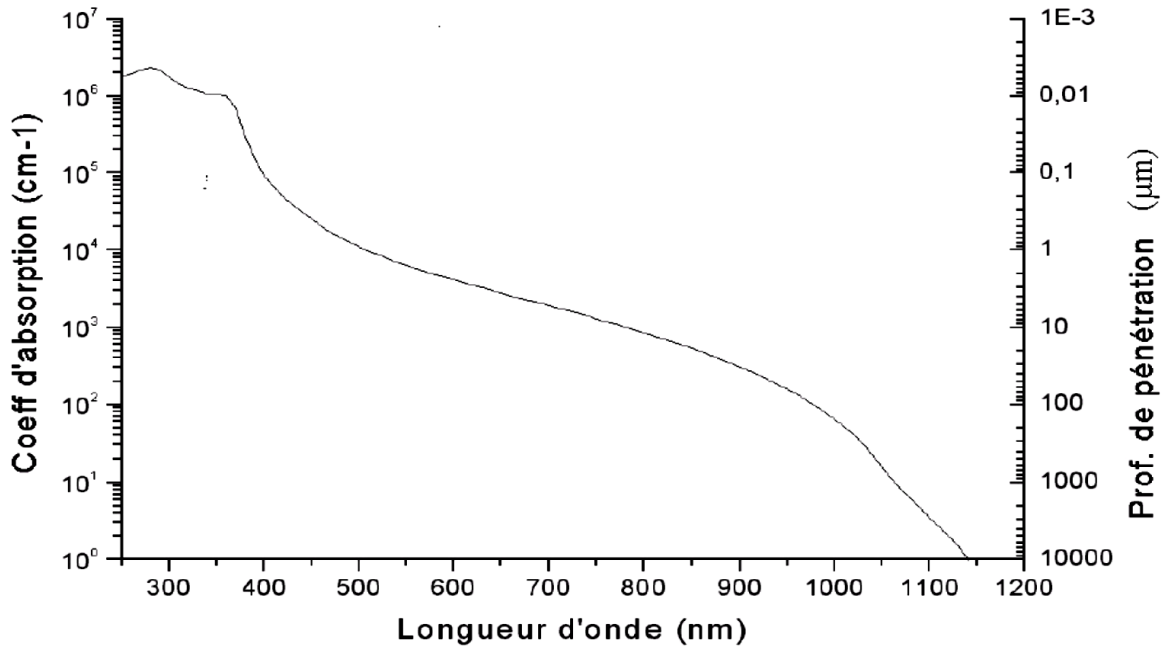


Figure 1.9 : Coefficient d'absorption du silicium et profondeur de pénétration des photons en fonction de la longueur d'onde [8].

I.6.2 Absorption par les porteurs libres

L'absorption par les porteurs libres des photons incidents est un processus concurrent aux processus générant des paires électron-trou, ce processus est significatif pour les photons d'énergies inférieures au gap. Dans ce processus les électrons de la bande de conduction absorbent des photons et bougent vers des états supérieurs (même chose avec les trous).

I.6.3 Génération optique des porteurs

Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau entrant dans un semi-conducteur génèrent des paires électron-trous (on suppose implicitement la création d'une seule paire par photon). L'expression du taux de génération G ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) dépend de la forme du faisceau et de la surface éclairée, mais son intégrale sur tout le volume de génération donne le nombre total des photons absorbés par seconde.

Cas (1) : Dans le cas de génération homogène, par un éclairage monochromatique, sur toute l'épaisseur W d'un échantillon :

$$G = \frac{\phi_0 f_{abs}}{W} \quad (\text{I.29})$$

Où :

ϕ_0 (photons/ cm^2/s) est le flux des photons incidents

f_{abs} est la fraction des photons absorbés par le semi-conducteur.

Cas (2) : En éclairant une surface S d'un semi-conducteur d'une façon homogène en surface mais pas en profondeur, le taux de génération à une dimension s'écrit :

$$G(z) = \alpha \frac{I_0}{S} f_{abs} \exp(-\alpha z) \quad (I.30)$$

Où :

I_0 (photons/s) est l'intensité incidente.

Dans le cas où les photons incidents ne pénètrent pas jusqu'à la surface arrière de l'échantillon, on peut écrire :

$$f_{abs} = 1 - R \quad (I.31)$$

Où :

R est la réflectivité à la longueur d'onde d'excitation.

Cas (3) : Dans le cas d'un faisceau Gaussien de rayon σ , le taux de génération à trois dimensions, s'écrit sous la forme :

$$G(r, z) = I_0(1 - R) \frac{\alpha}{2\pi\sigma^2} \exp(-\alpha z) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (I.32)$$

Avec : $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ la distance par rapport au centre de faisceau.

I.7 Recombinaison

Par définition, la recombinaison est le retour de l'électron de l'état excité à l'état initial ou de la bande de conduction vers la bande de valence, car il ne peut rester dans un état excité que pour un temps faible ($t < 10^{-8}$ s). Ce retour de l'électron de l'état excité vers l'état stable peut avoir lieu selon plusieurs façons [6].

Lors d'une génération des paires électrons-trous, il faut aussi considérer le processus inverse ou recombinaison des paires électrons-trous, permettant de définir les taux de recombinaison R_n pour les électrons, R_p pour les trous par [9]:

$$R_{n,p} = \frac{\Delta n, p}{\tau_{n,p}} \quad (I.33)$$

Où :

$\Delta n, p = n, p - n_e, p_e$ est la densité des porteurs

n_e, p_e est la densité des porteurs à l'équilibre.

$\tau_{n,p}$ est la durée de vie de ces porteurs.

I.7.1 Recombinaison en volume

a. Recombinaison en volume de type RSH

Les deux mécanismes précédents ne dépendent que du dopage et pas des défauts et des centres de recombinaison associés. Ils sont souvent masqués par des processus de recombinaison plus efficaces faisant intervenir les niveaux profonds [6].

Pour le silicium, il y a des niveaux profonds proches du milieu de la bande interdite associés à quelques impuretés courantes. L'électron a tendance à revenir à son état initial dans la bande de valence, en passant par ces niveaux (s'ils existent).

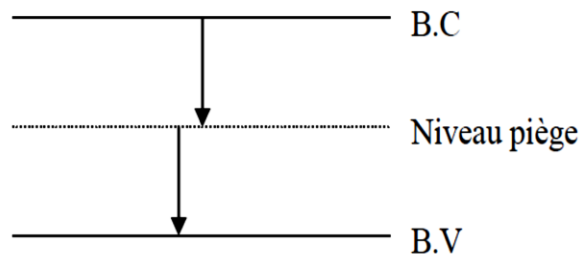


Figure I.10 : Schéma descriptif du processus de recombinaison par piège [6].

Le modèle physique décrivant les recombinaisons en volume est basé sur le modèle de Read Shokley-Hall à un seul niveau piège. Le taux de recombinaison par piège est donné par la relation [6]:

$$R_{RSH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_n \left(p + n_i e^{\frac{-E_T}{kT}} \right) + \tau_p \left(n + n_i e^{\frac{E_T}{kT}} \right)} \quad (I.34)$$

Où :

E_T est le représente l'énergie du niveau piège proche du milieu de la bande interdite, τ_n et τ_p ont une valeur égale à $10^3 \mu s$.

n_{ie} est la concentration intrinsèque effective donnée par la relation suivante [6]:

$$n_{ie}^2 = pn \exp\left(\frac{\Delta E_{gn} + \Delta E_{gp}}{kT}\right) \quad (I.35)$$

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

b. Recombinaison en volume de type radiative

Le processus de recombinaison radiative ou inter-bandes est défini comme l'inverse du processus d'absorption. L'excès d'énergie de l'électron recombiné est cédé sous forme d'un rayonnement optique. Ce processus est important pour les matériaux à bande interdite directe comme le GaAs et faible pour les matériaux à gaps indirects comme le Si. De ce fait, ce

mécanisme n'influe pas considérablement sur la durée de vie des porteurs minoritaires. Le taux de recombinaison est proportionnel à la fois au nombre d'électron et au nombre de trous [6] :

$$R = B(pn - n_i^2) \quad (\text{I.36})$$

Où :

B est le coefficient de recombinaison radiative, sa valeur est égale à $9,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{s}$.

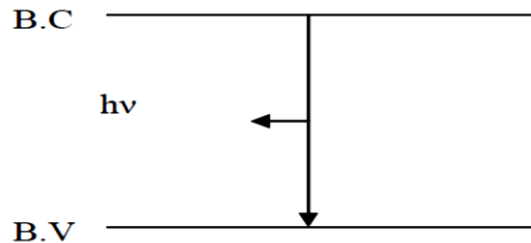


Figure I.11 : Schéma descriptif du processus de recombinaison de type radiatif.

c. Recombinaison en volume de type Auger

Nous avons une recombinaison de type Auger, lorsque l'énergie de l'électron qui se recombine dans la bande de valence est transférée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron libre. L'énergie transférée est libérée ensuite sous forme de phonons. Ce mécanisme est prédominant pour les régions fortement dopées. Le taux de recombinaison est donné par la relation [6]:

$$R = (C_n n + C_p p)(pn - n_i^2) \quad (\text{I.37})$$

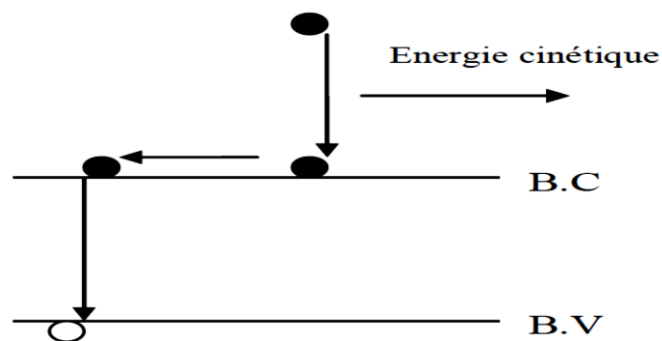


Figure I.12 : Schéma descriptif du processus de recombinaison de type Auger[6].

I.7.2 Recombinaison en surface

La surface d'un semi-conducteur est un lieu où les recombinaisons sont particulièrement nombreuses, en raison des liaisons non satisfaites des atomes de surface et autres défauts caractéristiques à température constante ($T=300^\circ\text{K}$). Les recombinaisons en surface avant et arrière inhérentes aux densités de dopages selon la relation suivante [6]:

$$S = S_0 \left(\frac{N}{N_{\text{set}}} \right)^a \quad (\text{I.38})$$

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

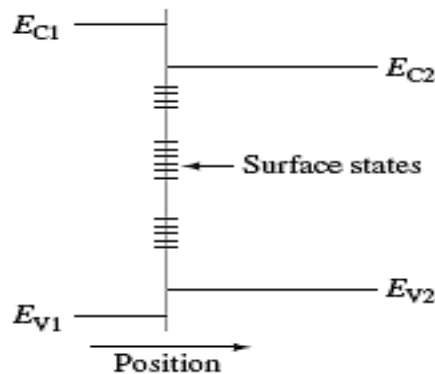


Figure I.13 : Illustration des états de surface dans une surface semi-conductrice ou une interface entre deux matériaux différents tels que deux semi-conducteurs différents (hétérojonction) ou un métal et un semi-conducteur (contact Schottky) [10].

I.8 Silicium amorphe

Le silicium amorphe a une structure atomique désordonnée, non cristallisée, vitreuse, mais il possède un coefficient d'absorption de la lumière environ 1000 fois supérieur au silicium cristallin. Une fine couche de 0,3 μm est donc suffisante pour absorber l'essentiel du spectre visible. Pour des énergies supérieures à 1.7eV, ce coefficient croit beaucoup plus rapidement que celui du silicium cristallin lorsque l'énergie des photons augmente.

I.8.1 Conditions de dépositions et microstructure

Historiquement une variété de méthodes de déposition ont été utilisées pour déposer le a-Si:H. L'une des premières était l'évaporation thermique qui produisait un matériau de très mauvaise qualité, plein de défauts et non utilisable. La méthode de déposition qui a été découverte par la suite et qui est actuellement très largement répandue, est la déposition par plasma dite PECVD "Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition", connue aussi par le nom déposition par décharge lumineuse "glow discharge deposition". La décomposition des gaz s'effectue par un plasma généré sur une échelle de fréquences extrêmement grande qui inclut DC, RF (13.56 MHz), VHF(30-110MHz), et les micro-ondes (2.45 GHz). Une source gazeuse comme le silane

(SiH₄) est décomposée par la collision des électrons dans une mixture des espèces radicales et ioniques qui débarquent sur le substrat pour produire le film solide [11].

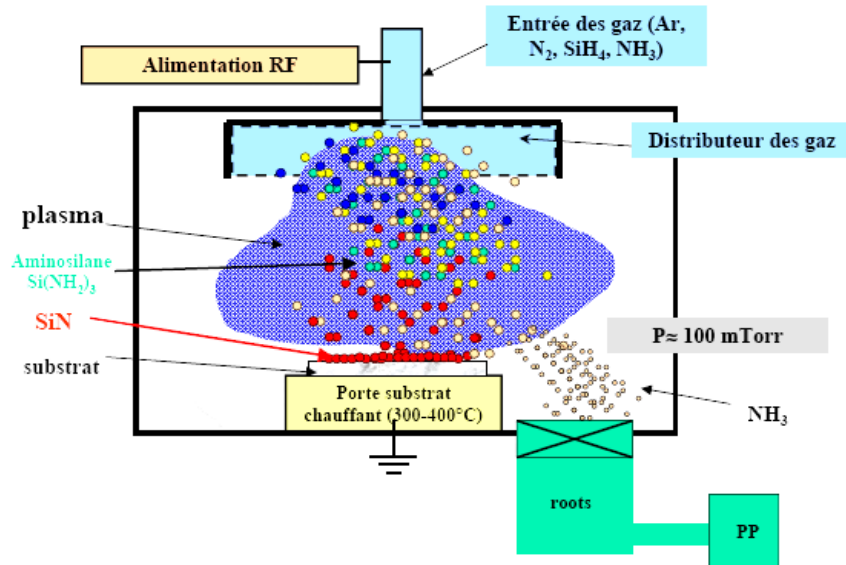


Figure I.14 : Chambre de dépôt des couches de silicium amorphe [12].

La Figure I.14 montre un schéma simple de la méthode. Le substrat sur lequel la couche va être déposée est introduit dans une chambre à vide chauffée à 150-300°C. Après avoir effectué un vide poussé d'environ 0.05-2 torr, le gaz silane SiH₄ est introduit dans la chambre où règne un champ électrique RF et des molécules d'un gaz inerte. Le plasma d'électrons et d'ions qui se forme par l'ionisation du gaz inerte (comme l'Argon) entraîne la décomposition des molécules du SiH₄ et la déposition du Silicium Amorphe Hydrogéné en couche mince sur le substrat [11].

I.8.2 rôle de l'hydrogène dans le silicium amorphe

Le silicium amorphe sur (a-Si) possède généralement de mauvaises propriétés électriques et photovoltaïques en raison de la présence de nombreux états quantiques dans la bande interdite dus à la forte densité de défauts ($\approx 10^{19}$ à 10^{20} cm⁻³) [14]. Ces défauts déterminent et contrôlent les phénomènes de piégeage et de recombinaison. Afin d'améliorer ses propriétés semi-conductrices, un moyen s'avère très efficace pour réduire la densité des défauts (vers $\approx 10^{15}$ cm⁻³) [15] est l'incorporation de l'hydrogène dans la matrice du silicium amorphe durant son dépôt. La présence de l'hydrogène supprime une partie des états de la bande interdite pour les convertir en états profonds dans la bande de valence. Les atomes d'hydrogènes se lient essentiellement avec les atomes de silicium n'ayant que trois liaisons. L'énergie de la liaison chimique forte Si-H est supérieure à celle de la liaison Si-Si, ce qui donne un état électronique plus bas que l'état de la liaison Si-Si, donc dans la bande de valence.

Pour chaque liaison pendante supprimée, un état électronique disparaîtra du 'gap' pour venir se situer sur un niveau des liaisons de valence satisfaisant dans la bande de valence. Néanmoins, si l'apport d'hydrogène est trop important la densité des localisés extrinsèques augmente de nouveau, ce qui exige l'adaptation d'une valeur optimale pour le pourcentage d'hydrogène de $\approx 10\%$ [16]. L'allure de la densité des états obtenue est schématisée.

I.8.3 Propriétés optoélectroniques

Les propriétés optoélectroniques du a-Si:H dépendent fortement de sa microstructure et de son évolution durant la croissance. Puisque l'attachement de l'hydrogène est très sensible aux conditions de déposition, la présence de l'hydrogène dans le plasma est très liée à la qualité du matériau puisque son rôle n'est pas limité seulement à la passivation des liaisons pendantes mais on croit aussi qu'il contribue à la formation du réseau [11].

L'absence d'un ordre à long terme élargit la distribution des états électroniques par rapport à celle du silicium cristallin, en formant des queues de bandes et une distribution continue des états localisés dans le gap d'énergie (Figure I.15) ce qui réduit le libre parcours moyen des porteurs à l'échelle atomique [11].

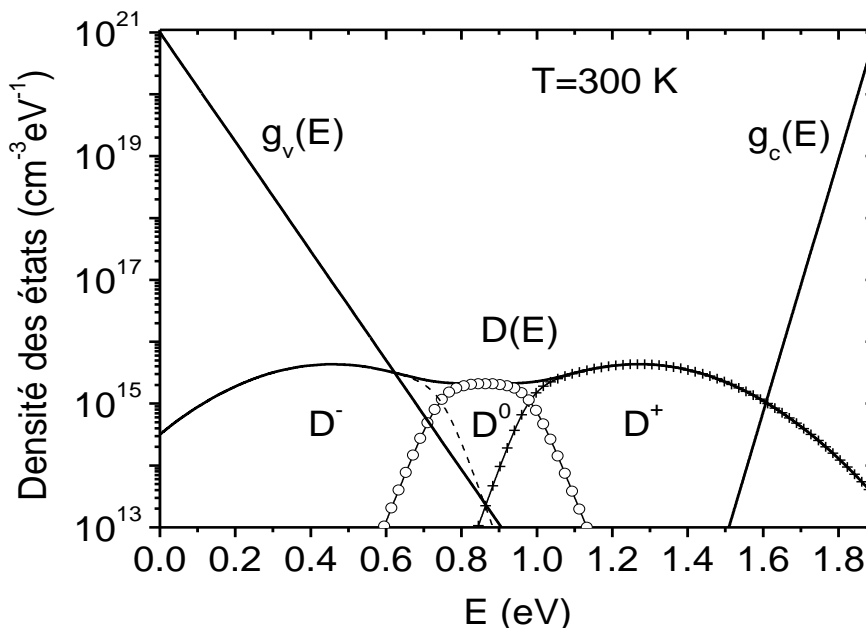


Figure I.15 : Densité des états.

Les états localisés qui s'étendent dans le gap sont le résultat du désordre et des défauts structuraux comme les liaisons brisées. Ces états du gap déterminent les propriétés électroniques puisqu'ils causent le piégeage des porteurs et agissent comme des centres de recombinaison. Les alliages à base de silicium amorphe ont des coefficients d'absorption très élevés à cause de la nature atomique aléatoire, par conséquent, ils se comportent comme des semi-conducteurs à gap direct. Les densités des états électroniques restent des fonctions en énergie, mais il existe maintenant une distribution continue des états localisés. L'équivalente à la bande d'énergie dans

le silicium cristallin devient une région d'états étendus dans le silicium amorphe où les électrons et les trous peuvent se déplacer comme des porteurs libres. Par conséquent, la notion de bandes reste valable dans les semi-conducteurs amorphes car elles sont influencées, essentiellement, par l'ordre à courte portée qui est le même pour les deux types de matériaux (cristallin et amorphe). Cependant, on ne parle plus de bande interdite mais, plutôt, d'un 'gap' de mobilité là où s'étendent les queues de bandes de valence et de conduction depuis les bords de mobilité, E_C et E_V , respectivement. Figure I.15 montre une comparaison entre la distribution énergétique de la densité des états d'un semi-conducteur cristallin (Figure I.16 (a)) et amorphe (Figure I.16 (b)). La densité de ce dernier comprend les bandes, les queues de bandes et les états des liaisons pendantes. E_C et E_V définissent le 'gap' de mobilité, elles séparent les états énergétiques localisés dans le 'gap' de ceux qui sont étendus à l'extérieur [11].

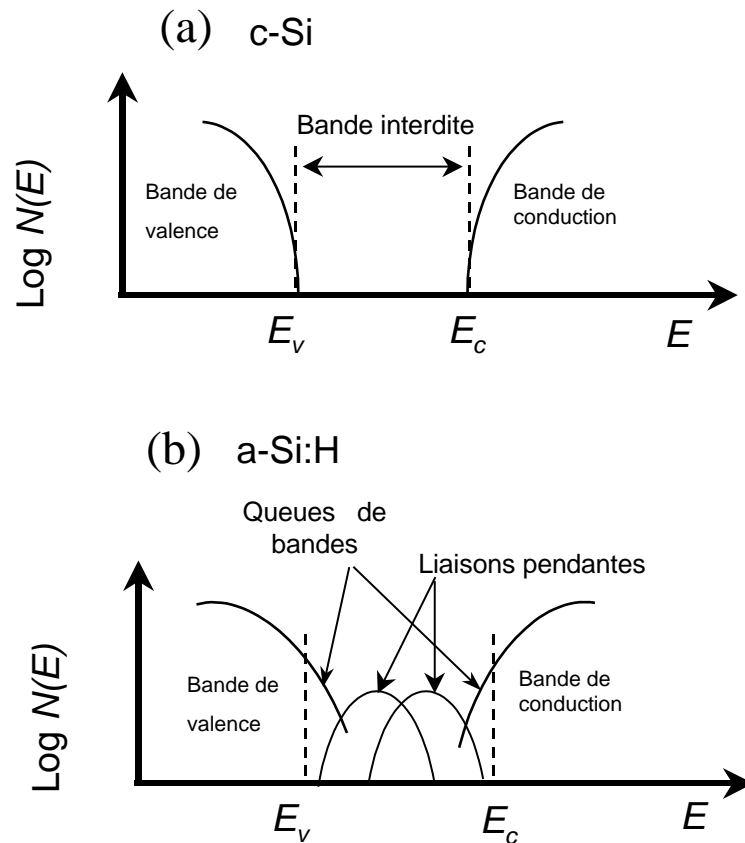


Figure I.16 : Distribution énergétique de la densité des états : (a) d'un semi-conducteur cristallin (c-Si), (b) d'un semi-conducteur amorphe (a-Si :H).

La forte absorption de la lumière et les valeurs des gaps de mobilités, qui sont ajustables par un mélange d'alliages, font du a-Si :H un matériau attractif pour la technologie des cellules solaires puisque il offre la possibilité de plusieurs cellules minces en comparaison avec les cellules en silicium cristallin. La densité des liaisons pendantes est moins que 10^{16} cm^{-3} dans les matériaux

a-Si:H obtenus par PECVD avec un contenu d'hydrogène de 10 at %. La variation de la densité des défauts avec l'énergie présente une chute rapide au voisinage des états de queues. Les queues de bandes résultent de la variation au niveau des angles et longueurs des liaisons. Leurs densités des états sont souvent décrites par une loi exponentielle décroissante depuis les bords de mobilité. Connaître la densité des états (DOS) et sa distribution énergétique dans le gap du a-Si:H est nécessaire pour une analyse quantitative qui décrit le rôle des défauts natifs et des défauts induits par la lumière dans les propriétés optoélectroniques du matériau [11]. La détermination de la distribution complète de la densité des états pour le silicium amorphe est très compliquée, parce qu'il n'a pas de structure périodique et qu'il est préparé sous des conditions hors d'équilibre (métastable). Plusieurs modèles pour la DOS du a-Si:H ont été proposés. Tous prévoient les queues de bande de valence et de conduction. Cependant, chaque modèle a clairement des distributions différentes des densités des états au milieu du gap. Une des distributions de la densité des états a été illustrée dans la Figure I.15 Les états profonds du gap se composent d'états neutres des liaisons pendantes (D^0) au milieu du gap, d'états chargés négativement (D^-) en bas du milieu du gap et d'états chargés positivement (D^+) en haut du milieu du gap. C'est états profonds sont très importants dans la détermination de la collection des porteurs photogénérés dans les cellules solaires en a-Si. Le a-Si:H intrinsèque (non dopé) a un niveau de Fermi près du milieu du gap, et le transport des porteurs libres se produit dans les états étendus avec des mobilités qui sont plus faibles que celles du silicium cristallin, 10 et $1\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les électrons et les trous, respectivement. Les densités des états profonds, qui sont de l'ordre $10^{15} - 10^{16}\text{cm}^{-3}$, sont la clé pour le fonctionnement des cellules solaires efficaces. Par conséquent, les durées de vie des trous et des électrons sont de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-6}\text{s}$, et les densités de la charge d'espace au niveau de la jonction sont basses assez pour permettre au champ électrique à travers la jonction de s'étendre sur la totalité de l'épaisseur de la cellule [11].

I.8.4 Propriété optique du silicium amorphe

Les spectres d'absorption optique du silicium amorphe sont très sensibles aux conditions de préparation, comme on peut le voir sur la Figure I.17 au-dessus de 1.6eV, le coefficient d'absorption α est moins sensible à la méthode de dépôt. On peut alors prévoir le comportement des dépôts en fonction de longueur d'onde lors du recuit laser. Si λ prend la valeur $0.53\mu\text{m}$ (YAG= $0.53\mu\text{m}$). Ce qui correspond à 2.34eV. On peut remarquer qu'il n'y a presque pas de différence entre différents types de dépôt. Mais au contraire pour $\lambda = 1.06\text{eV}$, soit 1.17eV, les seuils de recuits doivent nettement différer. La Figure I.18 montre le coefficient d'absorption, liée à la structure du silicium, pour différentes températures de dépôt. En effet dans la bande

interdite tous les défauts de structure agissent sur la densité des états électroniques $N(E)$ et modifient de ce fait le spectre d'absorption. Pour conclure on note, d'après D.E Carlson, que le matériau préparé par CVD, par simple de décomposition thermique présente une adsorption optique deux fois supérieure à celle d'un matériau préparé par décomposition plasma du silane SiH_4 . Ceci est probablement dû à la différence de concentration d'hydrogène dans chaque matériau (Figure I.17) [17].

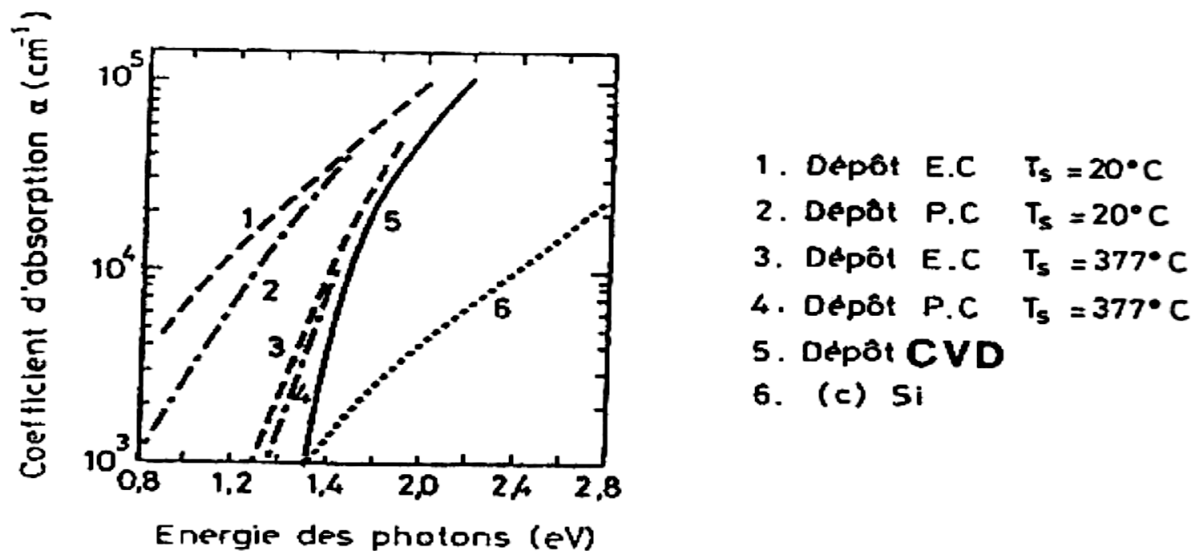


Figure I.17: coefficient d'absorption du silicium amorphe pour différentes méthode de dépôt.

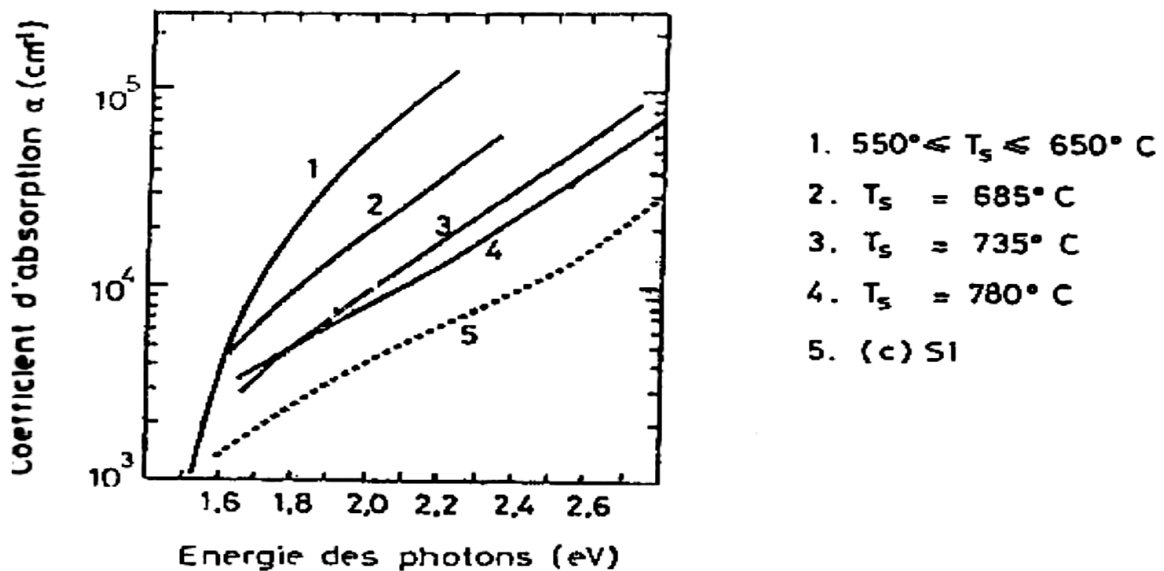


Figure I.18: Coefficient d'absorption du silicium C.V.D. pour différentes températures du substrat lors de dépôt.

I.8.5 Dopage

Le matériau non dopé utilisé dans les cellules solaires a un niveau de Fermi au milieu ou presque du gap mais légèrement de type n. Le a-Si:H intrinsèque peut être dopé soit de type n soit de type p. L'introduction des donneurs ou des accepteurs peut déplacer le niveau de Fermi vers la bande de conduction ou de valence, respectivement. Comme c'est le cas pour le silicium cristallin le dopage n est obtenu par l'incorporation du phosphore dans le matériau, et le dopage p par l'incorporation du Bore. Ceci par l'ajout du Diborane (B_2H_6) ou du Phosphine (PH_3) au silane (SiH_4) lors du processus de déposition. L'incorporation de densités élevées de ces dopants cependant introduit des états de défauts près du milieu du gap, ce qui limite l'efficacité du dopage et réduit la durée de vie des porteurs libres. Comme résultat, les matériaux dopés ne peuvent pas être utilisés comme des couches absorbantes actives dans les cellules solaires comme c'est le cas dans les jonctions p/n cristallines. Par conséquent la structure de base d'une cellule solaire en silicium amorphe est une structure p-i-n, ou n-i-p. Deux contacts type p et type n séparés par une couche absorbante intrinsèque 'i' plus épaisse, qui peut avoir des gaps ajustables et de basses densités de défauts profonds pour offrir une grande flexibilité pour absorber efficacement dans les différentes régions du spectre solaire [11].

I.9 Comparaison entre le Si cristallin et le a-Si:H

Une structure amorphe ou désordonnée signifie évidemment qu'il n'existe pas d'ordre à grande distance. Néanmoins, un certain ordre existe à courte distance. Figur I.19 montre une comparaison entre la structure cristalline et la structure amorphe; on observe les défauts de la structure amorphe qui forment des centres de recombinaison pour les porteurs libres. Dans la majorité des cas, ces liaisons sont saturées avec les atomes d'hydrogène. Cette structure tend à le différencier du silicium cristallin du point de vue caractéristiques optoélectroniques et, par conséquent, les nouvelles possibilités qu'il offre en terme de technologie et applications [11,13]

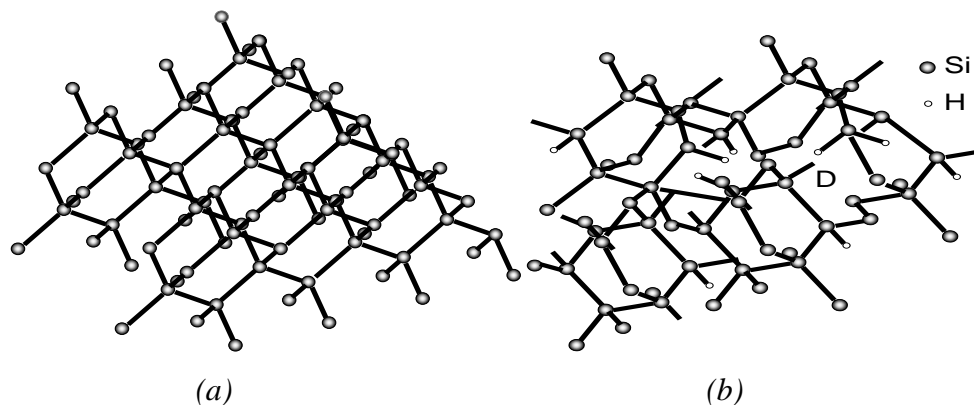


Figure I.19 : Structures cristalline (a) et amorphe (b).

Le silicium amorphe se distingue du silicium cristallin par les avantages suivants [11,13]:

- Possibilité de le déposer sur des grandes surfaces.
- Possibilité de le déposer sur des surfaces non planes ou souples (ex : cylindres ou sphères).
- Facilité de fabrication par déposition.
- Technologie basse température ($< 300\text{ }^{\circ}\text{C}$).
- Forte absorption de la lumière visible.
- Bande interdite (gap) plus élevée (1.7 –1.9 eV contre 1.1 eV pour le silicium cristallin), qui permet d'obtenir des courants d'obscurité inverses plus faibles.

Cependant, il présente aussi des désavantages qui sont, essentiellement:

- Beaucoup de défauts dans la structure.
- Faibles mobilités des porteurs libres.
- Métastabilité de ses propriétés électroniques sous l'effet d'excitations externes stationnaires (lumière ou polarisation électrique)

Après comparaison des avantages multiples du silicium amorphe et des inconvénients cités ci-dessus, il ne faut pas conclure que ce matériau va remplacer le silicium cristallin dans un proche avenir. Par contre, il est possible de tirer parti de certains avantages du silicium amorphe afin de développer de nouvelles applications pour lesquelles le silicium cristallin ne peut être ou est difficilement utilisable: principalement les technologies qui nécessitent des grandes surfaces, ou des surfaces non planes.

Chapitre II

Techniques de caractérisation des cellules solaires amorphes et cristallines

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter quelques caractéristiques des cellules solaires et présenter les techniques de caractérisation qui sont basées sur la mesure du coefficient d'absorption optique et la détermination de la densité d'état électronique.

II.2 Jonction PN

II.2.1 Jonction PN à l'équilibre thermodynamique

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposons abrupte (figure II.1), c'est à- dire que la transition de la zone P à la zone N se fait brusquement. Lorsque l'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs des régions P et N va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la concentration en porteurs d'une région à l'autre. Les trous de la région P vont diffuser vers la région N laissant derrière eux des atomes ionisés, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région N qui diffusent vers la région P laissant derrière eux des charges positives. Il apparaît aussi au niveau de la jonction une zone contenant des charges fixes positives et négatives. Ces charges créent un champ électrique E qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse [18].

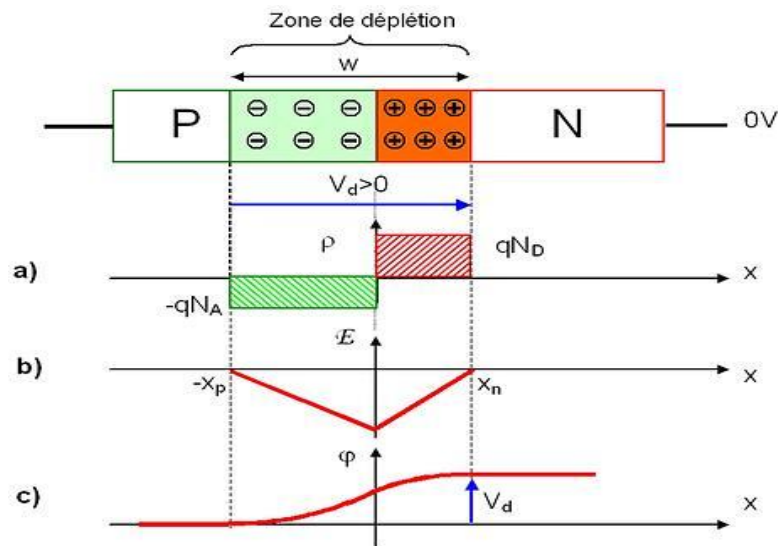


Figure II.1 : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique [5].

Dans ces conditions les répartitions des charges, du champ électrique et du potentiel sont représentées sur la Figure II.1. La région dépeuplée de porteurs mobiles est appelée zone de charge d'espace (ZCE). Elle a une épaisseur de l'ordre de 0,5 μm . La forme générale de la densité de charges dépend essentiellement du profil de dopage de la jonction. Dans le cas idéal on peut déduire aisément la forme du champ électrique $E(x)$ ainsi que du potentiel $V(x)$ par application des équations de l'électrostatique. En effet le potentiel $V(x)$ et le champ électrique $E(x)$ s'expriment en fonction de la densité de charges (x) par :

La loi de Gauss s'exprime par la relation suivante [19] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{II.1})$$

L'expression du champ électrique s'écrira [19]:

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II.2})$$

De plus la neutralité électrique globale du barreau impose la relation [19]:

$$N_a \cdot W_d = N_d \cdot W_d \quad (\text{II.3})$$

On peut remarquer que conformément à la relation de Boltzmann il existe une barrière de potentiel qui constitue le potentiel de diffusion de la jonction [20] :

$$V_{bi} = U_T \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) \quad \text{Où} \quad U_T = \frac{kT}{q} \quad (\text{II.4})$$

La largeur de la zone de transition est donnée par [19]:

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) V_{bi}} \quad (\text{II.5})$$

II.2.2 Polarisation de la jonction en direct

Si on polarise la jonction sous une tension V_{direct} , elle réduit la hauteur de barrière qui devient $(V_{bi} - V_{\text{direct}})$ entraînant une diminution de l'épaisseur de la Z.C.E (dans l'équation II.3) V_{bi} est remplacé par : $(V_{bi} - V_{\text{direct}})$. De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et, se présentant alors dans un "milieu hostile" (P pour électrons et N pour les trous), ils sont recombinaison. Cette recombinaison consomme près de la Z.C.E des trous dans la région P (des électrons dans la région N). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre N sont soumis à un phénomène analogue. C'est ce phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct I_A dans la jonction.

Ce courant s'écrit [19]:

$$I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi - V_{direct}}{U_T}\right) \tag{II.6}$$

Sachant que le courant de saturation I_s correspondant aux porteurs minoritaires des zones N et P qui se présentent en bordure de la Z.C.E. On obtient le courant total qui circule dans la jonction [19]:

$$I_A = I_s \left[\exp\left(\frac{V_{direct}}{U_T}\right) - 1 \right] \tag{II.7}$$

II.2.3 Polarisation de la jonction en inverse

Si on polarise la jonction en sens inverse la hauteur de barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient $V_f + V_{inv}$. Le champ électrique dans la zone de charge d'espace augmente ainsi que son étendue (dans l'équation (II.2) et (II.3) V_f devient $V_f + V_{inv}$). Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont pas l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel. La jonction est alors traversée par le très faible courant de saturation I_s . Ce courant issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend uniquement de la température. La figure (II.2) nous montre l'origine du courant inverse de saturation I_s de cette jonction [21].

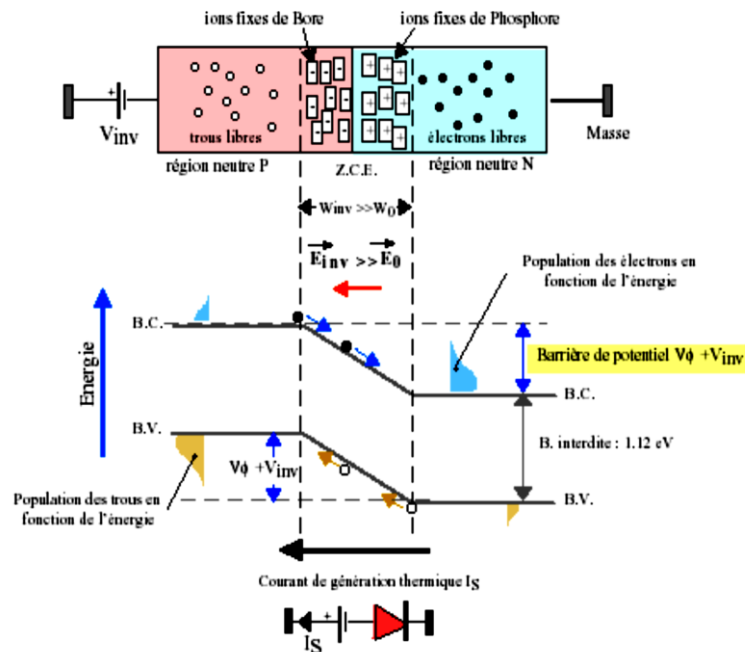


Figure II.2: Jonction polarisée dans un sens inverse.

II.3 Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

Une cellule photovoltaïque est un dispositif qui permet de transformer l'énergie solaire en énergie électrique. Cette transformation est basée sur les trois mécanismes suivants :

- ❖ absorption des photons (dont l'énergie est supérieure au gap) par le matériau constituant le dispositif.
- ❖ conversion de l'énergie du photon en énergie électrique, ce qui correspond à la création de paires électron/trou dans le matériau semi-conducteur.
- ❖ collecte des particules générées dans le dispositif.

Le fonctionnement des cellules photovoltaïques est illustré sur la figure II.3 :

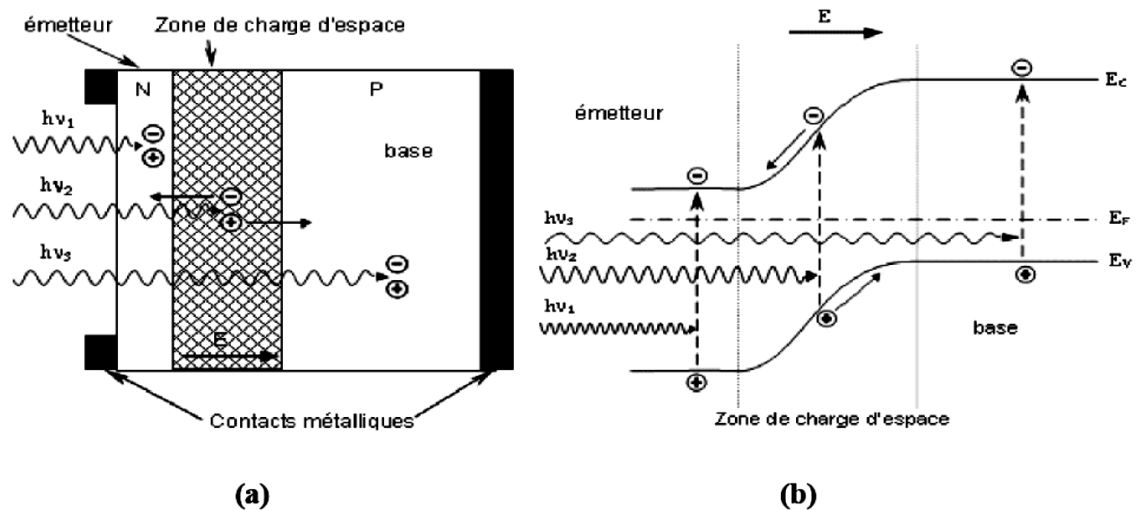


Figure II.3 : Structure (a) et diagramme (b) de bande (image droite) d'une cellule photovoltaïque [22].

Le matériau constituant la cellule photovoltaïque doit donc posséder deux niveaux d'énergie et être assez conducteur pour permettre l'écoulement du courant : d'où l'intérêt des semi-conducteurs pour l'industrie photovoltaïque.

Afin de collecter les particules générées, un champ électrique permettant de dissocier les paires électrons /trous créées est nécessaire [22]. Pour cela on utilise le plus souvent une jonction p-n. D'autres structures, comme les hétérojonctions et les Schottky peuvent également être utilisées.

Les photons incidents créent des porteurs dans les zones n et p et dans la zone de charge d'espace. Les photos porteuses auront un comportement différent suivant la région :

- dans la zone n ou p, les porteurs minoritaires qui atteignent la zone de charge d'espace sont "envoyés" par le champ électrique dans la zone p (pour les trous) ou dans la zone n (pour les électrons) où ils seront majoritaires. On aura une photo courant de diffusion.
- dans la zone de charge d'espace, les paires électrons/trou créées par les photons incidents sont dissociées par le champ électrique : les électrons vont aller vers la région n, les trous vers la région p. On aura une photo courant de génération.

Ces deux contributions s'ajoutent pour donner une photo courant résultant I_{ph} . C'est un courant de porteurs minoritaires. Il est proportionnel à l'intensité lumineuse [22].

II.4 caractérisation électrique et les paramètre d'une cellule photovoltaïque

Le courant délivré sur une charge par une cellule photovoltaïque éclairée s'écrit [22] :

$$I(V) = I_{ph} - I_{obsc}(V) \quad (II.8)$$

Où :

I_{ph} est la densité de courant photogénèse.

I_{obsc} est densité de courant d'obscurité.

Pour une cellule photovoltaïque idéale, l'équation (II.8) peut être écrite sous la forme suivante [22] :

$$I(V) = I_{ph} - I_S \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (II.9)$$

Où :

I_S est le courant de saturation de la diode.

q est la charge élémentaire.

Ainsi, dans une cellule photovoltaïque, deux courants s'opposent : le courant d'éclairement et un courant de diode appelé courant d'obscurité qui résulte de la polarisation du composant.

La caractéristique $I(V)$ d'une cellule sous obscurité est identique à celle d'une diode. Sous éclairement, la caractéristique a l'allure présentée sur la figure II.4 [22]. A partir de cette caractéristique de la cellule photovoltaïque, on déduit les paramètres électriques propres à la cellule et notamment :

- Le courant de court-circuit I_{cc} d'une cellule photovoltaïque obtenu pour une tension $V=0$, caractérise la quantité des paires électrons trous créés G qui traverse la jonction sans être recombinées et ce entre les longueurs de diffusion des électrons et trous (L_n et L_p) [23]:

$$I_{CC} = q G(L_n + L_p) \quad (\text{II.10})$$

- La tension de circuit ouvert V_{co} Sous obscurité ($I=0$), la cellule fournit un courant égal au courant de court-circuit I_{cc} pour une tension, appelée tension en circuit ouvert V_{co} [23]:

$$V_{CO} = \frac{kt}{q} \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_s} + 1 \right) \quad (\text{II.11})$$

- Courant à la puissance maximale I_m de fonctionnement de la cellule photovoltaïque [22].
- Tension à la puissance maximale V_m de fonctionnement de la cellule photovoltaïque [22].
- Le facteur de forme FF met en évidence non seulement l'efficacité d'une cellule photovoltaïque mais aussi et surtout son vieillissement. Il est défini par le rapport de la puissance maximale P_M et de la valeur du produit $I_{cc} \cdot V_{co}$ [23]:

$$FF = \frac{P_M}{V_{oc}I_{cc}} = \frac{V_M I_{mM}}{V_{oc}I_{cc}} \quad (\text{II.12})$$

- Le rendement η de conversion (efficiency) exprime en pourcentage, désigne le rendement de conversion en puissance. Il est défini comme étant le rapport entre la puissance maximale délivrée par la cellule et la puissance lumineuse incidente P_{inc} [24] :

$$\eta = \frac{P_M}{P_{inc}} = \frac{FF V_{oc} I_{cc}}{P_{inc}} \quad (\text{II.13})$$

- Le rendement quantique, note EQE (external quantum efficiency), appelé aussi IPCE (incident photon to current conversion efficiency), est le rapport entre le nombre d'électrons dans le circuit externe et le nombre de photons incidents. Ce rendement ne prend pas en considération les photons réfléchis et transmis. Il est donné par la relation suivante [24] :

$$EQE = \frac{J_{cc}(\lambda)}{\varphi(\lambda)} \times \frac{E_{ph}(\lambda)}{e} = \frac{hc}{e} \times \frac{J_{cc}(\lambda)}{\varphi(\lambda)\lambda} = 1,24 \times \frac{J_{cc}(\lambda)}{\varphi(\lambda)\lambda} \quad (\text{II.14})$$

Où :

J_{cc} est la densité de courant de court-circuit ($A.cm^{-2}$).

φ est l'éclairement reçu par l'échantillon ($W.cm^{-2}$).

λ est la longueur d'onde monochromatique (nm).

h est la constante de Planck (J.s).

c est la vitesse de la lumière (Jms^{-1}).

e la charge électronique.

E_{ph} l'énergie du photon.

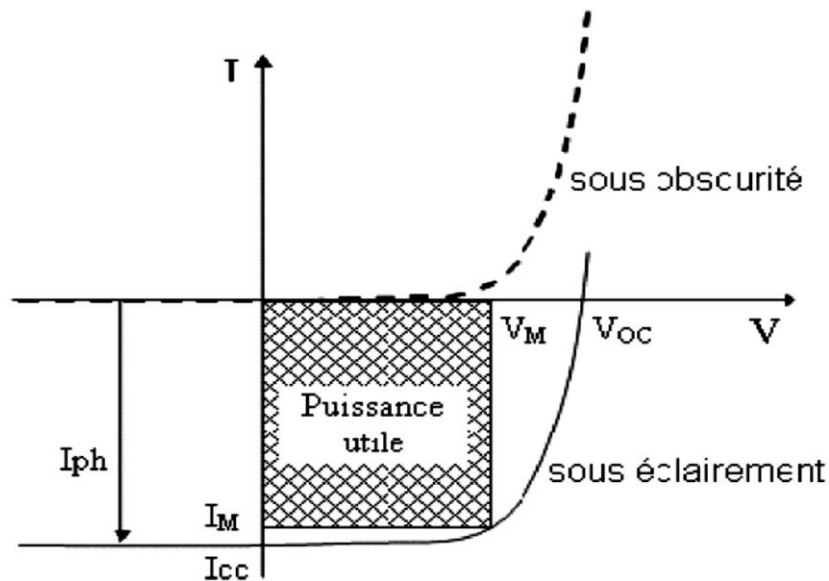


Figure II.4 : Caractéristiques $I=f(V)$ sous obscurité et sous éclairage d'une cellule photovoltaïque [22].

II.5 Types des cellules photovoltaïques

Les photopiles ou cellules solaires sont des composants optoélectroniques qui transforment directement la lumière solaire en électricité. Elles sont réalisées à base de matériaux semi-conducteurs [25], Aujourd'hui, plus de 99 % des équipements photovoltaïques utilisent le silicium comme matériau de base. Ce dernier se présente sous différentes formes [26], les plus répandues étant le silicium cristallin (monocristallin, multi cristallin), et le silicium amorphe.

II.5.1 Cellules photovoltaïques cristallines

a. Cellule photovoltaïque à base de silicium monocristallin

C'est un matériau de très haute pureté, qui est obtenu par Czochralski ou la zone flottante, le produit fini se présente sous la forme de lingots qu'il faut ensuite découper en plaquettes de $300\mu\text{m}$. C'est un matériau qui présente d'excellentes qualités électroniques et permet la fabrication de cellules à haut rendement ($\square 18\%$), mais il est très couteux [27].



Figure II.5 : Cellule solaire au silicium monocristallin [28].

b. Cellule photovoltaïque à base de silicium polycristallin

Il apparaît comme la juxtaposition de petits cristaux monocristallins d'orientations différentes et de dimensions du millimètre ou centimètre. Pour fabriquer ce matériau, on refond tous les déchets provenant du tirage de monocristaux, on obtient des lingots qu'il faut ensuite scier en plaquettes (wafers). Il occupe 55,9% du marché et tend à progresser. Les cellules solaires à base de silicium multi cristallin sont moins onéreuses mais relativement moins performantes. La fabrication du silicium polycristallin est moins coûteuse d'un point de vue énergétique mais aussi financier : les cellules polycristallines supportent mieux la présence d'impuretés que les cellules monocristallines [27].

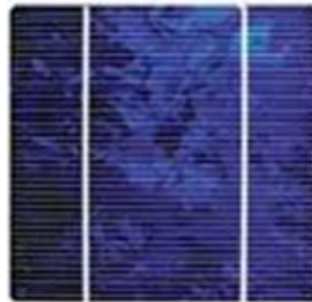


Figure II.6 : Cellule solaire au silicium polycristallin [28].

II.5.2 Cellules photovoltaïques Amorphes

Le fonctionnement de toutes les cellules solaires est basé sur les mêmes principes physiques, cependant, puisque les cellules solaires en a-Si sont à base de matériaux de propriétés différentes de celles du silicium cristallin, la structure de base de la cellule est un peu différent [11].

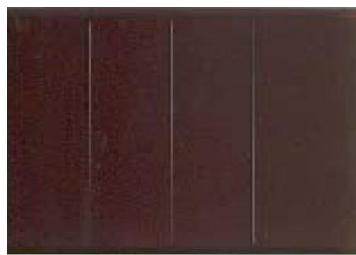


Figure II.7: Cellule solaire amorphe [28].

Les régions n et p produisent la tension interne de la jonction. Cependant, à cause de la durée de vie courte dans les régions fortement dopées, les porteurs photogénérés dans les régions dopées ne sont pas collectés et ne contribuent pas de façon significative au photocourant [11].

La fabrication de la cellule p-i-n commence par la déposition d'une couche fenêtre de type p sur un oxyde conducteur transparent (TCO). Une couche intrinsèque 'i' est par la suite déposée pour former la région absorbante en volume de la cellule.

La dernière étape est la formation de jonction p-i-n par la déposition de la région n. La Figure II.8 montre un schéma simple de la cellule p-i-n où le TCO utilisé est l'oxyde de Zinc.

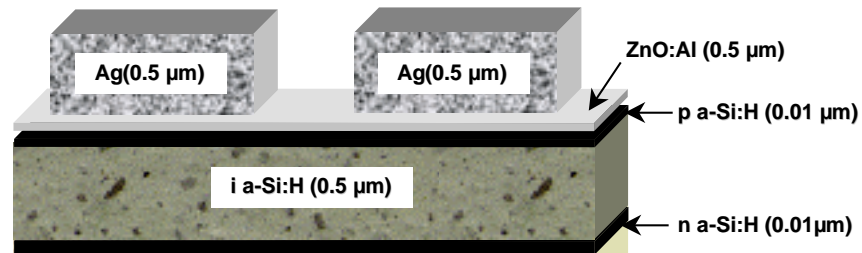


Figure II.8: Structure p-i-n d'une cellule solaire en a-Si:H.

II.6 Techniques de caractérisation des semi-conducteurs

La densité d'états électroniques des semi-conducteurs peut être étudiée par plusieurs techniques. Parmi les méthodes les plus couramment utilisées, on trouve les méthodes électriques et les méthodes optiques. La DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) [29,30] qui est une des techniques qui mesure la capacité en régime transitoire détermine la DOS au-dessous du niveau de Fermi mais elle est limitée aux semi-conducteurs dopés qui ont une faible résistivité. La SCLC-TOF [31] qui mesure le photocourant en régime transitoire pour des intensités lumineuses élevées détermine la DOS mais seulement au-dessus du niveau de Fermi. Les autres techniques dites optiques, que nous allons décrire (PDS [32,33], DBP [34,35] et CPM [36,37]), sont basées sur la mesure du coefficient d'absorption α . En effet, le coefficient d'absorption est proportionnel à la densité et à la section de capture des porteurs de charges qui ont participé aux transitions par l'absorption des photons d'énergie $h\nu$. Dans ces techniques, les photons ont des énergies inférieures à celle de la largeur du gap de mobilité. Ils peuvent exciter soit des électrons des états localisés de la queue de bande de valence ou de la liaison pendante neutre et chargé négativement vers la bande de conduction, soit des électrons de la bande de valence vers les états localisés de la queue de bande de conduction ou de la liaison pendante neutre et chargé positivement. La première possibilité est la plus probable puisque la densité d'états de la VBT est plus importante que celle de la CBT. On peut estimer donc la densité d'états de la VBT et la densité de défauts à partir de la mesure du coefficient d'absorption optique.

II.6.1 Spectroscopie de déflexion photothermique

a. Principe

Cette méthode optique mise au point dès 1980 par Boccarda et al. [38] et étudiée théoriquement et effectuée expérimentalement par Jackson et al. [32], permet de déterminer par effet photothermique l'absorption de l'échantillon plongé dans un liquide (CCl_4) dans lequel s'établit un gradient d'indice de réfraction. Ce changement d'indice est causé lors d'une variation de

température du milieu ce qui provoque la déflexion d'un faisceau laser qui rasant la surface du matériau étudié. La mesure de la déflexion nous donne des informations sur le nombre de défauts. La figure II.9 montre schématiquement le montage utilisé pour la technique PDS. Ce montage contient une source lumineuse d'une puissance de 250W éclairant un échantillon sous incidence normale avec un faisceau de lumière monochromatique obtenu à l'aide d'un monochromateur et un filtre passe-haut. L'échantillon est placé dans un liquide transparent dans le domaine spectral considéré, et présentant une très bonne variation d'indice de réfraction avec la température. L'énergie lumineuse incidente chauffe l'échantillon d'une manière périodique. Celui-ci est le siège d'un gradient de température, et par conséquent un changement d'indice de réfraction du liquide est obtenu. Le faisceau laser rasant la couche de silicium à étudier est dévié également de façon périodique par suite de ce gradient. La déviation est alors détectée par des photodiodes. Après une calibration, le coefficient d'absorption optique est calculé selon l'équation [39]:

$$\alpha(h\nu) = -\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{S(h\nu)}{S_{sat}} \right) \quad (\text{II.15})$$

avec S et S_{sat} sont le signal mesuré par les photodiodes et le signal de saturation pour de fortes énergies respectivement.

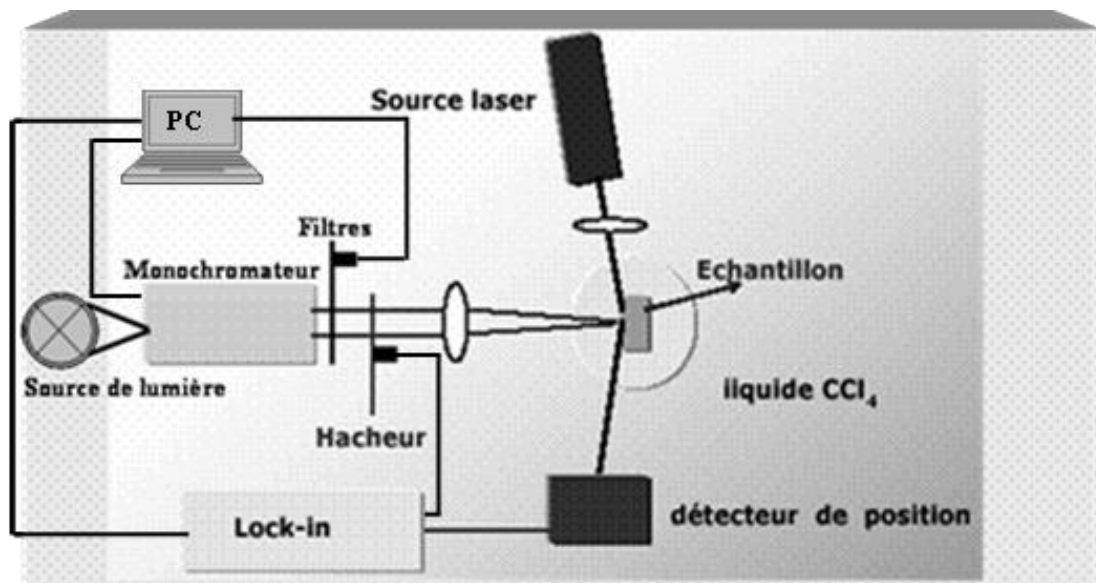


Figure II.9: Montage de la mesure d'absorption optique par la technique de spectroscopie de déflexion photothermique

Cette mesure relativement répandue dans le domaine du silicium amorphe, est utilisée pour estimer la densité de défauts en se basant sur la proportionnalité qui existe entre l'absorption optique et la densité de défauts dans la région où l'absorption est contrôlée par les transitions

entre les défauts et les bandes. Ces transitions sont excitées par des photons d'énergie inférieure à la largeur du gap de mobilité. Selon la méthode proposée par Wyrsh [39], on peut déduire la densité de défauts en multipliant l'absorption à 1.2eV par un facteur de calibration égal à $2.10^{16} \text{ cm}^{-2}$:

$$\alpha(h\nu) = 2.10^{16} N_d \quad (\text{II.16})$$

La Figure II.8 illustre un exemple typique mesuré par la PDS où l'absorption due aux défauts profonds et la chute due à la queue de bande de valence sont évidentes.

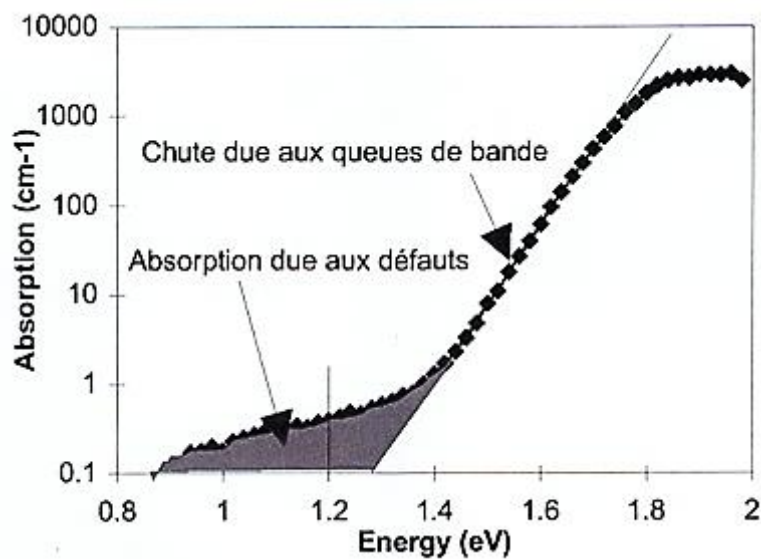


Figure II.10: Spectre d'absorption optique du a-Si:H mesuré par PDS [39].

b. Avantages et inconvénients

Comme toute mesure de ce type, la technique PDS a quelques avantages et certains inconvénients. Parmi ses avantages on peut citer:

- Méthode de mesure très pratique.
- Donne des résultats de bonne précision et reproductibles.
- Facile à utiliser.

Néanmoins, cette méthode souffre des inconvénients principaux suivants:

- Méthode indirecte.
- Les mesures doivent être calibrées par rapport aux mesures de Transmission-Reflexion optique à 1.7eV.
- Elle est sensible aux défauts de surfaces et interfaces surtout pour des faibles épaisseurs;

- La mesure est influencée par la nature du substrat; si celle-ci est plus absorbant (contact métallique par exemple) que l'échantillon, la mesure de l'absorption optique de la couche n'est pas possible.
- Les mesures ne peuvent être effectuées in situ c'est-à-dire durant le processus de déposition du film en question.

II.6.2 Photoconductivité à doubles faisceaux

a. Principe

La photoconductivité à doubles faisceaux ou DBP, est une des techniques qui mesure l'absorption optique pour des énergies de photons en dessous de la largeur du gap. Dans cette méthode deux faisceaux de lumière DC et AC sont utilisés. Le premier (Probe light) est monochromatique et périodique de fréquence fixe généralement de 10Hz à 1000Hz [40] et d'intensité ϕ , elle est utilisée pour sonder le gap du matériau et la photoconductivité résultante est mesurée à l'aide d'un amplificateur lock-in. Le deuxième faisceau est continu et d'intensité ϕ_o (Bias light) constante, il permet de produire des porteurs libres en changeant l'occupation d'états du gap et de maintenir les quasi-niveaux de Fermi E_F^n et E_F^p constants. Ainsi, en utilisant différentes flux constants (taux de génération variés), plus d'états profonds aux dessous et aux dessus de niveau de Fermi sont occupés par les électrons (cas du photoconductivité type n) ce qui implique plus de transitions vers la bande de conduction. Entrefaites, le coefficient d'absorption est plus élevé donc plus facile à détecter. La condition $\phi < \phi_o$ doit être pris en compte pour cette technique. Dans ces conditions, l'excitation continue $\phi_o(h\nu)$ et la photoconductivité périodique $\sigma_{ph}(h\nu)$ issue de l'excitation périodique sont en relation linéaire avec le coefficient d'absorption optique $\alpha(h\nu)$ selon la formule suivante [41]:

$$\alpha(h\nu) = \frac{\sigma_{ph}(h\nu)}{A \cdot \phi_o(h\nu)} \quad (\text{II.17})$$

Où : A étant la constante de proportionnalité.

L'illustration suivante montre un exemple de montage de la technique DBP utilisé par le groupe composé du Professeur Mehmet Güneş de l'université d'Izmir, Turkey.

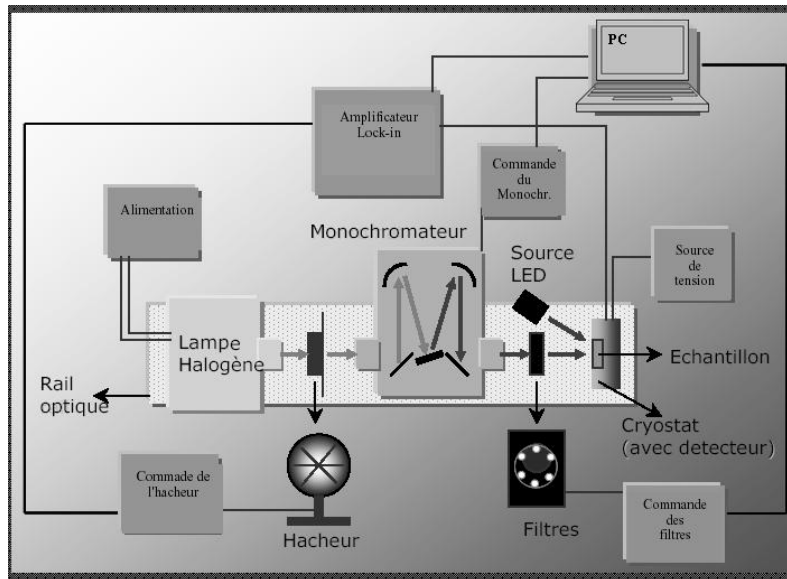


Figure II.11: Montage pour la mesure d'absorption optique par la technique de photoconductivité à doubles faisceaux [41].

La figure II.12 montre le résultat obtenu en utilisant le montage précédent:

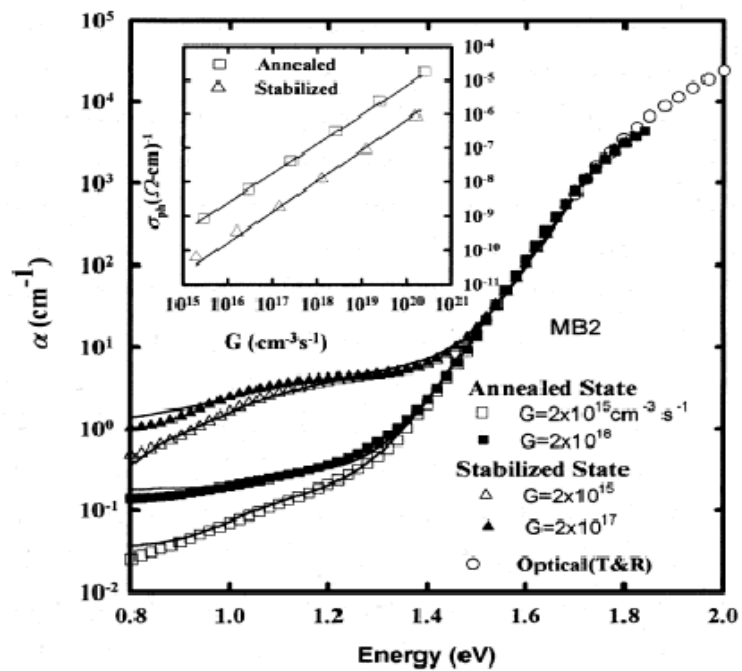


Figure II.12: Spectre d'absorption optique du a-Si:H mesuré par DBP [41].

b. Avantages et inconvénients

La technique DBP est parmi les techniques de caractérisation qui sont largement commentées et illustrées. Elle bénéficie des avantages suivants:

- Méthode de mesure très sensible, pratiquement on peut mesurer des absorptions inférieures à 0.1cm^{-1} .
- Elle est insensible aux défauts de surfaces.
- Méthode permet d'étudier l'effet S-W.
- Permet d'améliorer le rapport signal-bruit.

D'autres part, cette technique comme d'autres souffre de quelques problèmes à savoir:

- Méthode indirecte.
- Les mesures doivent être normalisées par rapport aux mesures de Transmission-Reflexion optique à 1.7eV .
- Les mesures du coefficient d'absorption optique $\alpha(h\nu)$ obtenues sont influencées par le phénomène d'interférence.
- Les mesures ne peuvent être effectuées in situ c'est-à-dire durant le processus de déposition du film en question.

II.6.3 Méthode du photocourant constant

a. Principe

La technique de photocourant constant ou CPM a été introduit par Vanecek et al. [42]. C'est une technique sensible elle permet de mesurer des faibles absorption correspondant aux défauts profond ce qui permet d'en déduire la nature et la distribution énergétique des défauts profonds dans le gap à partir de la mesure du coefficient d'absorption optique $\alpha(h\nu)$. Elle a l'avantage par rapport à la technique PDS d'être insensible aux défauts de surface.

La figure II.11 illustre un exemple de montage utilisé pour la mesure d'absorption optique par la méthode du photocourant constant.

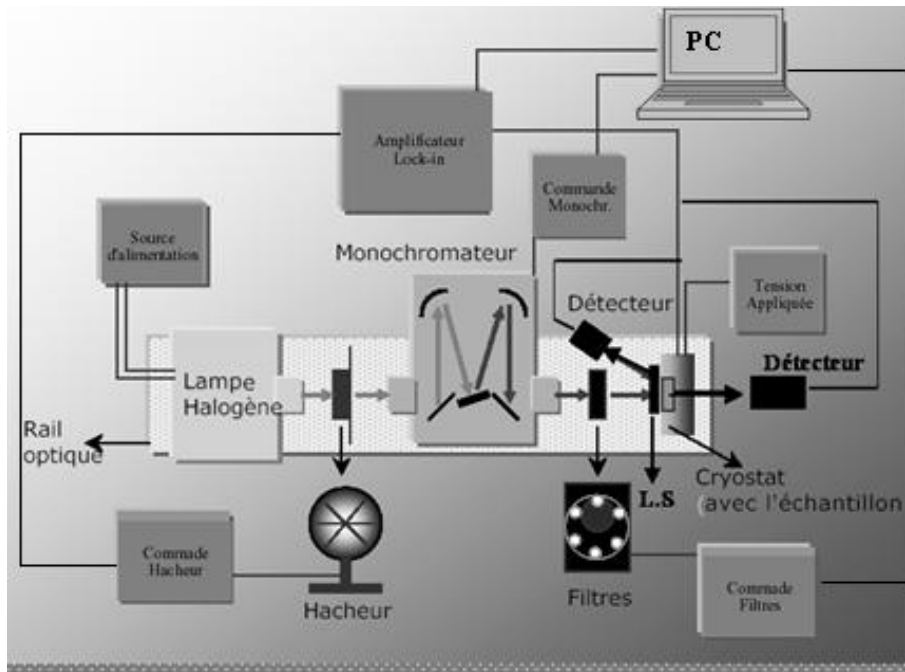


Figure II.13: Montage de la mesure d'absorption optique par la méthode du photocourant constant.

L'idée de base de la technique CPM est de maintenir le photocourant constant pendant la mesure du spectre d'absorption par illumination monochromatique $\Phi(h\nu)$ mais à intensité variable. Une telle condition, assure un taux de génération $G(h\nu)$ constant et une durée de vie des porteurs de charge $\tau(h\nu)$ constante pour toutes les longueurs d'onde λ à scanner. Si l'échantillon a une épaisseur d de l'ordre de micromètre, et connaissant que pour des faibles absorption ($0.01\text{cm}^{-1} < \alpha(h\nu) < 10\text{cm}^{-1}$) le produit $ad \ll 1$, $G(h\nu)$ s'écrit donc:

$$G(h\nu) = \Phi(h\nu)(1 - R)\eta \frac{1 - \exp(-\alpha(h\nu)d)}{d} \approx \Phi(h\nu)(1 - R)\eta \left[\alpha(h\nu) - \frac{1}{2}\alpha^2(h\nu)d + \dots \right] \quad (\text{II.18})$$

Comme $G(h\nu)$ est constant et R le coefficient de réflexion est couramment supposé nul et le rendement quantique η est considéré égal à l'unité, l'équation (II.4) se réduit alors à:

$$\alpha(h\nu)\Phi(h\nu) = \text{Cte} \Leftrightarrow \alpha(h\nu) \propto \frac{\text{Cte}}{\alpha(h\nu)} \quad (\text{II.19})$$

Finalement, les spectres d'absorption optique mesurés sont normalisés dans la région haute énergie par les spectres mesurés par la technique de transmission-reflexion. Néanmoins, des valeurs absolues de $\alpha(h\nu)$ peuvent être obtenus directement en utilisant la technique CPM absolu. Cette technique est la combinaison de la CPM standard et la CPM à transmission où un deuxième détecteur est placé derrière l'échantillon [43,44].

La figure II.14 montre un exemple typique de mesure d'absorption optique par la méthode du photocourant constant standard et à transmission [43].

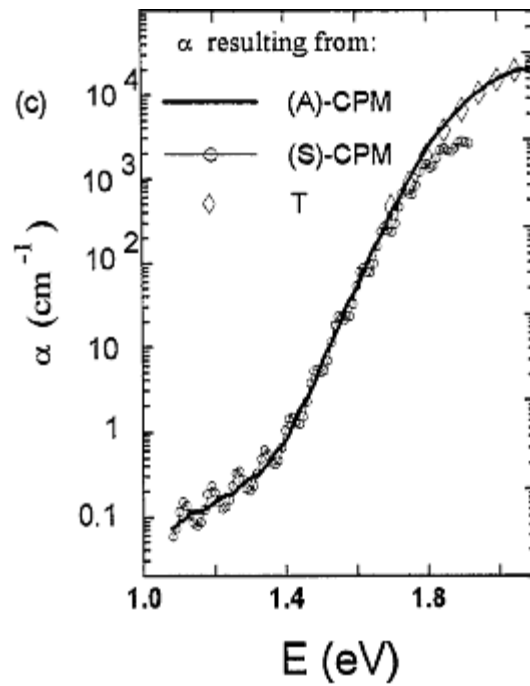


Figure II.14: Spectre d'absorption optique du a-Si:H mesuré par CPM [43].

Chapitre III

Résultats Expérimentaux

III.1 Introduction

Notre but dans ce dernier chapitre est d'obtenir les courbes de spectre d'absorption optique d'une cellule solaire amorphe et cristalline en utilisant la technique DC- CPM en mode continu.

Cette étude peut aider plus ou moins à comprendre la nature et les propriétés électriques et optiques de ces cellules.

III.2 Environnement LabVIEW

LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) est un langage de programmation graphique qui utilise des icônes au lieu de lignes de texte pour créer des applications. Contrairement aux langages de programmation textuels où ce sont les instructions qui déterminent l'ordre d'exécution du programme, LabVIEW utilise la programmation par flux de données ; c'est le flux des données qui détermine l'ordre d'exécution des fonctions. Les VIs, ou instruments virtuels, sont des programmes LabVIEW qui contrôlent les instruments physiques [45].

Dans LabVIEW, vous construisez une interface utilisateur à l'aide d'un ensemble d'outils et d'objets. L'interface utilisateur d'un VI est appelée la face-avant. Ensuite, vous créez le code en utilisant des représentations graphiques de fonctions pour commander les objets de la face-avant.

Un VI contient les deux composantes suivantes :

- **Face-avant** — Sert d'interface utilisateur.
- **Diagramme** — Contient le code source graphique qui définit les fonctionnalités du VI.

➤ **Face-avant**

La face-avant est l'interface utilisateur du VI. Vous construisez la face-avant avec des commandes et des indicateurs qui sont respectivement les terminaux d'entrée et de sortie interactifs du VI. Les commandes sont des boutons rotatifs, des boutons-poussoirs, des cadrans et autres mécanismes d'entrée. Les indicateurs sont des graphes, des LED et d'autres afficheurs de sortie. Les commandes simulent les mécanismes d'entrée des instruments et fournissent des données au diagramme du VI. Les indicateurs simulent les mécanismes de sortie d'instruments et affichent les données que le diagramme acquiert ou génère [45].

➤ **Diagramme**

Après avoir construit la face-avant, vous devez ajouter le code en utilisant les représentations graphiques des fonctions pour commander les objets de la face-avant. Le diagramme contient ce code source graphique. Les objets de la face-avant apparaissent en tant que terminaux sur le diagramme [45].

La figure suivante montre un exemple de face-avant et le diagramme.

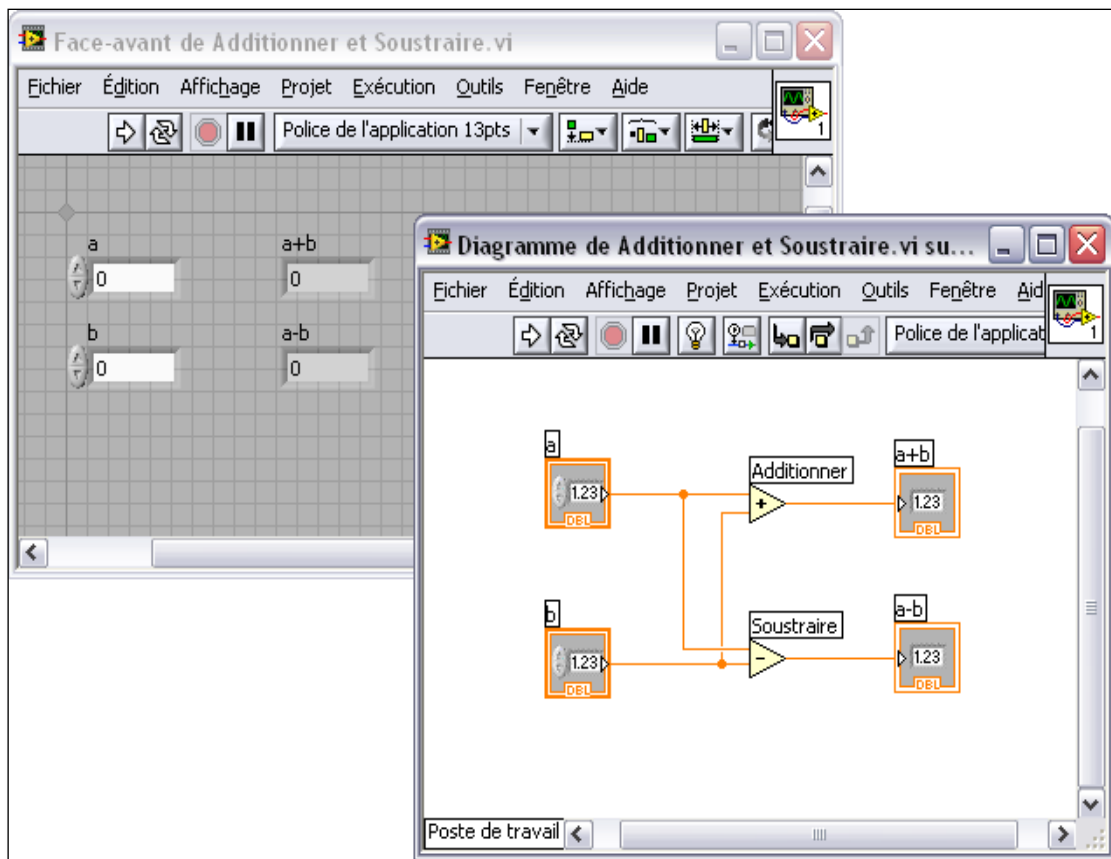




Figure III.1: Face avant et le diagramme de LabVIEW [45].

III.3 Etude expérimentale

Notre objectif est mesure automatisée du coefficient d'absorption optique de deux cellules solaire et par la technique CPM en utilisant l'environnement LabVIEW. Pour cette raison, on a choisi une cellule solaire amorphe et une cellule solaire cristalline :

La cellule	Dimensions
Silicium cristalline 	5 cm x 0.3cm
Silicium amorphe 	1.2 cm x 0.4 cm

III.4 Montage expérimental

Pour obtenir le coefficient d'absorption optique de la cellule solaire amorphe et la cellule solaire cristalline par la technique du photo-courant constant, il faut varier la longueur d'onde et mesurer le courant de la cellule et maintenir celui-ci à une valeur constante fixée auparavant pour chaque longueur d'onde. On a utilisé comme source lumineuse une lampe à Halogène 24V-250W alimentée par une source variable DC (PSH 3620A) afin de contrôler l'intensité lumineuse issue de la lampe. La lumière de la source se dirige vers le monochromateur MS257 pour que nous obtenions la longueur d'onde désirée. Le faisceau lumineux monochromatique émanant du monochromateur se heurte à la lamme séparatrice pour qu'une partie de la lumière va à la cellule solaire et le photo-courant résultant est mesuré à l'aide du puissance-mètre OPM, et l'autre partie va à la photodiode de référence et le photo-courant résultant est mesuré par le pico-ampèremètre Keithley 485. Le spectre d'absorption optique relative de la cellule solaire est obtenu par inversion de la valeur du flux lumineux mesuré par la photodiode BPX65 calibrée et nécessaire pour maintenir le courant de la cellule constant.

Le montage expérimental pour la technique CPM qu'on a utilisé est représenté sur la figure ci-dessous :

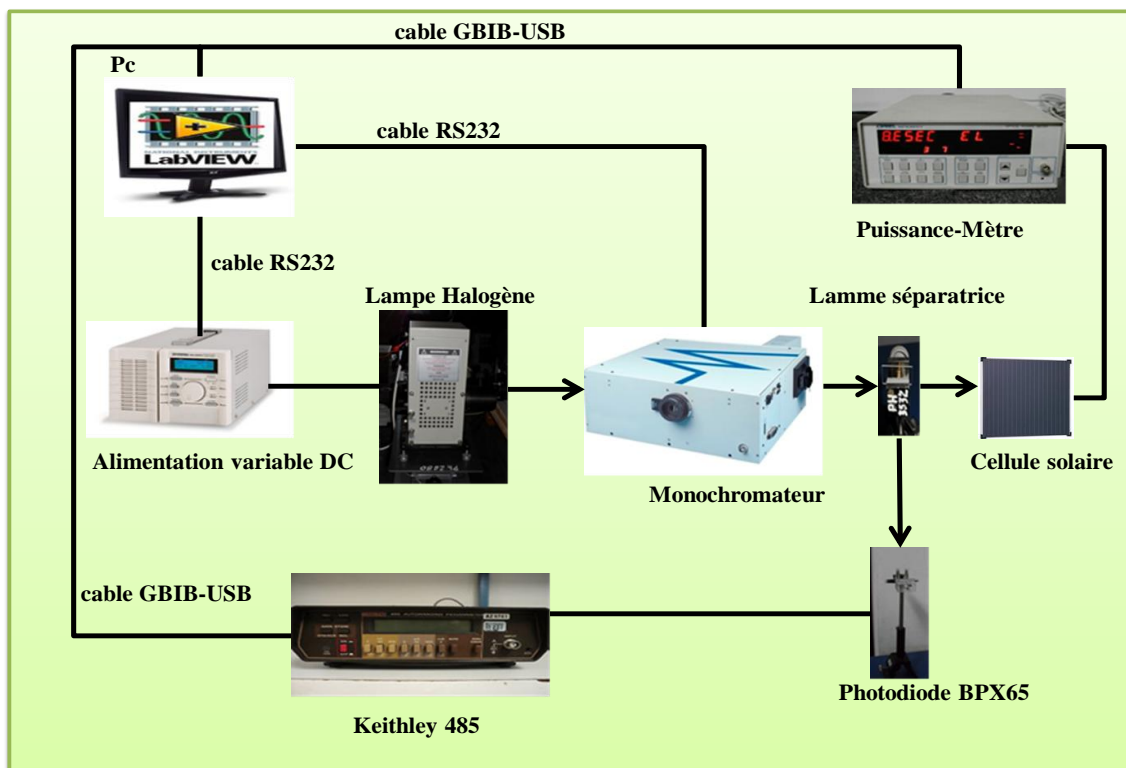


Figure III.3 : Montage expérimental de la technique CPM.



Figure III.4 : Photo du montage expérimental de la technique CPM.

III.4.1 Instrumentations

Les instruments utilisés sont :

➤ *Monochromateur ORIEL MS257*

Il s'agit d'un instrument F/3,9 d'une longueur focale de 257,4 mm, qui peut effectuer des applications de spectroscopie. Le MS25 possède 2 ports de sortie, 1 port d'entrée et prend en charge 4 réseaux. Le MS257 est un instrument automatisé, il peut être commandé par LabView via un câble GPIB-USB ou un câble RS232.

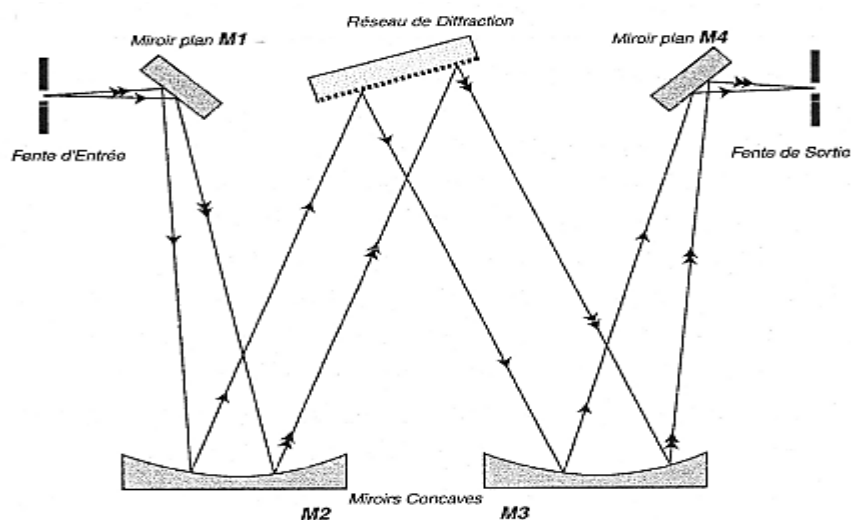


Figure III.5 : Monochromateur à réseau équipé de 2 miroirs plans et de 2 miroirs concaves.

La lumière incidente se focalise sur la fente d'entrée puis est dirigée sur le miroir de collimation M_2 par un miroir M_1 incliné à 45° .

A partir du réseau la lumière sort accordée en longueur d'onde, celle-ci dépendant de l'angle d'incidence du réseau : $\sin i = \sin \theta \pm \frac{k\lambda}{a}$

- i et θ désignent respectivement les angles d'incidence et de diffraction sur le réseau.
- k et a sont l'ordre et le pas du réseau.

Seule une l'ordre bande de lumière sera donc réfléchi vers la fente de sortie, par le biais des miroirs M_3 et M_4 . La bande passante est déterminée par la largeur de cette fente de sortie.

➤ ***Puissance-mètre multifonction OPM 70310***

Le puissance-mètre multifonction OPM 70310 (Multifunction Optical Power Meter) permet de mesurer des tensions de 2mV à 2V, des courants de 2nA à 2mA et la puissance optique. Il peut être commandé par LabView via un câble GPIB-USB ou un câble RS232.

➤ ***Alimentation variable PSH36-20A***

Le PSH36-20A est une alimentation DC variable qui nous permet de varier la tension appliquée de 0 à 36 Volts et le courant de 0 à 20 Ampères donc une puissance de 720 Watts. Il peut être commandé par LabView via un câble RS232.

➤ ***Pico-ampèremètre Keithley 485***

L'instrument Keithley 485 est un appareil de mesure de courant de très faible valeur de l'ordre de pico. Il peut être commandé par LabView via un câble GPIB-USB ou un câble RS232.

➤ ***Source lumineuse***

Lampe d'Hélium qui nécessite une tension d'alimentation de 24V et qui nous donne une puissance de 250 Watts.

➤ ***Détecteurs***

Le photodiode BPX65 est utilisé au cours de ce présent travail dont les caractéristiques électriques et optiques sont données à l'annexe.

III.4.2 Programme LabView

➤ Face avant

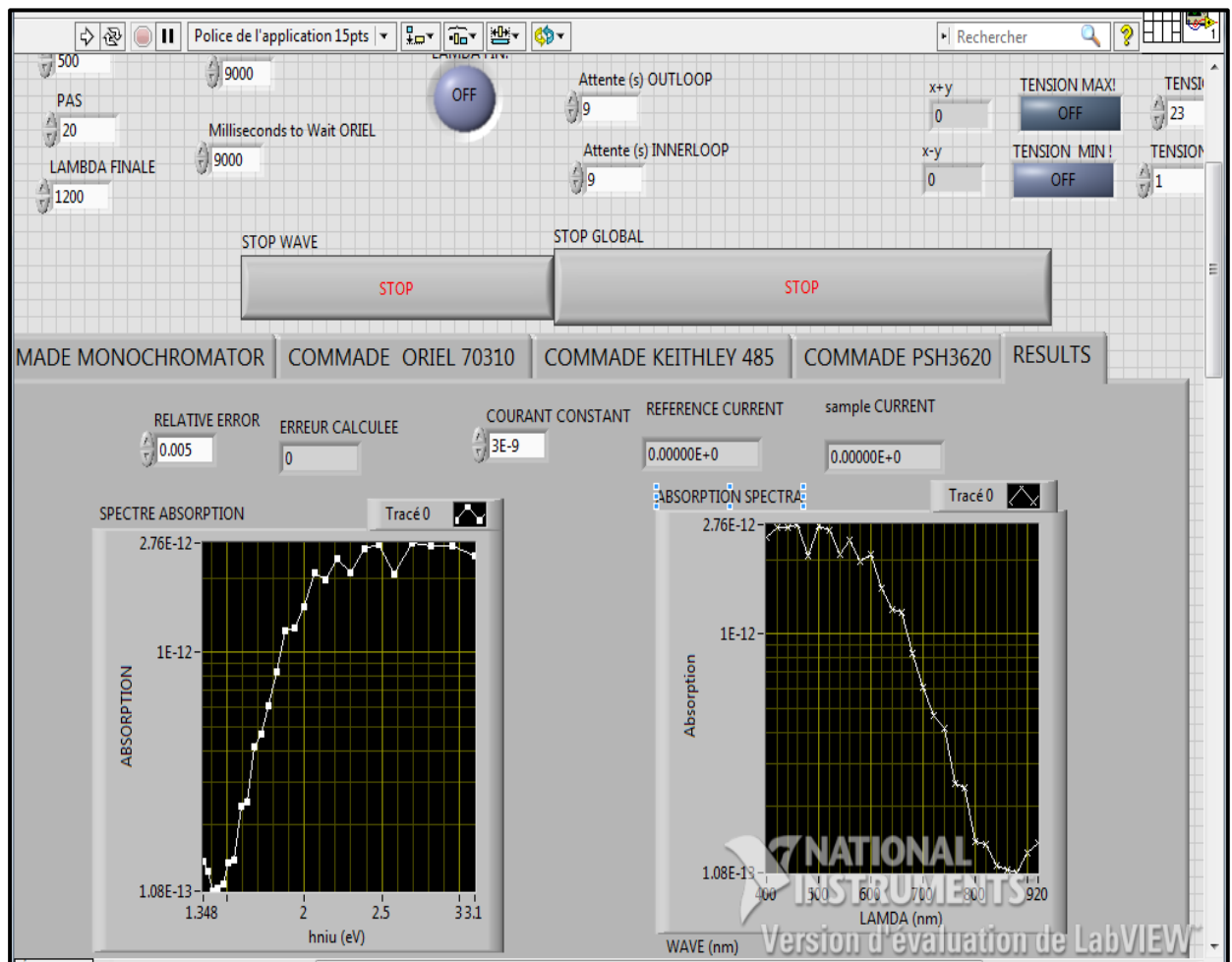


Figure III.6 : Face- avant de notre programme .

➤ Diagramme

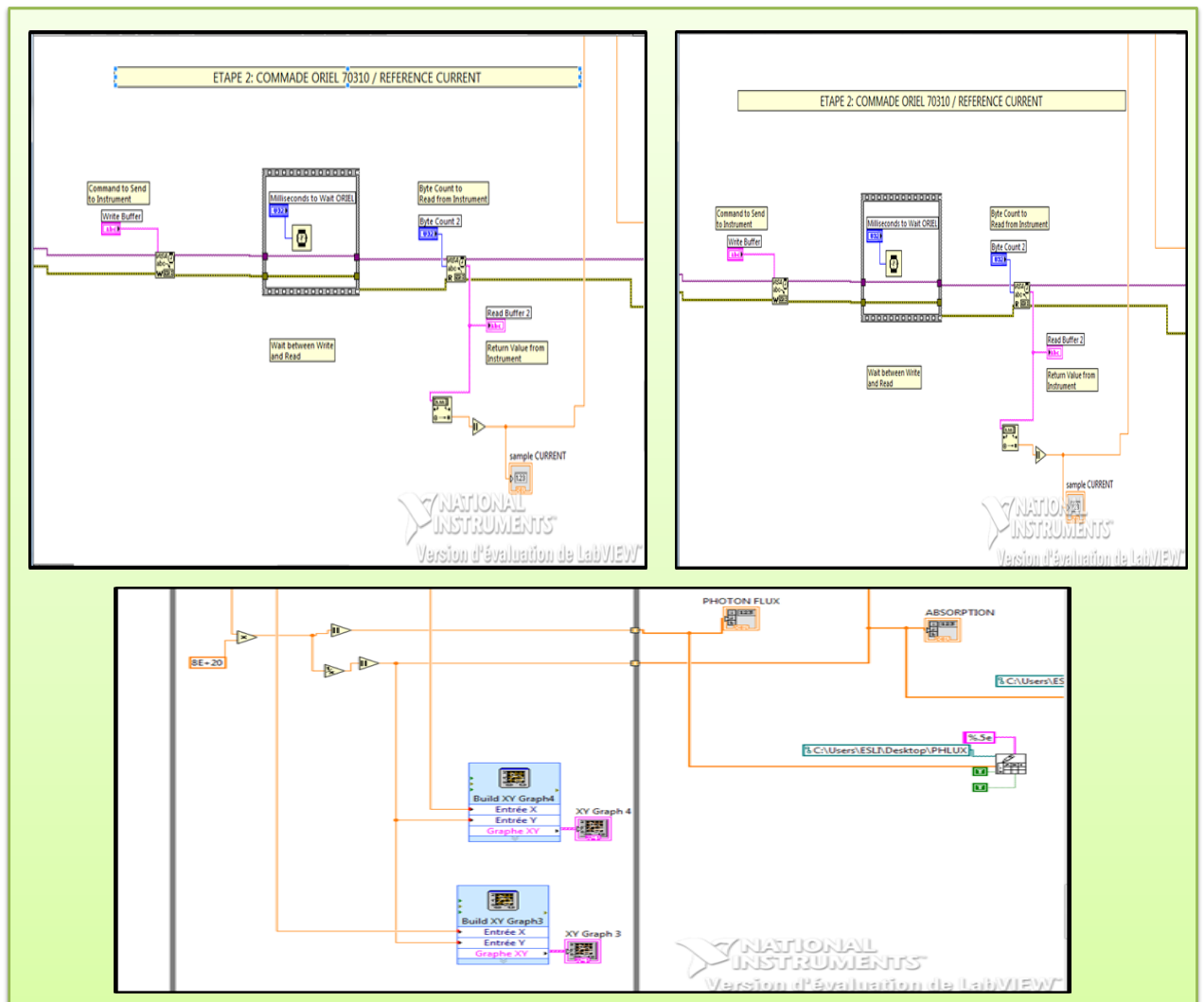


Figure III.7 : Diagramme de notre programme.

III.5 Résultats et discussion

III.5.1 Cellule solaire amorphe

Nous avons obtenu le coefficient d'absorption relative en fixant le courant et en variant la longueur d'onde λ entre 390-1100 nm avec un pas égal à 20 nm. Le résultat est représenté sur les figures ci-dessous :

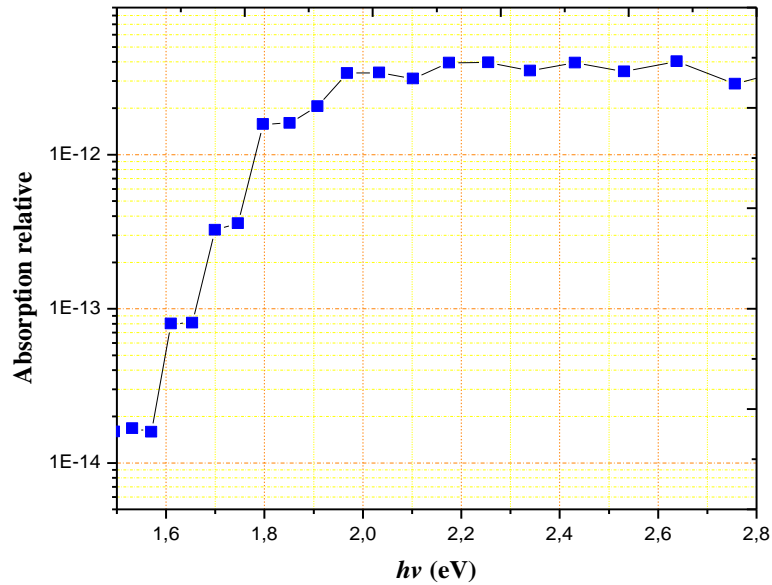


Figure III.8 : Coefficient d'absorption optique de la cellule solaire amorphe.

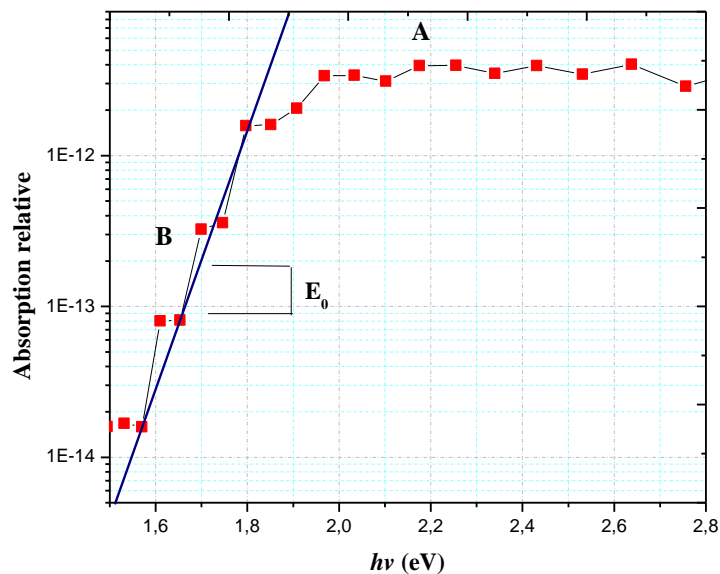


Figure III.9 : Région A et B de spectre d'absorption optique de la cellule amorphe.

La figure III.8 montre le coefficient d'absorption optique pour le mode DC par technique CPM. Pour une gamme d'énergie entre 1.9 eV et allant jusqu'à 1.6 eV et la courbe décroît suivant une loi exponentielle : $\alpha \propto \exp(h\nu/E_1)$ où E_1 représente la pente de QBV. Dans l'intervalle d'énergie entre 1.6 eV et E_F le coefficient d'absorption est aux transitions optiques incluant les niveaux d'énergie profonds.

En général, pour un matériau amorphe, $\alpha(E)$ a l'allure de la courbe présentée sur la figure III.9. On observe 2 régions distinctes:

A: $\alpha(E)$ suit une loi à peu près parabolique, provenant des états dans les bandes et permettant de déterminer le "gap optique" E_G .

B: $\alpha(E)$ suit une loi exponentielle, avec constante d'énergie E_0 (énergie de Urbach); cette loi est avant tout due, dans un matériau amorphe, aux deux queues de bande.

E_0 : c'est la pente de QBV.

On mesure cette pente par la formule suivante :

$$E_0 = \frac{\Delta\alpha}{\Delta h\nu}$$

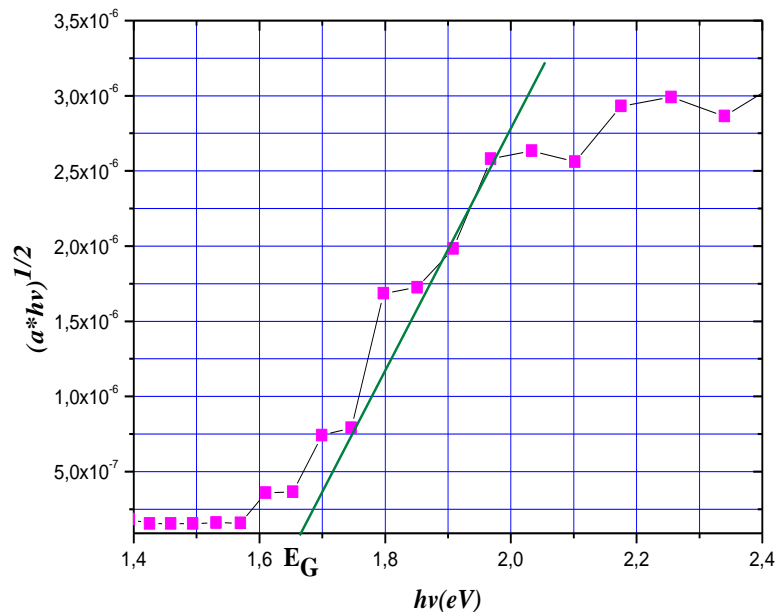


Figure III.10 : $(\alpha*hv)^{1/2}$ en fonction de l'énergie des photons incidents pour la cellule amorphe.

A partir de la figure III.10, on va extraire la valeur du gap d'énergie E_G de notre échantillon en utilisant l'équation suivante [36] :

$$\alpha(h\nu). h\nu \propto (h\nu - E_G)^2 \quad (\text{III.1})$$

La valeur trouvée est égale à :

$$E_G = 1.68 \text{ eV}$$

III.5.2 Cellule solaire cristalline

Nous avons obtenu le coefficient d'absorption relative en fixant le courant et en variant la longueur d'onde λ entre 520-1180 nm avec un pas égal à 20 nm. Le résultat est représenté sur les figures ci-dessous :

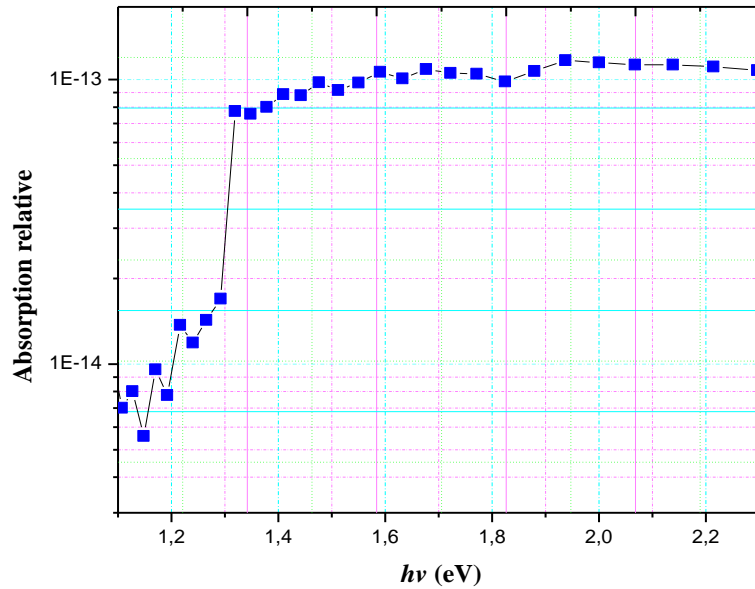


Figure III.11 : Spectre d'absorption optique de la cellule cristalline.

Pour des énergies supérieures à 1,38 eV l'absorption est importante et elle est due aux transitions bande à bande. Pour d'énergies inférieures à 1,38 eV, l'absorption chute d'une façon brutale ce qui nous indique la limite de la bande interdite de la cellule cristalline.

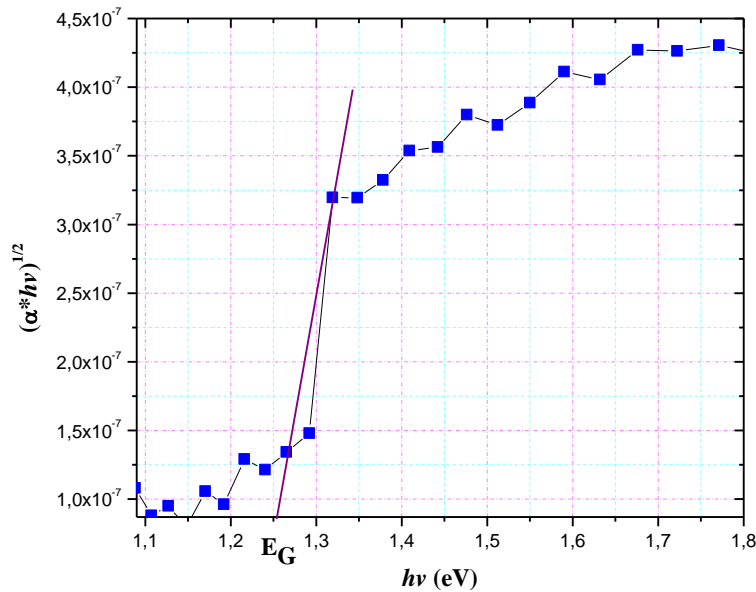


Figure III.12 : $(\alpha \cdot hv)^{1/2}$ en fonction de l'énergie des photons incidents pour la cellule cristalline.

A partir de la figure III.12, on va extraire la valeur du gap d'énergie E_G de notre échantillon en utilisant l'équation suivante [36]:

$$\alpha(hv) \cdot hv \propto (hv - E_G)^2 \quad (\text{III.2})$$

La valeur trouvée est égale à :

$$E_G = 1.26 \text{ eV}$$

III.5.3 Différence entre les deux cellules solaires

On trouve expérimentalement différentes formes pour le spectre d'absorption optique de la cellule solaire en silicium amorphe et celle en silicium cristallin. On constate expérimentalement, pour certains matériaux cristallins, la présence d'un bord exponentiel appelé "bord de Urbach"; il n'a pas la même origine physique dans les matériaux cristallins et dans les matériaux amorphes: dans le cristallin, il est associé à la création d'excitons, alors que dans l'amorphe il est lié à une densité d'états dans les queues de bandes qui varie de façon exponentielle.

Conclusion Générale

Conclusion générale

La méthode du photocourant constant (CPM) a été largement utilisée comme un moyen de caractérisation des semi-conducteurs de point de vue propriétés optiques et électroniques.

Le but principal de ce travail est développer un programme sous l'environnement LabView permettant l'automatisation de la technique CPM afin de mesurer le coefficient d'absorption optique d'une cellule photovoltaïque.

A cours de ce travail, nous avons effectué des mesures d'une façon automatisée à l'aide du LabView du spectre d'absorption optique des cellules solaires au sein du laboratoire de matériaux semi-conducteurs et métalliques LMSM de l'université Mohamed Kheider Biskra. En effet, on a mesurer le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde de deux types de cellules solaires : amorphe et cristallin, par la technique du photocourant constant en mode continu (DC-CPM).

Après avoir réalisé le banc de mesure de la technique CPM pour caractériser les deux cellules solaires amorphe et cristallin, on a développé un programme pour commander les instruments à l'aide de l'environnement LabView. Nous avons obtenu les courbes d'absorption optique relative pour les deux cellules solaires. Nous avons constaté qu'il y a des différences entre les deux spectres d'absorption car l'absorption dans les cellules photovoltaïques en silicium cristallin est associée à la création d'excitons, alors que dans les cellules photovoltaïques en silicium amorphe elle est liée à la distribution d'états énergétiques dans le gap et plus précisément les états de queue de bande de valence dont leurs distribution suit une loi exponentielle.

En conclusion, nous pouvons dire que nous sommes arrivés à piloter nos instruments, caractériser nos cellules solaires, traiter les données issues et tracer les courbes de spectre d'absorption, extraire les différentes paramètres de nos cellules photovoltaïques.

Enfin, nous souhaitons que les futures étudiants (es) peuvent exploiter nos résultats expérimentaux pour la caractérisation d'autres dispositifs à semi-conducteurs et étendre cette étude pour réaliser le banc de mesure de la technique du photocourant constant en mode périodique AC-CPM pour avoir la possibilité de faire la comparaison entre les deux modes d'excitation optique continue DC et périodique AC de point de vue résultats obtenus par chaque mode.

Bibliographies

Bibliographies

- [1] Ouddah Mourad , ‘‘Étude du silicium poreux destine aux cellules solaires’’ , thèse de magister, Université Mentouri Constantine, 2009.
- [2] Lourdi Remache , ‘‘Silicium poreux passivé par des nitrures et des oxydes de silicium. Application aux revêtements antiréfléchissant’’ , thèse de Doctorat , Université Mentouri Constantine, 2011.
- [3] Abdelali Aouina , ‘‘Role du rayonnement dans l’elaboration et l’étude de nanoagreats Semi-conducteurs de ZnS’’ , thèse de Magister, Université Mentouri Constantine, 2010.
- [4] Henry Mathieu Hervé Fanet, ‘‘ Physique des semiconducteurs et des composants Electroniques ‘’ , Edition Dunode, Paris, 2009.
- [5] Francis lévy, Physique et technologie des semi-conducteur, presses Polytechnique et universitaire Romandes (PPUR), Paris, 1994.
- [6] Bennamed Benabdallah Nadia , ‘‘ Propriétés physiques des semi-conducteurs (Simonocristallin et Ge) et Simulation des cellules solaires à base de Si et SiGe’’ , Thèse de Magister, Université Abou Baker Belkaid- Tlemcen, 2006.
- [7] Yassine Sayad , ‘‘Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charge minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière matière’’ ,Thèse de Doctorat, l’Université de Mentouri- Constantine,2009.
- [8] Honsberg C., Bowden S. Photovoltaics, ‘‘Devices, systems and applications [CDROM]’’ . Univ. of New South Wales, 1998.
- [9] A.Saidane , ‘‘Physique des semiconducteurs’’ , Tom II, OPU, alger, 1993.
- [10] A. Vapaille et R. Castagne , Dispositifs et circuits intégrés (Dunod, 1987).
- [11] Street, R. A. (1991) ‘‘Hydrogenated Amorphous Silicon’’ Street, R. A. ed. Cambridge University Press. 1991.
- [12] M. Cathelinaud, Thèse de doctorat, Univ.Aix-Marseille III (2006).
- [13] Mott, N. F., and Davis, E. A. ‘‘Electronic Processes in Non – Crystalline Materials’’ Second edition , Clarendon Press,Oxford 1979.
- [14] M. Vaněček, J. Kočka, A. Poruba, and A. Fejfar, J. Appl. Phys., 78 (10), 15 November 1995.
- [15] M Sarr, J. L. Brebner, Solar Energy Materials and Solar Cells 70 (2002), 459-467.
- [16] Ben machiche Samira , ‘‘ Etude des paramètres limitant le rendement d’une photopile à base d’une structure’’ , Thèse de Magister, Université Hadj Lakhdar de Batna, 2009.

- [17] Touil Asma , ‘‘Etude des Transformation de phase dans le silicium’’ , Thèse de Magister, Université Mentouri de Constantine, 2007.
- [18] P. Chabloz, ‘‘ Les couches épaisses en silicium amorphes, application comme détecteurs de rayons X ’’, Thèse de Doctorat en Sciences Techniques, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996.
- [19] Site web / www.univ-lemans.fr
- [20] S. M. Sze, ‘‘Physics of Semiconductor Device ’’,(2nd edition) Wiley Inter-Science, 1981.
- [21] Francis Lévy, Traité des Matériaux N 18, ‘‘Physique et Technologie des Semiconducteurs’’ Presses Polytechniques et Universitaires Romandes,1995.
- [22] Nichiporuk Oleksiy, ‘‘Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïques a contacts arrières interdigités’’, Thèse de Doctorat, 2005.
- [23] Hocine Ghembaza, ‘‘Optimisation du profil de distribution du phosphore dans les cellules solaires’’ , Thèse de Magister, Université Abou Bekr Belkid de Tlemcen2011.
- [24] Dib Wassila, ‘‘Modélisation des structures photovoltaïques : spectre fondamentaux et appliques’’, Thèse de Doctorat, Université Abou Bekr Belkidde Tlemcen, 2010.
- [25] S.M. Sze , Semiconductor devices: Physics and Technology (2nd Ed., J. Wiley, 2002).
- [26] Malika Madani, ‘‘ Réalisation des couches antireflets dans les cellules solaires a coches minces , Thèse de Magister, Université Abou Bekr Belkid de Tlemcen, 2006.
- [27] Zouak Belkacem, ‘‘Etude l’évolution des caractéristiques des matériaux thermoélectriques des aniciennes nouvelles génération application photovoltaïque thermoélectrique’’ ,Thèse de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou , 2012.
- [28] Serge Poignant, ‘‘ L’énergie photovoltaïque’’, rapport d’information, Assemblée nationale constitution treizième législature, 2012.
- [29] H.Matsuura, ‘‘Electrical properties of amorphous/crystalline semiconductor heterojunctions and determination of gap-state distributions in amorphous semiconductors’’, Ph.D.thesis, Kyoto University, Japan, 1994.
- [30] A. Treatise, ‘‘Semiconductors and Semimetals’’, Volume 21, Part C, Academic Press Inc., Orlando, Florida, USA, 1984.
- [31] V. Cech and J. Stuchlik, Phys. Stat. Sol. (a) 187, No. 2, 487-491 (2001).
- [32] W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara, and D. Fournier, Applied Optics 20(8) (1981) 1333-1344.
- [33] J. S. Payson, and S. Guha, Physical Review B, Vol. 32, No.2, pp. 1326-1329, July 1985.
- [34] I. –S. Chen, L. Jiao, R. W. Collins, C. R. Wronski, Journal of Non-Crystalline Solids 198- 200 (1996) 391-394.

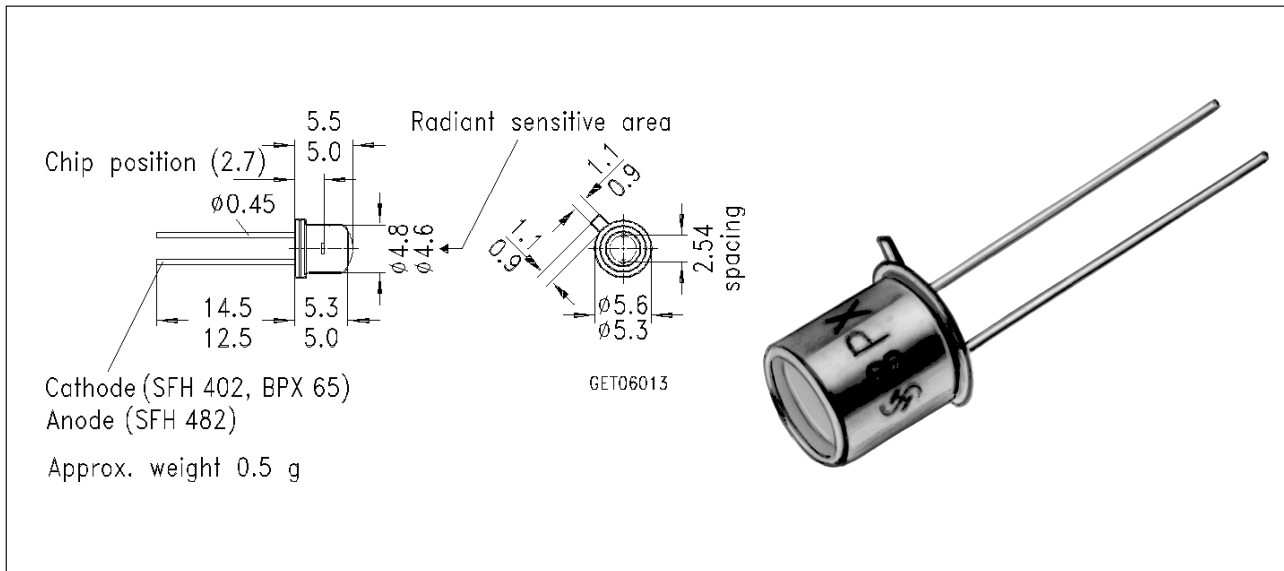
- [35] M. Günes, C. R. Wronski and T. J. McMahon, *J. Appl. Phys.* 76 (4), 15 August 1994.
- [36] S Zo-Wei Fo, "Pesearch on the characterization of hydrogenated silicon thin film using constant photocurrent method", Mémoire de master, china, March 2009.
- [37] A.Namoda, "Dégradation et caracterisation des cellules solaires à base de silicium amorphe hydrogené", Thèse de doctorat, Université de Metz, 1999.
- [38] A. C. Boccara, D. Fournier, J. Badoz, *Appl. Phys. Lett.* 36 (2), 130 (1980).
- [39] Sa D.Akdas, " Sub-gap absorption spectroscopies and its applications to amorphous semiconductor matenals", mémoire de master, Turkey, September 2002.
- [40] S. Lee, S. Kumar, C. R. Wronski, N. Maley, *Journal of Non-Crystalline Solids* 114 (1989) 316-318.
- [41] M. Günes, C. R. Wronski, *J. Appl. Phys.* Vol. 81, No. 8, 15 April 1997.
- [42] A. Třiska, I. Shimizu, J. Kočka, L. Tichý and M. Vaněček, *Journal of Non-Crystalline Solids* 59-60 (1983) 493-496.
- [43] K. Haenen, "Optoelectronic study of phosphorous-doped n-type and hydrogen-doped p-type CVD diamond films", Ph.D.thesis, Limburgs Universitair Centrum, Belgium, 2002.
- [44] J. A. S+chmidt and F. A. Rubinelli , *J. Appl. Phys.*, 83 (1), 339 (1998).
- [45] site web:/www.ni.com

Annexe

*Caractéristique électriques et
optiques de la photodiode BPX65*

Silizium-PIN-Fotodiode Silicon PIN Photodiode

BPX 65
BPX 66



Maße in mm, wenn nicht anders angegeben/Dimensions in mm, unless otherwise specified.

Wesentliche Merkmale

- Speziell geeignet für Anwendungen im Bereich von 350 nm bis 1100 nm
- BPX 65: Hohe Fotoempfindlichkeit
- BPX 66: Sperrstromarm (typ. 150 pA)
- Hermetisch dichte Metallbauform (TO-18), geeignet bis 125 °C¹⁾

Anwendungen

- schneller optischer Empfänger mit großer Modulationsbandbreite

Features

- Especially suitable for applications from 350 nm to 1100 nm
- BPX 65: high photosensitivity
- BPX 66: low reverse current (typ. 150 pA)
- Hermetically sealed metal package (TO-18), suitable up to 125 °C¹⁾

Applications

- Fast optical sensor of high modulation bandwidth

Typ Type	Bestellnummer Ordering Code	Gehäuse Package
BPX 65	Q62702-P27	18 A3 DIN 41870, planes Glasfenster, hermetisch dichtes Gehäuse, Lötspieße im 2.54-mm-Raster (² / ₁₀ "), Anodenkennzeichnung: Nase am Gehäuseboden 18 A3 DIN 41870, flat glass lens, hermetically sealed package, solder tabs 2.54 mm (² / ₁₀ ") lead spacing, anode marking: projection at package bottom
BPX 66	Q62702-P80	

¹⁾ Eine Abstimmung der Einsatzbedingungen mit dem Hersteller wird empfohlen bei $T_A > 85$ °C

¹⁾ For operating conditions of $T_A > 85$ °C please contact us.

Grenzwerte
Maximum Ratings

Bezeichnung Description	Symbol Symbol	Wert Value	Einheit Unit
Betriebs- und Lagertemperatur Operating and storage temperature range	$T_{op}; T_{stg}$	-40 ... +80	°C
Löttemperatur (Lötstelle 2 mm vom Gehäuse entfernt bei Lötzeit $t \leq 3s$) Soldering temperature in 2 mm distance from case bottom ($t \leq 3s$)	T_S	230	°C
Sperrspannung Reverse voltage	V_R	50	V
Verlustleistung, $T_A = 25\text{ °C}$ Total power dissipation	P_{tot}	250	mW

Kennwerte ($T_A = 25\text{ °C}$, Normlicht A, $T = 2856\text{ K}$)
Characteristics ($T_A = 25\text{ °C}$, standard light A, $T = 2856\text{ K}$)

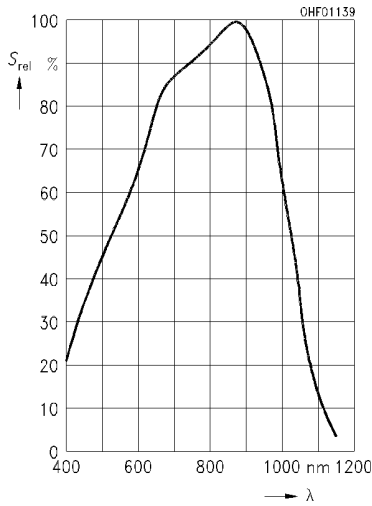
Bezeichnung Description	Symbol Symbol	Wert Value	Einheit Unit
Fotoempfindlichkeit, $V_R = 5\text{ V}$ Spectral sensitivity	S	10 (≥ 5.5)	nA/lx
Wellenlänge der max. Fotoempfindlichkeit Wavelength of max. sensitivity	$\lambda_{S\text{ max}}$	850	nm
Spektraler Bereich der Fotoempfindlichkeit $S = 10\%$ von S_{max} Spectral range of sensitivity $S = 10\%$ of S_{max}	λ	350 ... 1100	nm
Bestrahlungsempfindliche Fläche Radiant sensitive area	A	1.00	mm ²
Abmessung der bestrahlungsempfindlichen Fläche Dimensions of radiant sensitive area	$L \times B$ $L \times W$	1 x 1	mm
Abstand Chipoberfläche zu Gehäuseoberfläche Distance chip front to case surface	H	2.25 ... 2.55	mm
Halbwinkel Half angle	φ	± 40	Grad deg.

Kennwerte ($T_A = 25\text{ °C}$, Normlicht A, $T = 2856\text{ K}$)
Characteristics ($T_A = 25\text{ °C}$, standard light A, $T = 2856\text{ K}$)

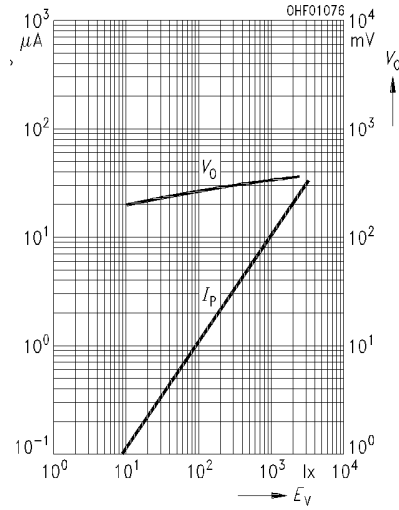
Bezeichnung Description	Symbol Symbol	Wert Value	Einheit Unit
Dunkelstrom Dark current BPX 65: $V_R = 20\text{ V}$ BPX 66: $V_R = 1\text{ V}$	I_R	1 (≤ 5) 0.15 (≤ 0.3)	nA
Spektrale Fotoempfindlichkeit, $\lambda = 850\text{ nm}$ Spectral sensitivity	S_λ	0.55	A/W
Quantenausbeute, $\lambda = 850\text{ nm}$ Quantum yield	η	0.80	Electrons Photon
Leerlaufspannung, $E_V = 1000\text{ lx}$ Open-circuit voltage	V_L	320 (≥ 270)	mV
Kurzschlußstrom, $E_V = 1000\text{ lx}$ Short-circuit current	I_K	10	μA
Anstiegs und Abfallzeit des Fotostromes Rise and fall time of the photocurrent $R_L = 50\ \Omega$; $V_R = 5\text{ V}$; $\lambda = 850\text{ nm}$; $I_p = 800\ \mu\text{A}$	t_r, t_f	12	ns
Durchlaßspannung, $I_F = 100\text{ mA}$, $E = 0$ Forward voltage	V_F	1.3	V
Kapazität, $V_R = 0\text{ V}$, $f = 1\text{ MHz}$, $E = 0$ Capacitance	C_0	11	pF
Temperaturkoeffizient von V_L Temperature coefficient of V_L	TC_V	-2.6	mV/K
Temperaturkoeffizient von I_K Temperature coefficient of I_K	TC_I	0.2	%/K
Rauschäquivalente Strahlungsleistung Noise equivalent power $V_R = 20\text{ V}$, $\lambda = 850\text{ nm}$	NEP	3.3×10^{-14}	$\frac{\text{W}}{\sqrt{\text{Hz}}}$
Nachweisgrenze, $V_R = 20\text{ V}$, $\lambda = 850\text{ nm}$ Detection limit	D^*	3.1×10^{12}	$\frac{\text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$

Relative spectral sensitivity

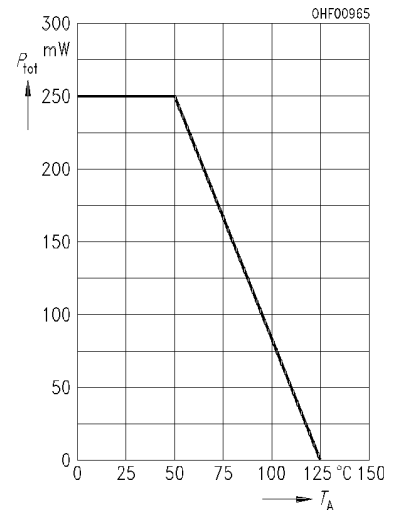
$$S_{rel} = f(\lambda)$$



Photocurrent $I_P = f(E_V)$, $V_R = 5\text{ V}$ Open-circuit-voltage $V_L = f(E_V)$

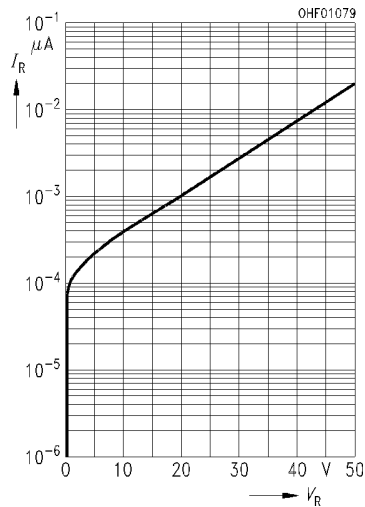


Total power dissipation $P_{tot} = f(T_A)$



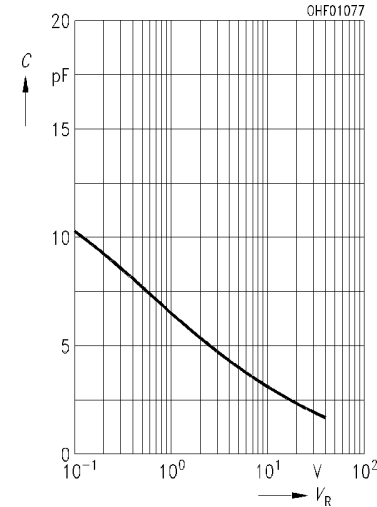
Dark current

$$I_R = f(V_R), E = 0$$



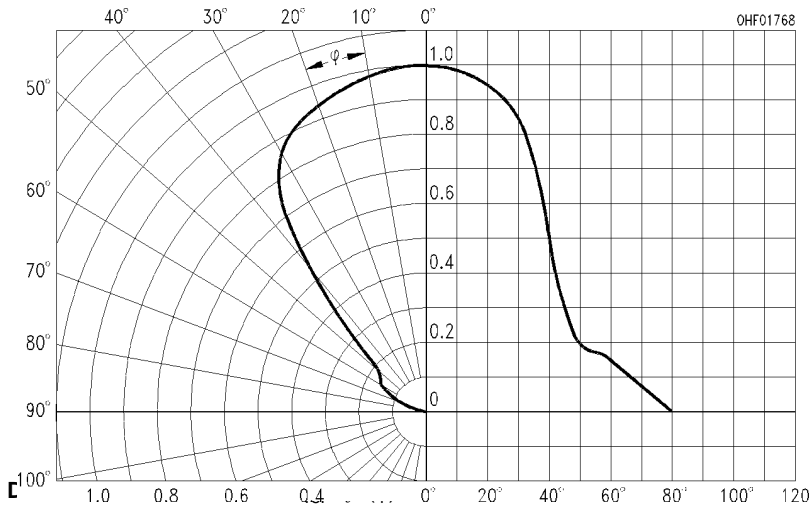
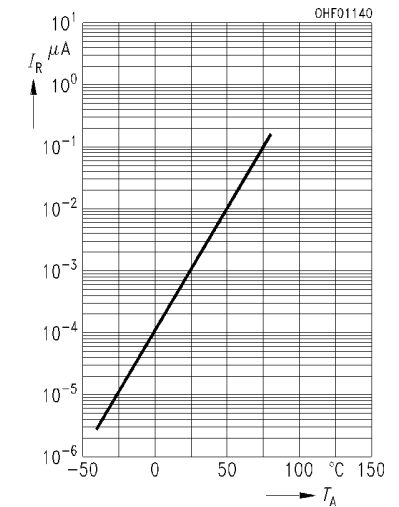
Capacitance

$$C = f(V_R), f = 1\text{ MHz}, E = 0$$



Dark current

$$I_R = f(T_A), V_R = 20\text{ V}, E = 0$$



Résumé :

L'objectif de ce travail expérimental est de déterminer les propriétés optiques de deux cellules solaires en termes de coefficient d'absorption optique : cellule solaire amorphe (a-Si), cellule solaire cristalline (c-Si). Pour atteindre cet objectif nous en avons mesuré le spectre d'absorption optique en utilisant la technique du photocourant constant en mode continu (DC-CPM). Les mesures automatisées ont été réalisées à l'aide d'un programme LabView. Les deux spectres trouvés ont des allures connues pour le silicium amorphe et cristallin.

Mots clé : Cellules solaires, a-Si, c-Si, DC-CPM , Coefficient d'absorption optique, LabView.

Abstract

The main goal of this experimental work is to determine the optical properties of an amorphous solar cell (a-Si) and a crystalline solar cell (c-Si). We have used the Constant Photocurrent Measurement in continuous mode (DC-CPM) in order to measure the optical coefficient spectrum of our solar cells. We have developed a program using LabView environment to control all instruments used in CPM technique. We have found curves for absorption spectra which are well known for crystalline and amorphous silicon solar cells.

Key words: Solar cells, a-Si, c-Si, DC-CPM, Optical absorption , LabView.

ملخص :

الهدف من هذا العمل التجريبي هو تحديد الخصائص الضوئية المتمثلة في معامل الامتصاص الضوئي لخليتين شمسية المتمثلة في : خلية شمسية لا متبلورة (a-Si)، خلية شمسية متبلورة (c-Si). من أجل هذه الغاية قمنا بقياس معامل الامتصاص لهذه الخليتين وذلك باستعمال تقنية تثبيت التيار الضوئي (CPM) من خلال شدة الضوء المسلط بنمط مستمر (DC-CPM) على هذه العينات ، و هذا بالاعتماد على برنامج يقوم باستخراج القياسات، وهذه القياسات يتم قياسها بواسطة برنامج (LabView). و النتائج المتحصل عليها في كل من الخلية شمسية لا متبلورة و خلية شمسية متبلورة هي نفسها المعروفة من قبل .

الكلمات المفتاحية : خلية شمسية ، a -Si ، c -Si ، DC-CPM ، معامل الامتصاص الضوئي ، LabView.