

UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE



MEMOIRE DE THESE

Présenté par

Zeïnabou NOUHOU BAKO

Maître ès Sciences

Pour obtenir le **Diplôme de Doctorat de troisième cycle en physique**

Option : Energie Solaire

**ETUDE DU RENDEMENT QUANTIQUE INTERNE D'UNE PHOTOPILE
SERIE AU SILICIUM POLYCRISTALLIN À JONCTION VERTICALE EN
REGIME DE MODULATION DE FREQUENCE**

Soutenu publiquement le 19 juillet 2008, devant le jury composé de :

Président:	M. Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Membres :	M. Salif	GAYE	Maître de Conférences	EPT/UT
	M. Amadou	S. MAÏGA	Chargé d'enseignement	UGB/St-Louis
	M. Babacar	MBOW	Maître Assistant	FST / UCAD
	M. Senghane	MBODJI	Maître Assistant Associé	CUR/ Bambey

LE TOUT PUISSANT

LE CLEMENT

LE TRES MISERICORDIEUX.

DEDICACES

À

*Ma défunte tante maternelle Mme Aboubacar Ben Idrissa,
Reposes en paix*

*A mon père et à ma mère qui m'ont encouragé et soutenu ;
A ma grand-mère maternelle à qui je manque énormément ;
A mes frères et sœurs;*

A tous ceux qui me sont chers

*Une pensée particulière aux malades, aux sans abris,
A ceux qui n'ont pas de quoi manger, qui n'ont pas eu la chance d'étudier.*

REMERCIEMENTS

Nos remerciements à :

*Monsieur **Mansour KANE**, Professeur Titulaire à la Faculté de sciences et Techniques de l'U.C.A.D, Directeur du centre d'Etudes et de Recherches sur les Energies Renouvelables, Responsable du 3^{ème} Cycle en Energie Solaire et du Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (L.A.S.E.S) qui m'a accepté dans son Laboratoire.*

*Tout particulièrement, Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur Titulaire à la Faculté des Sciences et Techniques de L'U.C.A.D. pour avoir bien voulu diriger ce travail. Je ne saurais trouver assez de mots forts pour vous exprimer toute ma profonde gratitude. Vous avez été toujours disponible à promouvoir davantage l'éducation des jeunes sans distinction, vous avez pu donner le meilleur de vous-même pour toujours accompagner les jeunes dans leurs éducations scientifiques, morales et sociales. Vous êtes un homme de conviction, de sagesse et vos conseils ont suscité en moi la persévérance et l'abnégation dans le travail. Vous avez été accueillant, attentif à nos différentes sollicitations. Je vous remercie, pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer et de présider ce jury ;*

*Monsieur **Salif GAYE**, Maître de Conférences de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Thiès. Vous avez été toujours disponible à recevoir les différentes sollicitations des étudiants sans distinction de catégories socioprofessionnelles. Vos conseils de sage, font de vous un homme de Dieu plein de qualités humaines, et scientifiques. Je vous remercie, pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury ;*

*Monsieur **Amadou Seidou MAÏGA** Chargé de l'Enseignement à l'UGB de Saint Louis. Je vous remercie pour votre disponibilité à l'égard de tous les étudiants sans distinction. Vous avez des qualités humaines très appréciables. Votre sagesse m'a toujours rassurée et cela m'a très réconfortée. Je vous remercie profondément pour avoir accepté de participer à ce jury. Recevez par là mes sincères remerciements ;*

*Monsieur **Babacar MBOW**, Maître –Assistant à la Faculté des Sciences et Techniques de L'U.C.A.D. Vos conseils ont été encourageants et bénéfiques pour nous. Vos qualités, humaines, font de vous un homme de Dieu toujours disponible à accepter les autres. Je vous remercie pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury ;*

Monsieur Senghane MBODJI, Maître Assistant Associé du CUR de Bambey, votre porte m'est toujours restée ouverte, et je me sens bien à l'aise avec vous. Vous avez accepté d'être membre de ce jury, je m'en réjouis et vous remercie beaucoup ;

Monsieur Amadou DIAO, Docteur de L'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Vous avez été toujours disponible à nos innombrables sollicitations. De part votre abnégation dans le travail, votre patience, votre courage, votre volonté de faire toujours mieux, j'ai pu bénéficier de votre apport particulier dans la confection de ce travail. Je ne cesserai jamais de vous remercier pour tout ce que vous avez fait pour l'ensemble de l'équipe que nous formons. Que Dieu le Tout Puissant vous guide dans vos projets ! Amen.

Docteur Fabé Idrissa, Docteur NZONZOLO, Docteur Mme Ly Hawa Diallo, Docteur Ibrahima Ly, Docteur Moustapha Thiame de L'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Vous avez été toujours disponibles à nos innombrables sollicitations, j'ai pu bénéficier de votre apport dans la confection de ce travail. Je ne cesserai jamais de vous remercier pour tout ce que vous avez fait pour l'ensemble de l'équipe que nous formons. Que Dieu le Tout Puissant Illumine toujours vos chemins.

Mes Amis et Collègues du Laboratoire des Semiconducteurs et d'Energie Solaire de L'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (L.A.S.E.S) : Mouhamadou Moustapha Dème, Songdé Sarr, Aminata Guèye, Aboubacar Diouf, Séga Guèye...

Etudiants en DEA du LASÈS, que chacun se sente concerné par mes humbles remerciements.

Monsieur et madame Agne, vous m'avez donné tout ce dont un enfant attend de ses parents, permettez-moi de continuer avec fierté, de vous appeler papa et maman.

Monsieur et madame Camara, vous avez été un père et une mère pour moi, permettez moi de vous appeler encore papa et maman!

Association Sénégalaise pour la Promotion de l'Astronomie(ASPA), Club d'Astronomie L'UCAD, Club d'Astronomie l'UGB de Saint Louis.

Association pour la Promotion de Femme en Sciences(APFS) de l'UCAD.

Ceux qui ont rendu mon séjour agréable au Sénégal.

Je vous dis tout simplement "Dieureudieuf".

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE	2
LISTE DE TABLEAUX.....	5
INTRODUCTION GENERALE	7
I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	10
I.1. Introduction.....	10
I.2. Détermination simultanée de la longueur de diffusion, de la durée de vie et du coefficient de diffusion des porteurs de charge en modulation de fréquence.....	10
I.3. Etude théorique de la photopile bifaciale sous éclairnement monochromatique en régime dynamique fréquentiel	12
I.4. Détermination des paramètres électriques d'une photopile bifaciale par la méthode d'impédance spectroscopique	14
I.5. Influence des paramètres de la cellule solaire sur le changement de phase.....	16
I.6. Photopiles à jonction verticale	18
I.7. Photopile solaire au silicium de LAMELLE	18
I.8. Etude à une dimension d'une cellule verticale à jonction multiples.....	19
I.9. Conclusion	21
II. ETUDE D'UNE PHOTOPILE À JONCTION VERTICALE	23
II.1. Introduction.....	23
II.2. Présentation.....	23
II.2.a. Description de la photopile	23
II.2.b. Fonctionnement de la photopile.....	24
II.3. Equation de continuité	25
II.4. Conditions aux limites	27
II.5. Coefficient d'absorption	29
II.6. Longueur de diffusion ($L_{k,j}$)	30
II.7. Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires de charge en excès ($D_{k,j}$).....	30
II.8. Equations transcendantes	31
II.9. Densité des porteurs minoritaires de charge	33
II.10. Vitesse de recombinaisons.....	34
II.10.a. Vitesse de recombinaison en face avant par rapport à la surface incidente de l'éclairnement(S_{av}).....	34
II.10.b. Vitesse de recombinaison en face arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairnement(S_{ar})	34
II.11. Conclusion :	36
III. RENDEMENT QUANTIQUE INTERNE.	38
III.1. Introduction.....	38
III.2. Le rendement quantique interne de la photopile en fonction de la longueur d'onde.....	38
III.3. Effet de la fréquence de modulation sur le rendement quantique interne	39
III.4. Effet de la taille de grain sur le rendement quantique interne	40
III.5. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain des porteurs minoritaires (S_g) sur le rendement quantique.....	42
III.6. Phase du rendement du rendement quantique interne	43
III.7. Conclusion	46
IV. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES	48
IV.1. Introduction.....	48
IV.2. Diagramme de Nyquist du rendement quantique interne	49
IV.3. Conclusion	53
CONCLUSION GENERALE.....	55
BIBLIOGRAPHIE.....	57
ANNEXE MATHEMATIQUE	61

NOMENCLATURE

g_x (cm)	Largeur du grain
g_y (cm)	Longueur du grain
g_z (cm)	Profondeur dans la base, comptée à partir du plan d'éclairement ($z = 0$)
δ (cm ⁻³)	Densité des porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile
D_n (cm ² /s)	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires de charge dans la base de photopile
L_n (m)	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires de charge dans la base de la photopile
g (N/cm ³ s)	Taux de génération des porteurs minoritaires de charge
$D_{k,j}$ (cm ² /s)	Coefficient de diffusion effective des porteurs minoritaires de charge dans la base de la photopile
H (m)	Epaisseur de la photopile
d (m)	Epaisseur de l'émetteur
$L_{k,j}$ (m)	Longueur de diffusion effective des porteurs de charge dans la base de la photopile
C_k, C_j (cm ⁻¹)	Valeurs propres des équations transcendantes
S_f (cm/s)	Vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires à la jonction dans le plan ($g_x d g_z$)
S_b (cm/s)	Vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires en face arrière de la base de la photopile dans le plan ($g_x H g_z$)
S_g (cm/s)	Vitesse de recombinaison aux joints de grains dans les plans ($O H g_z$) et ($g_x H g_z$)
S_{av} (cm/s)	Vitesse de recombinaison en face avant par rapport à la surface incidente l'éclairement dans le plan ($g_x O H$)
S_{ar} (cm/s)	Vitesse de recombinaison en face arrière par rapport à la surface incidente l'éclairement dans le plan ($g_x H g_z$)
I_0 (cm ⁻² .s ⁻¹)	Flux incident de la lumière émise
α (cm ⁻¹)	Coefficient d'absorption monochromatique du silicium

$Q(\lambda)$	Rendement quantique interne complexe de la photopile
$\text{Im}Q(\lambda)$	Partie imaginaire du rendement quantique interne
$\text{Re}Q(\lambda)$	Partie réelle du rendement quantique interne
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion du silicium à la surface incidente de l'éclairement
$Z_{k,j}$	Composante de la solution générale de l'équation de continuité
$A_{k,j}, B_{k,j}$	Coefficients déterminés à partir des conditions aux limites
φ (rad)	Phase du rendement quantique interne
C (F.cm ⁻²)	Capacité de la photopile
ω (rad/s)	Pulsation de la lumière incidente
R_s (Ω .cm ⁻²)	Résistance série
R_{sh} (Ω .cm ⁻²)	Résistance shunt
q (C)	Charge élémentaire de l'électron
t (s)	Temps
N_0 (cm ⁻³)	Concentration intrinsèque du matériau Si
N_b (cm ⁻³)	Taux de dopage des impuretés dans la base

LISTE DE FIGURES

Figure I-1 : Schéma simplifié d'une photopile bifaciale de type $n-p-p+$ sous illumination monochromatique et modulation de fréquence	12
Figure I-2 : Densité de porteurs photocréés en fonction de x	13
Figure I-3 : Photopile bifaciale à une dimension	14
Figure I-4 : Circuit équivalent du modèle à deux diodes sous illumination en régime dynamique	15
Figure I-5 : Cellules à jonction verticale connectées en série	18
Figure I-6 : Structure d'une cellule à jonction verticale.....	19
Figure II-1 : Schéma de trois grains d'une photopile à jonction verticale	23
Figure II-2 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde	29
Figure II-3 : Longueur de diffusion en fonction de la pulsation	30
Figure II-4 : Coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g_x	31
Figure II-5 : Coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g_y	31
Figure II-6 : Courbe donnant les valeurs propres de C_k et C_j	32
Figure II-7: Densité de porteurs de charge en fonction de l'épaisseur de la base pour un éclairage de la face avant.	33
Figure II-8 : Vitesse de recombinaison de la face avant par rapport à la surface incidente de l'éclairage (S_{av}) en fonction de la fréquence modulation.....	35
Figure II-9 : Vitesse de recombinaison de la face arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairage (S_{ar}) en fonction de la fréquence de modulation	35
Figure III-1 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour un éclairage par la face avant	38
Figure III-2 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la fréquence de modulation	40
Figure III-3 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de g_x , g_y , et g_z	41
Figure III-4 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_g	42
Figure III-5 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde.....	43
Figure III-6 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde.....	44
Figure III-7 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde.....	45
Figure III-8 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde.....	46
Figure IV-1 : Modèle électrique équivalent	48
Figure IV-2 : Diagramme de Nyquist du rendement pour différente valeur de λ	49
Figure IV-3: Partie imaginaire en fonction de la partie réelle du rendement quantique interne pour différentes tailles de grain g_y	50
Figure IV-4 : Partie imaginaire en fonction de la partie réelle du rendement quantique interne pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_g ...51	
Figure IV-5 : Variation des résistances en fonction de la taille de grain g_y	53
Figure IV-6 : Variation des résistances en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.....	53

LISTE DE TABLEAUX

Tableau II-8 : Valeurs propres C_k	32
Tableau I-3 : Valeurs propres C_j	33
Tableau VI-1 : Valeurs des résistances en fonction de la taille de grain	51
Tableau VI-2 : Valeurs des résistances en fonction de la vitesse de recombinaison	52

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La différence de potentiel dans un matériau semi-conducteur sous l'influence d'une radiation lumineuse, découverte vers 1839 par A. C. Becquerel a connu un véritable intérêt avec la crise pétrolière de 1973-1974[1,2]. Tout dispositif physique soumis à un rayonnement et susceptible d'impliquer directement une conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique sans mécanisme intermédiaire est appelée cellule photovoltaïque. Les dispositifs photovoltaïques sont formés d'une couche d'un matériau semi-conducteur : silicium (amorphe, poly ou monocristallin), d'arséniure de gallium ou matériau en couches minces d'une jonction semi conductrice, de polyparaphénylène ou polymères organiques conducteurs qui constituent la nouvelle classe de matériaux photovoltaïques [3,4].

La recherche permanente sur les dispositifs photovoltaïques, continue d'améliorer leurs performances tout en diminuant leur coût de fabrication. Le silicium, à jonction $p-n$ ou $n-p$, dans laquelle règne un champ électrique intense séparant les charges photocrées dans la base ou dans l'émetteur par la lumière, est le plus utilisé. L'utilisation du silicium comme substrat semi-conducteur dans l'élaboration des cellules fait l'objet d'une attention particulière à cause de la richesse du gisement et d'une technologie de fabrication assez maîtrisée et puis demeure ainsi celle qui a connu, à l'échelle industrielle un réel développement.

Les propriétés électriques et photovoltaïques des jonctions $n-p$ semi-conductrices sont principalement régies par les porteurs minoritaires en excès. La détermination des grandeurs caractéristiques de ces porteurs comme la durée de vie ou la longueur de diffusion permet de contrôler la qualité du matériau utilisé pour fabriquer les cellules solaires et de prévoir leur rendement de conversion.

La recherche de meilleurs rendements passe par une meilleure connaissance de certains phénomènes tels que la durée de vie des porteurs, leur longueur de diffusion et leurs vitesses de recombinaison.

Divers techniques de caractérisation des matériaux pour l'extraction de ces paramètres ont été développées. Parmi celles-ci, il y a les techniques de

caractérisation en régime statique et dynamique, basées sur les mesures des effets optiques [5] ou électriques [6,7].

Dans ce travail, nous nous proposons d'effectuer une étude de modélisation d'une photopile à jonction verticale éclairée par une lumière monochromatique de fréquence variable (ω).

Dans le premier chapitre, nous faisons une étude bibliographique sur les techniques de caractérisation des photopiles au silicium en modulation de fréquence, utilisant différents types d'excitation des dispositifs, en mettant en évidence les paramètres physiques que l'on peut extraire de ces mesures.

Au deuxième chapitre, nous étudions les différents paramètres intervenant dans l'évaluation du rendement quantique interne, d'une cellule au silicium polycristallin à jonction verticale en régime de modulation de fréquence.

Dans le chapitre trois, nous étudions le rendement quantique interne et sa phase en fonction de la longueur d'onde.

Au quatrième chapitre, nous proposons une technique de détermination des paramètres électriques et nous effectuons une analyse des résultats théoriques.

Et enfin, nous présentons une conclusion générale et dégageons quelques perspectives de poursuite de ce travail.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Introduction

L'élément actif d'une cellule photovoltaïque est le semi-conducteur qui absorbe la lumière, en créant des paires électrons - trous qui doivent être séparées par un champ électrique très intense situé au niveau de la jonction.

Plusieurs méthodes ont été développées dans le but de comprendre la nature et les effets de ces imperfections à travers les paramètres de recombinaison des porteurs minoritaires de charge en excès.

Nous décrivons successivement les techniques qui régissent le fonctionnement de la cellule photovoltaïque et plus particulièrement celles qui concernent la cellule photovoltaïque à base de silicium.

I.2. Détermination simultanée de la longueur de diffusion, de la durée de vie et du coefficient de diffusion des porteurs de charge en modulation de fréquence

Dans cette étude à une dimension [8], la longueur de diffusion, la durée de vie et le coefficient de diffusion des porteurs de charge minoritaires en excès sont déterminés à partir d'un échantillon de silicium excité par un faisceau de photons modulé.

L'équation régissant l'évolution des porteurs de charge $\delta(x,t)$ dans le temps (t) et dans l'espace (x), est donné par :

$$\frac{\partial^2 \delta(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{L^2} \cdot \delta(x,t) + \frac{g(x,t)}{D} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial \delta(x,t)}{\partial t} \quad (I-1)$$

Avec :

$$L = (D \cdot \tau)^{\frac{1}{2}} \quad (I-2)$$

- L : longueur de diffusion des porteurs de charge.
- D : est la constante de diffusion des porteurs photogénérés et

- τ : la durée de vie.

$$g(x, t) = \alpha \cdot \Gamma \cdot e^{-\alpha(x-x_0)} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (I-3)$$

Où :

- Γ est le flux de photons incident,
- α est le coefficient d'absorption du matériau,
- ω la pulsation de la source d'excitation,
- x abscisse à partir de la jonction,
- x_0 est la position à la surface illuminée.

En considérant le taux de génération des porteurs minoritaires, on peut considérer une solution de la forme (I-4).

$$\delta(x, t) = \delta(x) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (I-4)$$

En remplaçant les différents termes par leur expression, l'équation (I-1) devient :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L^2 \omega} \cdot \delta(x) = \frac{\alpha \cdot \Gamma}{D} \cdot e^{-\alpha(x-x_0)} \quad (I-5)$$

L'équation (I-5) est résolue en utilisant la méthode des transformées de Fourier, et en considérant les conditions aux limites suivantes :

- $x = 0$ $\delta(x) \rightarrow 0$ - à la surface,
- $x \rightarrow \infty$ $\delta(x) \rightarrow 0$ - en profondeur,

$$\delta(x) = A(x) \cdot e^{-i \cdot \theta(x)} \quad (I-6)$$

$A(x)$ représente l'amplitude et $\theta(x)$ la phase.

La représentation graphique de $A(x)$ en fonction de la distance décroît comme une exponentielle simple au-delà $0.5L$. La valeur de ε se calcule à partir de la pente de la courbe de l'amplitude en fonction de la profondeur x . La variation de ε en fonction de la fréquence donne ε_0 qui n'est autre que l'inverse de L pour $\omega=0$.

I.3. Etude théorique de la photopile bifaciale sous éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel

L'étude théorique de la photopile sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence [9] permet de résoudre l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge et d'étudier le comportement de la densité des porteurs, du photocourant et de la tension sous l'influence de la fréquence de la source excitatrice. La figure I.1, nous donne le schéma simplifié de la photopile.

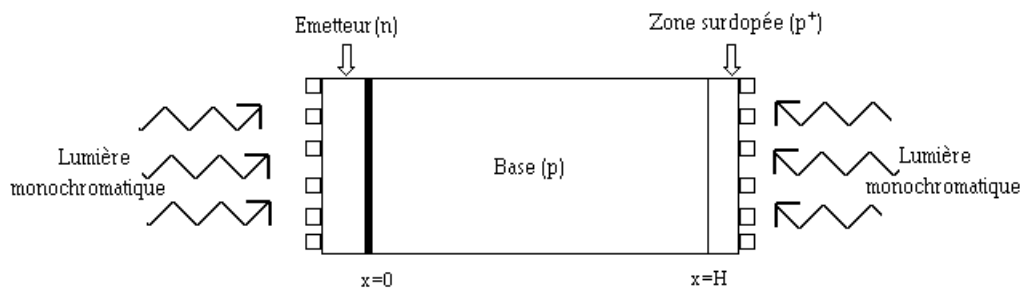


Figure I-1 : Schéma simplifié d'une photopile bifaciale de type n-p-p+ sous illumination monochromatique et modulation de fréquence

En tenant compte des phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion dans la base, l'équation régissant la variation des porteurs de charges $\delta(x,t)$ photogénérés, en régime dynamique fréquentiel est :

$$\frac{\partial^2 \delta_m(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_m(x,t)}{L^2} + G_m(x,t) = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial \delta_m(x,t)}{\partial t} \quad (I-7)$$

Le taux de génération de ces paires est donné par : $G_m(x,t) = g_m(x) \cdot e^{i\omega t}$ (I-8)

L'équation (I-4) a été résolue en considérant les conditions aux limites suivantes :

- A la jonction :

$$\left. \frac{\partial \delta_m(x)}{\partial x} \right)_{x=0} = S \cdot \frac{\delta_m(0)}{D} \quad (I-9)$$

- A la face arrière :

$$\left. \frac{\partial \delta_m(x)}{\partial x} \right)_{x=H} = -S \cdot \frac{\delta_m(H)}{D} \quad (I-10)$$

Avec

- S_f est la vitesse de recombinaison en face avant, elle traduit les phénomènes de recombinaison à la surface ;
- D est la constante de diffusion ;
- S_b est la vitesse de recombinaison en face arrière ;
- H est l'épaisseur de la base de la photopile.

Le profil de la densité des porteurs de charge est donné à la figure I.2, pour différentes valeurs de la fréquence de modulation.

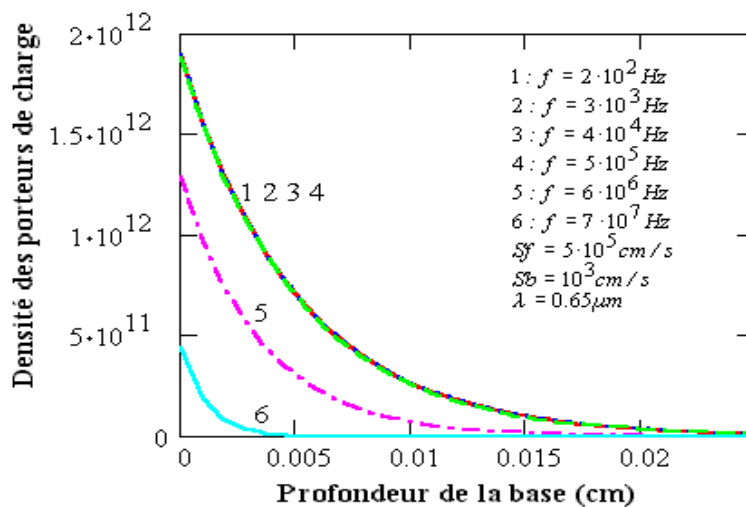


Figure I-2 : Densité de porteurs photocréés en fonction de x

Lorsque la fréquence de modulation augmente, le maximum de porteurs de charge photogénérés diminue. Cette diminution n'est remarquable qu'à partir des fréquences de modulation de la lumière incidente supérieure à 10^4 Hz et ceci pour les deux faces.

Cette valeur se situe entre 10^4 et 10^6 Hz . Cette fréquence est la fréquence de coupure qui est assimilée à la fréquence de recombinaison des porteurs photogénérés lorsque l'on considère $\omega \cdot \tau \gg 1$. [10]

I.4. Détermination des paramètres électriques d'une photopile bifaciale par la méthode d'impédance spectroscopique

C'est une méthode théorique de détermination des paramètres électriques par la méthode d'Impédance spectroscopique [11]. L'étude est faite sur une cellule solaire bifaciale placée dans un champ magnétique et éclairée par une lumière blanche, en régime dynamique fréquentiel. Cette photopile est éclairée par l'émetteur, puis par l'arrière et enfin simultanément par les deux faces.

On utilise une photopile bifaciale au silicium de type $n^+ - p - p^+$ [12] dont la structure est présentée à la figure suivante:

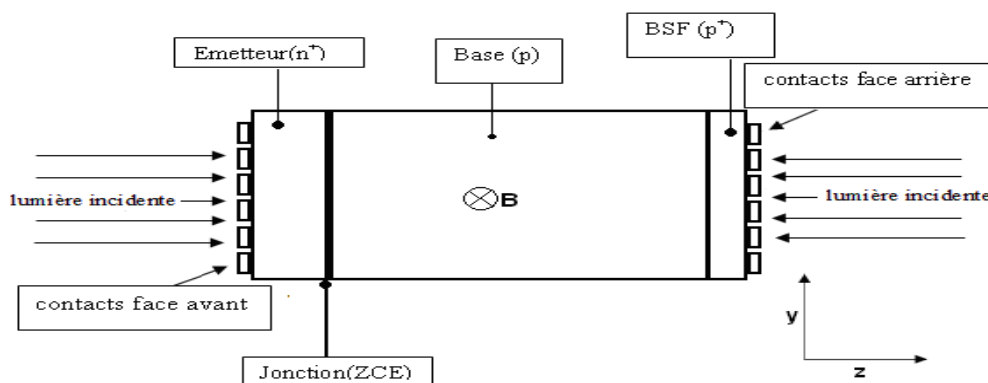


Figure I-3 : Photopile bifaciale à une dimension

Les densités de courant des porteurs minoritaires de charge photocréés, sont données par l'expression suivante :

$$\delta_{\alpha}(x,t) = \delta_{\alpha}(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (I-11)$$

Où $\delta_{\alpha}(x,t)$ est la densité des électrons générés dans la base sous l'effet de l'éclairement sinusoïdal.

$\delta_{\alpha}(x,t)$ et $e^{i\omega t}$ sont respectivement les composantes spatiale et temporelle de la densité des porteurs.

Le schéma électrique équivalent de la photopile [13] est donné à la figure I.4

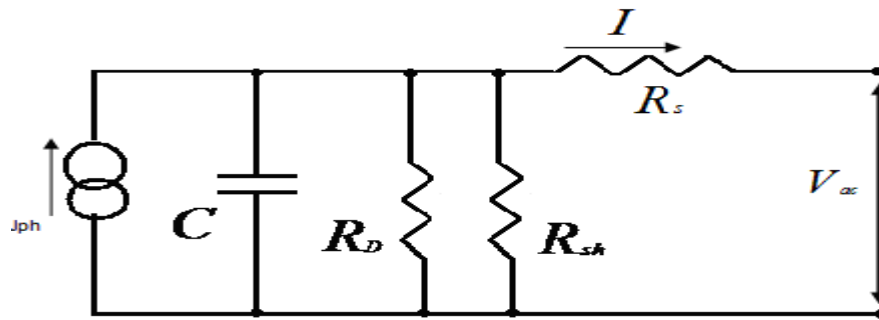


Figure I-4 : Circuit équivalent du modèle à deux diodes sous illumination en régime dynamique

$$C = C_D + C_T \quad (I-12)$$

- C_D est la capacité de diffusion de la zone de charge d'espace,
- C_T est la capacité de transition due aux porteurs minoritaires qui sont en oscillation à cause du signal alternatif,
- R_{sh} et R_D sont des résistances qui modélisent les fuites de courant existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace (dislocation, joints de grains),
- R_p est la résistance parallèle :

$$R_p = \frac{R_{sh} \cdot R_D}{(R_{sh} + R_D)} \quad (I-13)$$

L'impédance dynamique du modèle électrique est donnée par l'équation ci-après :

$$Z = R_p + j X_p \quad (I-14)$$

Où

$$R_p = R_s + \frac{R_D \cdot R_s \cdot (R_s + R_D)}{(R_s + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_s)^2} \quad (I-15)$$

et

$$X_p = \frac{\omega(R_s \cdot R_D)^2 \cdot C}{(R_s + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_s \cdot C)^2} \quad (I-16)$$

L'étude a été faite sans soumettre la cellule à un champ magnétique, puis en la soumettant à un champ magnétique constant.

L'impédance peut se mettre sous la forme suivante [14]:

$$Z = \frac{V_{oc}(\omega, B)}{J_{sc}(\omega, B)} \quad (I-17)$$

Où

$V_{oc}(\omega, B)$ et $J_{sc}(\omega, B)$ représentent la tension en circuit ouvert et le courant de court circuit. Ils dépendent de la fréquence $f(\omega=2\pi f)$ et du champ magnétique appliqué (B).

Les résultats sont obtenus par la détermination des paramètres électriques, en utilisant la représentation de Nyquist et le diagramme de Bode.

1.5. Influence des paramètres de la cellule solaire sur le changement de phase

Lorsque la photopile est illuminée par un faisceau lumineux monochromatique, le taux de génération est donné par [15] :

$$g(x, t) = \alpha(1 - R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha x} \cdot e^{i\omega_0 t} + G_0(x) \quad (I-18)$$

où

- α est le coefficient d'absorption,
- x la profondeur de pénétration de la lumière,
- R le coefficient de réflexion,
- I_0 le flux de photons incidents,
- $G_0(x)$ le taux de génération homogène due à la polarisation de la lumière qui est négligeable,

- ω_0 la fréquence angulaire de la lumière incidente et
- t le temps.

Ce taux de génération implique une densité des porteurs minoritaires en excès $\Delta_n(x, t)$ dans la région P de la photopile. Le taux de recombinaison est donné par :

$$r(x, t) = \frac{\Delta_n(x, t)}{\tau} \quad (I-19)$$

où τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires.

La génération de porteurs minoritaires en excès est régie par l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta_n(x, t) = D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta_n(x, t) + g(x, t) - r(x, t) \quad (I-20)$$

D_n est le coefficient de diffusion des électrons dans la région P . En considérant une densité de porteurs minoritaires en excès de la forme :

$$\Delta_n(x, t) = \Delta_n(x) \cdot e^{i\omega_0 t} \quad (I-21)$$

$\Delta_n(x)$ la partie spatiale de $\Delta_n(x, t)$

$$I \cdot Q = \frac{1}{I_0 \cdot (1-R)} \cdot D_n \frac{\partial}{\partial x} \Delta_n(x) \Big|_{x=0} \quad (I-22)$$

où :

- L^* est la longueur de diffusion complexe,
- S la vitesse de recombinaison à la face arrière de la photopile,
- w l'épaisseur de l'émetteur et
- L la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

Ainsi, le retard de phase φ introduit par le rendement quantique interne complexe, est donné par :

$$t_a \varphi = \frac{I \text{ mI } (Q)}{R \text{ } \epsilon (Q)} \quad (I-23)$$

Avec une fréquence de référence de 1kHz , une vitesse de recombinaison $S=1000\text{cm/s}$, la phase aux alentours de -1° correspond bien à un retard du signal.

I.6. Photopiles à jonction verticale

Les cellules à jonction verticale [16] ouvrent de nouvelles possibilités d'amélioration du rendement des cellules solaires au silicium avec de courtes longueurs de diffusion.

La structure de base des cellules à jonction verticale est donnée à la figure I.5, où les cellules sont connectées en série :

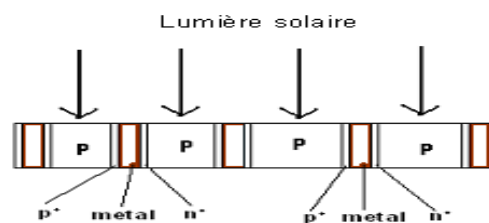


Figure I-5 : Cellules à jonction verticale connectées en série.

Cette structure présente un avantage lié à la présence de grilles de collecte des porteurs de charge même si la longueur de diffusion est faible. La cellule présente ainsi une large surface de diffusion interne.

I.7. Photopile solaire au silicium de LAMELLE

L'avantage de ces nouvelles cellules [17] est la courte distance entre le lieu de génération des porteurs minoritaires dans la base et l'émetteur. Cela permet de faciliter leur collection. Une amélioration du courant de court circuit J_{CC} peut être réalisée en fournissant de courtes distances entre le lieu de création des porteurs et l'émetteur.

L'inconvénient de ces cellules est que sur les minces tailles des lames «Lamella», il est difficile de graver de longues grilles de collection.

Comme la technique ne dépend pas de l'orientation du cristal, elle est donc appropriée pour les substrats multicristallin et polycristallin.

I.8. Etude à une dimension d'une cellule verticale à jonction multiples

Dans cet article [18], les auteurs présentent une étude des paramètres de la cellule à jonction verticale dans un modèle à une dimension simple, dont le schéma est donné à la figure I.6.

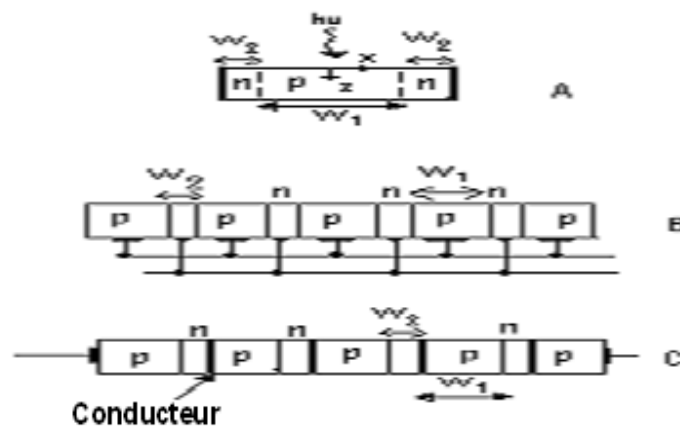


Figure I-6 : Structure d'une cellule à jonction verticale

(A : cellule isolée, B et C deux possibilités de connexion des cellules).

Leur avantage résulte d'une part du fait qu'on peut doper fortement l'émetteur et la base afin d'augmenter le rendement sans entraîner une forte réduction des porteurs photogénérés par recombinaison.

Pour obtenir un bon rendement des photopiles conventionnelles, il faut un fort taux de dopage en impuretés, ce qui peut aussi freiner la diffusion des porteurs en excès photocréés. Ces recombinaisons sont plus accentuées lorsque nous avons de faibles longueurs de diffusion des électrons. Ces pertes peuvent être réduites avec les photopiles à jonction verticale en réduisant la distance entre les jonctions de sorte qu'elle soit plus petite que la longueur de diffusion.

Pour une modélisation simple des paramètres de la photopile, les auteurs émettent les hypothèses suivantes :

- Pas de recombinaisons à la face avant et en face arrière.
- Pas de réflexion sur les surfaces.
- Les recombinaisons à la zone de charge d'espace sont négligeables.
- Le taux de génération est fonction de la profondeur z , une diffusion unidirectionnelle des porteurs minoritaires en excès est considérée. Cela leur permet de faire une modélisation simple des paramètres de la photopile.

Equation de continuité :

$$L_n^2 \cdot \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - n(x) = -\tau_n \cdot J_L \quad (I-24)$$

avec

$$J_L = \alpha(\lambda) N(\lambda) (-\alpha z) \quad (I-25)$$

et

$$L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{\frac{1}{2}} \quad (I-26)$$

Les conditions de court-circuit aux jonctions permettent de déterminer la densité des porteurs minoritaires en excès :

$$n\left(\frac{w_1}{2}\right) = -n\left(\frac{w_1}{2}\right) \quad (I-27)$$

Nous obtenons :

$$n(x) = \tau_n \cdot J_L(z) \cdot \left[1 - \frac{\cosh\left(\frac{x-h}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{w_1-h}{2 \cdot L}\right)} \right] \quad (I-28)$$

Le photocourant collecté à la profondeur z est donné par :

$$J(z) = n \cdot q \cdot \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{z=\frac{w_1}{2}} = q \cdot L \cdot J_L(z) n t \frac{w_1}{2 \cdot L} \quad (I-29)$$

Considérant la figure (1-a), le courant total collecté à travers les deux jonctions est donné par :

$$J(z) = 2 \cdot q \cdot L \cdot J_L(z) n \left[L \cdot t \frac{w_1}{2 \cdot L} + \frac{L}{n} \cdot t \frac{w_2}{2 \cdot L} \right] \quad (I-30)$$

Cependant, ce rendement de conversion sera réduit en tenant compte des paramètres de recombinaison négligés dans les hypothèses. Le modèle utilisé décrit bien le comportement de la cellule à jonction verticale.

I.9. Conclusion

L'étude bibliographique montre qu'en régime dynamique fréquentiel, la longueur de diffusion, le coefficient de diffusion et la durée de vie des porteurs, ainsi que leur vitesse de recombinaison, peuvent être déterminés par les techniques basées sur l'excitation électrique ou optique. Cette étude bibliographique présente l'effet du champ magnétique, en régime dynamique, sur les paramètres électriques d'une photopile telle que : impédance dynamique, résistances, capacité est présenté. Une approche de l'étude des photopiles à jonction verticale a été présentée.

Dans la suite, nous présentons l'étude du rendement quantique interne d'une photopile au silicium polycristallin à jonction verticale, en modulation de fréquence, à trois dimensions. Ceci nous permet de montrer les effets de :

- ✗ la vitesse de recombinaison aux joints de grain,
- ✗ la taille du grain,
- ✗ la fréquence de modulation sur le rendement quantique interne et sa phase.

Nous déterminons également les résistances shunt et série.

CHAPITRE II : ETUDE D'UNE PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE

II. ETUDE D'UNE PHOTOPILE À JONCTION VERTICALE

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions une photopile à jonction verticale au silicium polycristallin en régime de modulation de fréquence (changement de fréquence), sous éclairage monochromatique dans un modèle tridimensionnel.

L'éclairage utilisé pour obtenir le régime dynamique fréquentiel est monochromatique et sa longueur d'onde (λ) est prise dans l'intervalle $[0,4-1,06 \mu\text{m}]$. [19] Le choix de cette gamme permet d'exciter tout le volume de la photopile.

Cette photopile est éclairée par sa face avant et seule la contribution de la base en porteurs minoritaires de charge en excès est prise en compte.

II.2. Présentation

La photopile est représentée par la figure II-1. [20]

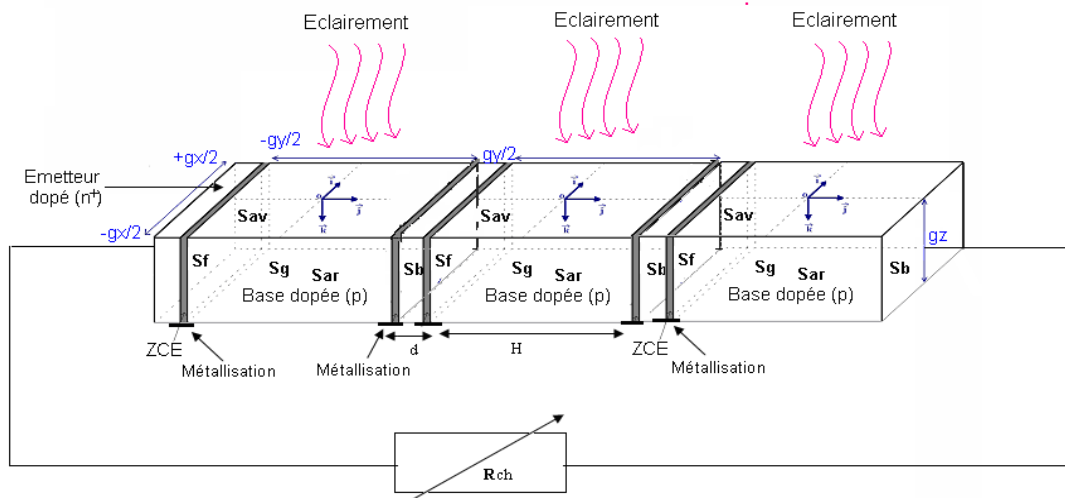


Figure II-1 : Schéma de trois grains d'une photopile à jonction verticale

II.2.a. Description de la photopile

La photopile est constituée de trois parties essentielles :

- Une zone dopée en atomes donneurs avec un taux de dopage variant de 10^{17} à 10^{19} atomes/cm³ et dont l'épaisseur est faible (environ $1 \mu\text{m}$), c'est

l'émetteur de la photopile où les porteurs minoritaires sont les trous.

- Une seconde zone dopée en atomes accepteurs avec un faible taux de dopage variant de 10^{15} à 10^{17} atomes/cm³, mais dont l'épaisseur est beaucoup plus significative (pouvant atteindre 400 μm), c'est la base (de type p) où les porteurs minoritaires sont les électrons.
- Entre ces deux zones se trouve la jonction ou zone de charge d'espace où règne un champ électrique qui permet de séparer les paires électrons - trous photocréés pour leur participation au photocourant. [2, 21].

La métallisation permet la collecte des porteurs de charge au niveau de chaque jonction.

S_f , S_b , S_g , S_{av} , S_{ar} étant respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction, à la face arrière, aux joints de grains, à la face incidente et à face arrière par rapport à l'éclairement.

R_{ch} est la résistance de charge, qui définit le point de fonctionnement de la photopile.

II.2.b. Fonctionnement de la photopile

Lorsque la photopile est éclairée, elle absorbe des photons incidents d'énergie supérieure ou égale à celle du gap du matériau semi-conducteur constituant la photopile. Chaque photon absorbé donne naissance à une paire d'électron - trou ; ces porteurs de charge sont séparés par un champ électrique permanent et indestructible [2].

Dans ce modèle à trois dimensions, nous avons considéré que :

- La contribution de l'émetteur est négligée [9].
- L'épaisseur de l'émetteur est négligeable devant celle de la base.
- La base est éclairée parallèlement à la jonction avec une lumière monochromatique, qui engendre une photocréation de porteurs minoritaires de charge.

Les porteurs minoritaires de charge en excès sont régis par une équation de continuité.

II.3. Equation de continuité

L'équation de continuité est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial \delta_n(x, y, z, t)}{\partial t} = D_n \cdot \nabla^2 \delta_n(x, y, z, t) - \frac{\delta_n(x, y, z, t)}{\tau_n} + G(z, t) \quad (\text{II-1})$$

avec

- $\delta_n(x, y, z, t)$: la densité totale des porteurs minoritaires de charge dans la base en fonction des coordonnées spatiales (x, y, z) et temporelle (t) .
- D_n : le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires de charge dans la base.
- τ_n : la durée de vie des porteurs minoritaires de charge dans la base.
- $G(z, t)$: le taux de génération global pouvant se mettre sous la forme [22]:

$$G(z, t) = g(z) e^{i\omega t} \quad (\text{II-2})$$

- ω : la pulsation de la lumière ;
- z : la profondeur de pénétration du flux ;

$g(z)$ est le taux de génération en fonction de la profondeur z et de la longueur d'onde de la lumière monochromatique, dont l'expression pour un éclairage par la face avant, est donnée par :

$$g(z) = \alpha(\lambda) \frac{1 - R(\lambda)}{1 - R(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)z}} \cdot I_0 \quad (\text{II-3})$$

avec

- $\alpha(\lambda)$: le coefficient d'absorption du silicium;
- I_0 : le flux incident ;
- $R(\lambda)$: le coefficient de réflexion du silicium ;
- x, y, z : les coordonnées spatiales.

Ainsi, la densité des porteurs minoritaires de charge peut se mettre sous la forme [2] :

$$\delta_n(x, y, z, t) = \delta_n(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (\text{II-4})$$

Où $\delta_n(x, y, z)$ est la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction des coordonnées spatiales et $e^{i\omega t}$ la partie temporelle.

En remplaçant les expressions (II-2) et (II-4) dans l'expression (II-1) nous obtenons l'expression (II-5) :

$$\nabla^2 \delta_n(x, y, z) - \frac{1}{L_n^2} (1 + i\omega \cdot \tau_n) \cdot \delta_n(x, y, z) + \frac{g(z)}{D_n} = 0 \quad (\text{II-5})$$

- L_n est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

En posant :

$$L_n^{*2} = \frac{L_n^2}{1 + i\omega \cdot \tau_n} \quad (\text{II-6})$$

où

- L_n^* est la longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires,

L'équation (II-5) devient :

$$\nabla^2 \delta_n(x, y, z) - \frac{\delta_n(x, y, z)}{L_n^{*2}} = -\frac{g(z)}{D_n} \quad (\text{II-7})$$

Pour la résolution de l'équation (II-7) à trois dimensions, nous allons utiliser des solutions de type [21].

$$\delta_n(x, y, z) = \sum_k \sum_j Z_{k,j}(z) \cdot c_k \cdot c_j \quad (\text{II-8})$$

C_k et C_j sont des valeurs propres à déterminer, $Z_{k,j}(z)$ une fonction qui dépend de z .

Les indices k et j déterminent à chaque fois les différentes valeurs de C_k et C_j qui sont les solutions des équations transcendantes.

En remplaçant l'expression (II-8) dans l'expression (II-7) et en utilisant les conditions d'orthogonalité du cosinus, on obtient :

$$Z''_{k,j}(z) - \frac{Z_{k,j}(z)}{L_{k,j}^2} = \frac{-g(z)}{D_{k,j}} \quad (\text{II-9})$$

avec

$$C_k^2 + C_j^2 + \frac{1}{L_n^2} = L_{k,j}^{-2} \quad (\text{II-10})$$

et

$$D_{k,j} = \frac{D_n (C_k \cdot gx + \sin(C_k \cdot gx)) \cdot (C_j \cdot gy + \sin(C_j \cdot gy))}{16 \sin(C_k \cdot \frac{gx}{2}) \cdot \sin(C_j \cdot \frac{gy}{2})} \quad (\text{II-11})$$

La résolution de l'équation (II-9) permet de donner la solution $Z_{k,j}(z)$ sous la forme :

$$Z_{k,j}(z) = A_{k,j} c \left(\frac{z}{L_{k,j}} \right) h + B_{k,j} s \left(\frac{z}{L_{k,j}} \right) h + \frac{-\alpha(1-R)I_0 L_{k,j}^2}{D_{k,j}(\alpha^2 L_{k,j}^2 - 1)} e^{-\alpha z} \quad (\text{II-12})$$

Avec

$$\alpha^2(\lambda) \cdot L_{k,j}^2 - 1 \neq 0 \quad (\text{II-13})$$

En considérant l'expression de $Z_{k,j}(z)$ nous pouvons donner l'expression de la densité des porteurs minoritaires comme suit :

$$\delta_n(x, y, z) = \sum_k \sum_j \left[\left(A_{k,j} c \left(\frac{z}{L_{k,j}} \right) + B_{k,j} s \left(\frac{z}{L_{k,j}} \right) + \frac{-\alpha(\lambda) 1 - R(\lambda)(I_0 \cdot L_{k,j}^2) e^{-\alpha z}}{D_{k,j}(\alpha(\lambda)^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1)} \right) \cdot c_k(x) \cdot c_j(y) \right] \quad (\text{II-14})$$

où les coefficients $A_{k,j}$ et $B_{k,j}$, sont déterminés par les conditions aux limites.

II.4. Conditions aux limites

Les porteurs de charge minoritaires en excès sont soumis à des phénomènes de recombinaison aux interfaces du grain de la photopile qui nous permettent d'établir

les conditions aux limites spécifiques à notre photopile [2, 21,23] :

- à la jonction en $y=-g/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{g}{2}} = -S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{y=-\frac{g}{2}} \quad (\text{II-15})$$

S_f étant la vitesse de recombinaison à la jonction ;

- à la face arrière de la photopile en $y=g/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial y} \Big|_{y=\frac{g}{2}} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{y=\frac{g}{2}} \quad (\text{II-16})$$

S_b étant la vitesse de recombinaison à la face arrière par rapport à l'émetteur ;

- à la face avant par rapport à la surface incidente en $z = 0$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{z=0} \quad (\text{II-17})$$

S_{av} est la vitesse de recombinaison à la face avant par rapport à la surface incidente de l'éclairement

- à la face arrière par rapport à la surface l'éclairement en $z=g$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=g} = -S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{z=g} \quad (\text{II-18})$$

S_{ar} étant la vitesse de recombinaison à la face arrière par rapport à l'éclairement.

- aux joints de grains en $x = \pm g/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial x} \Big|_{x=\frac{g}{2}} = -S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{x=\frac{g}{2}} \quad (\text{II-19})$$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{g}{2}} = S_g \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{x=-\frac{g}{2}} \quad (\text{II-20})$$

S_g est la vitesse de recombinaison aux joints de grains.

Après avoir déterminé les différentes expressions obtenues à partir des conditions aux limites, nous allons faire l'étude du coefficient d'absorption monochromatique du silicium pour prévoir l'évolution du rendement quantique interne de la photopile à jonction verticale en fonction de la longueur d'onde.

II.5. Coefficient d'absorption

La figure II-2 représente la variation du coefficient d'absorption [19] du silicium en fonction de la longueur d'onde.

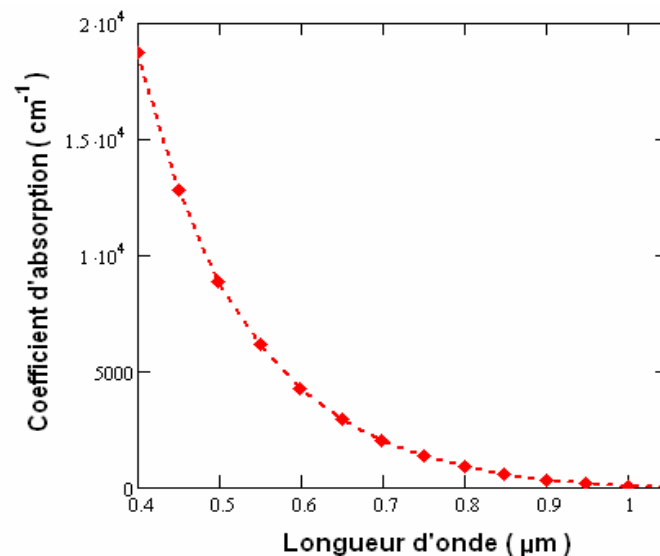


Figure II-2 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde

Le coefficient d'absorption diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Pour des petites longueurs d'ondes le coefficient d'absorption est élevé, car l'énergie correspondante est très grande par rapport au gap du silicium; c'est ce qui provoque une grande absorptivité du matériau silicium. Pour les grandes longueurs d'onde le coefficient d'absorption se réduit car l'énergie correspondante est faible.

Pour mieux appréhender l'évolution des porteurs minoritaires, nous étudions la longueur de diffusion ($L_{k,j}$) des porteurs en fonction de la fréquence de modulation.

II.6. Longueur de diffusion ($L_{k,j}$)

La figure II.3 nous donne l'évolution du module de la longueur de diffusion en fonction de la pulsation, et son expression est donnée par l'équation (II-10).

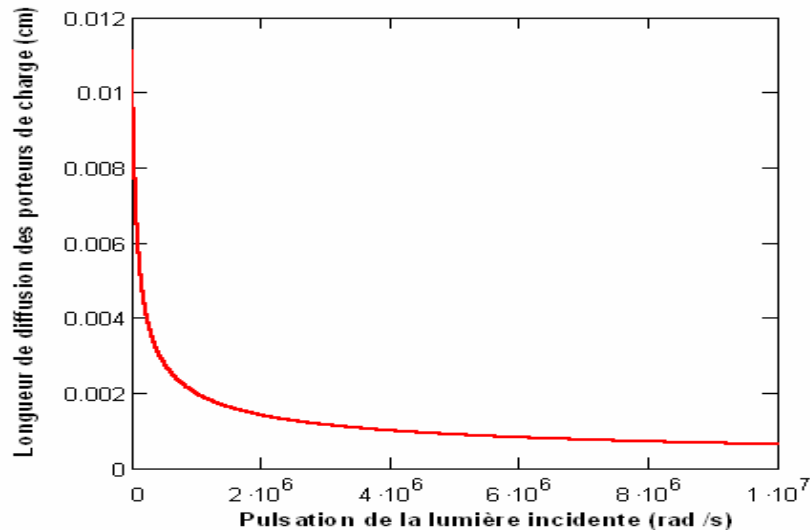


Figure II-3 : Longueur de diffusion en fonction de la pulsation

La longueur de diffusion des porteurs minoritaires décroît en fonction de la fréquence de modulation de l'éclairage, la longueur de diffusion est maximale pour de très faibles pulsations de la lumière. Cette diminution est due au fait que la fréquence de modulation réduit le temps de vie des porteurs.

Au paragraphe suivant nous présentons le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires de charge.

II.7. Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires de charge en excès ($D_{k,j}$)

L'expression du coefficient de diffusion est donnée par l'équation (II-11). Le coefficient de diffusion est lié aux propriétés optoélectronique du semiconducteur, donc à la durée de vie et à la longueur de diffusion. Les figures II.4 et II.5 nous donnent respectivement l'évolution du coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g_x et g_y .

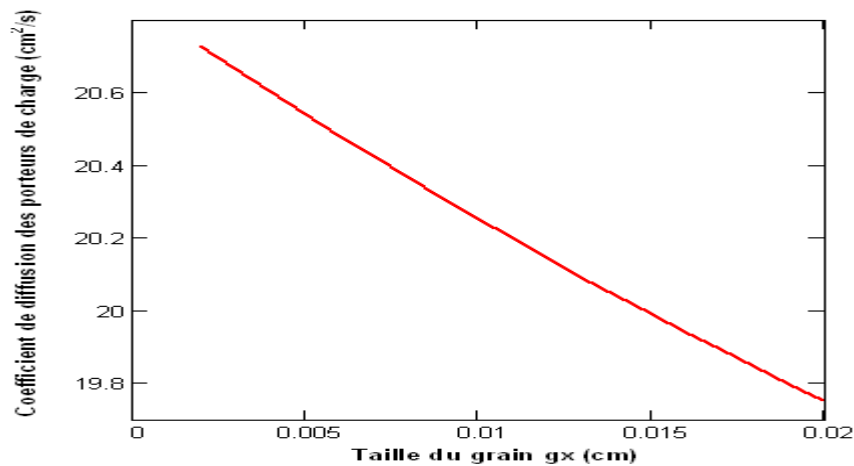


Figure II-4 : Coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g_x

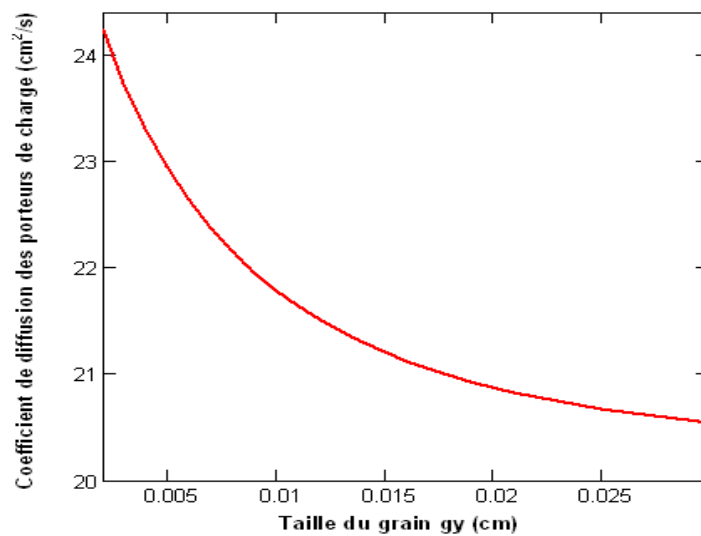


Figure II-5 : Coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g_y

Le coefficient de diffusion décroît en fonction de la taille de grain g_x et g_y . Il n'est pas le même au sein du matériau, parce que lorsque les porteurs minoritaires de charge se déplacent sur une plus grande distance, ils auront moins de chance à diffuser dans le matériau.

Au paragraphe II.8 nous présentons les équations transcendentes.

II.8. Equations transcendentes

Les équations transcendentes sont tirées à partir de ces conditions aux limites. En utilisant les expressions (II-15), (II-16), (II-19) et (II-20), on a respectivement :

$$\frac{S}{D_n} \frac{f}{C_j} \cdot t \cdot a \left(\bar{G}_j \cdot \frac{g}{2} \right) \quad (\text{II-21})$$

$$\frac{Sb}{D_n} = C_j \cdot \tan\left(C_j \cdot \frac{gy}{2}\right) \tag{II-22}$$

Et

$$\frac{S}{D_n \cdot C_k} = t \cdot a\left(C_k \cdot \frac{g}{2}\right) \tag{II-23}$$

La figure II-6 permet de déterminer graphiquement les C_k et les C_j qui sont les respectivement solutions de l'équation transcendante à partir de l'équation (II-23) et (II-21).

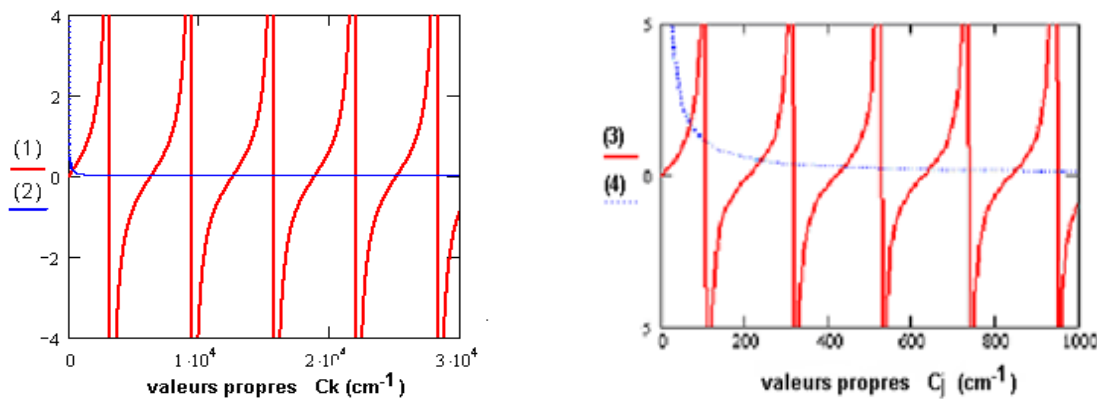


Figure II-6 : Courbes donnant respectivement les valeurs propres C_k et C_j

Les courbes (1) et (2) : $Sg=10^3\text{cm}^{-1}$, $gx=200\mu\text{m}$;

Les courbes (3) et (4) : $Sf=10^3\text{cm}^{-1}$, $gy=300\mu\text{m}$

Les courbes (1) et (2) représentent respectivement les membres de droite et de gauche de l'équation (II-23).

Les courbes (3) et (4) représentent respectivement les membres de droite et de gauche de l'équation (II-21).

Les différentes valeurs propres C_k sont répertoriées au tableau II-1ci après.

Tableau II-1 : Valeurs propres C_k

k	1	2	3	4	5	6	7
$C_k(\text{cm}^{-1})$	194,493	$3,154 \cdot 10^3$	$6,289 \cdot 10^3$	$9,429 \cdot 10^3$	$1,257 \cdot 10^4$	$1,571 \cdot 10^4$	$1,885 \cdot 10^4$

Les valeurs de C_k augmentent également à chaque fois que k croit.

Les différentes valeurs propres C_j sont répertoriées au tableau II-2 ci après.

Tableau II-2 : Valeurs propres C_j

j	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$C_j(\text{cm}^{-1})$	0	104,37	208,74	313,11	417,48	521,85	626,23	730,60	834,97

C_j augmente à chaque fois que j croît.

Après la détermination des valeurs propres, nous étudions la densité des porteurs minoritaires de charge.

II.9. Densité des porteurs minoritaires de charge

Son expression est donnée par l'équation (II-8) et son profil en fonction de la profondeur de la base est donné par la figure (II-7).

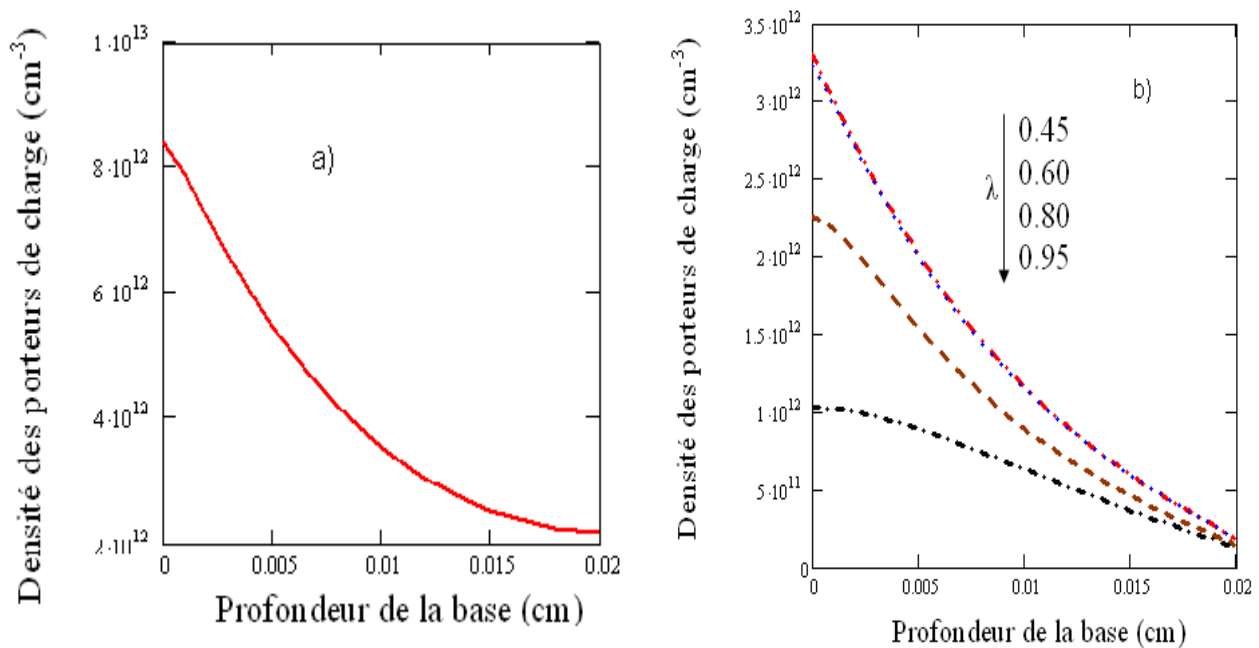


Figure II-7: Densité de porteurs minoritaires de charge en fonction de la profondeur de la base pour un éclairage de la face avant d'incidence.

a) $D=26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $g_x = g_z = 200 \mu\text{m}$; $g_y = 300 \mu\text{m}$; $\omega = 10^3 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$; $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$

b) $D=26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $g_x = g_z = 200 \mu\text{m}$; $g_y = 300 \mu\text{m}$; $\omega = 10^3 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$; $\lambda = 0.45 \mu\text{m}, 0.60 \mu\text{m}, 0.80 \mu\text{m}, 0.95 \mu\text{m}$

La densité des porteurs minoritaires décroît en fonction de l'épaisseur de la photopile pour un éclairage par la face avant. Cette diminution de densité est lié au fait que

le taux de génération des porteurs de charge, décroît exponentiellement en fonction de la profondeur de pénétration de la lumière.

L'amplitude de la densité des porteurs de charge diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

Après avoir étudié la densité des porteurs minoritaires de charge, nous présentons les vitesses de recombinaison S_{av} et S_{ar} .

II.10. Vitesse de recombinaisons

II.10.a. Vitesse de recombinaison en face avant par rapport à la surface incidente de l'éclairement(S_{av})

La vitesse de recombinaison en face avant par rapport à l'éclairement [24] est donnée par l'expression (24) et son évolution est donnée par la figure II-14.

$$S_{av}(\lambda, \omega) = \frac{s \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_e} \alpha(\lambda) \cdot L(\omega) \cdot c \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_e} (h \alpha(\lambda) \cdot p) - L(\omega) \cdot \alpha(\lambda)}{1 \left(c \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_e} L(\omega) \cdot \alpha(\lambda) \cdot s \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_h} \right)} \quad (24)$$

II.10.b. Vitesse de recombinaison en face arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairement(S_{ar})

La vitesse de recombinaison en face arrière par rapport à l'éclairement [24] est donnée par l'expression (25) et son évolution en fonction de la fréquence de modulation est donnée par la figure II-15.

$$S_{ar}(\lambda, \omega) = \frac{D \cdot \alpha(\lambda) \cdot \left(c \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_e} e^{h(-\alpha(\lambda) \cdot p)} \right) - \frac{D}{L(\omega)} \cdot s \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_h}}{c \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_e} e^{h(-\alpha(\lambda) \cdot p)} - L(\omega) \alpha(\lambda) \cdot s \left(\frac{g}{L(\omega)} \right)^{z_h}} \quad (25)$$

Les évolutions des vitesses de recombinaison S_{av} et S_{ar} en fonction de la fréquence de modulation pour différentes longueurs sont respectivement représentées sur les figures II-8) et II-9).

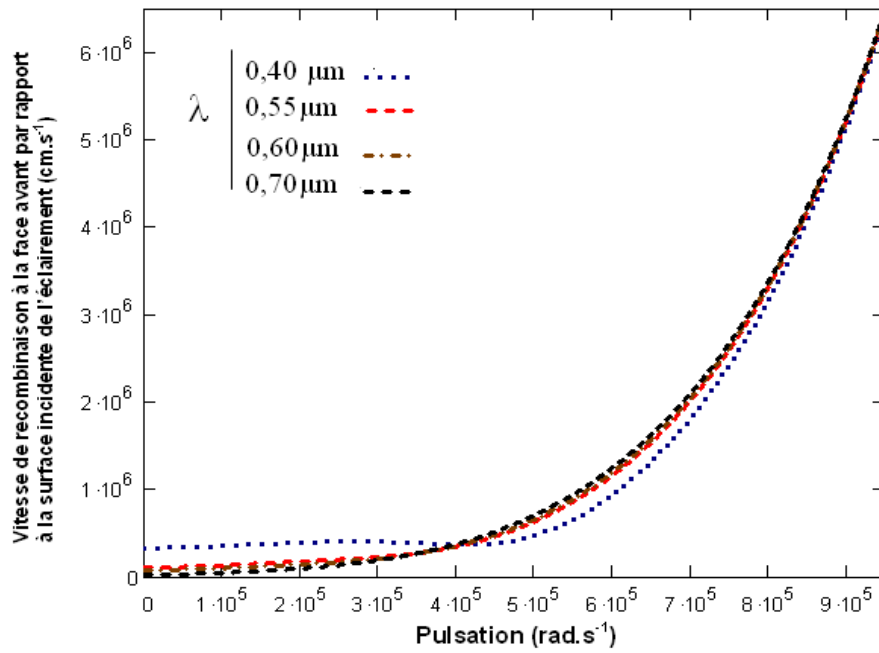


Figure II-8 : Vitesse de recombinaison de la face avant par rapport à la surface incidente de l'éclairement (S_{av}) en fonction de la fréquence modulation

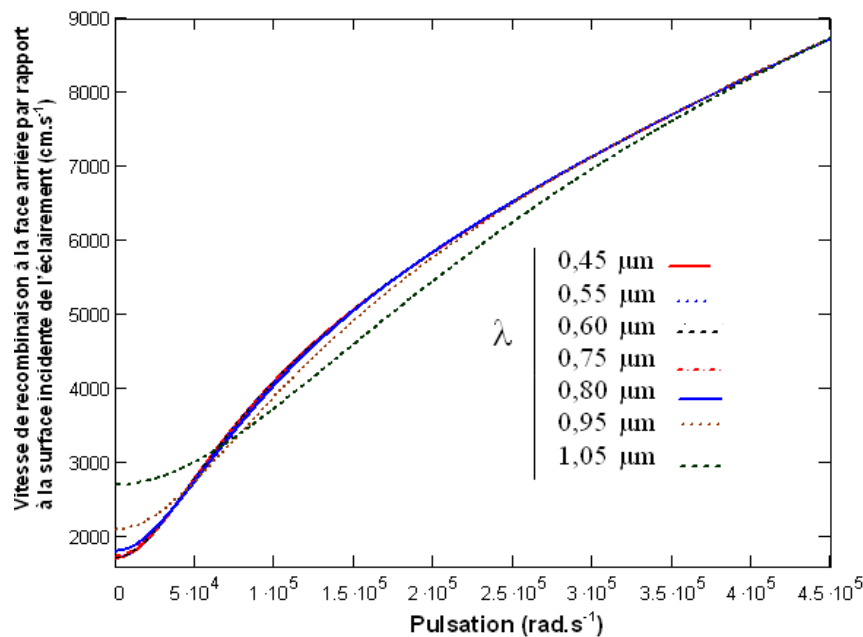


Figure II-9 : Vitesse de recombinaison de la face arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairement (S_{ar}) en fonction de la fréquence de modulation.

Les vitesses de recombinaison S_{av} et S_{ar} croissent en fonction de la fréquence de modulation par contre la longueur d'onde a peu d'influence sur ces vitesses de recombinaison. Elles augmentent de manière générale traduisant ainsi une forte

recombinaison des porteurs minoritaires photogénérés à la face avant et à la face arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairement : cela est dû au fait que la fréquence de modulation favorise les phénomènes de recombinaison des porteurs de charge.

II.11. Conclusion :

Nous avons étudié une photopile à jonction verticale en régime de modulation de fréquence, éclairée par une lumière monochromatique sur la face avant. Ainsi, nous avons déterminé l'expression de la densité de porteurs minoritaires. De cette étude, nous pouvons retenir que :

- ✓ La longueur de diffusion des porteurs de charge est élevée pour une faible pulsation de la lumière ;
- ✓ Le coefficient de diffusion est faible pour de grandes tailles de grains g_x et g_y ;
- ✓ La densité des porteurs minoritaires de charge est plus importante lorsqu'on a une petite profondeur de pénétration de la lumière (z) ;
- ✓ Les vitesses de recombinaisons de la face avant et arrière par rapport à la surface incidente de l'éclairement deviennent élevées lorsque la pulsation de la lumière augmente.

Au chapitre suivant nous faisons une étude du rendement quantique interne de la photopile et de sa phase.

CHAPITRE III :
RENDEMENT QUANTIQUE
INTERNE

III. RENDEMENT QUANTIQUE INTERNE.

III.1. Introduction

Le rendement quantique est défini comme étant le rapport de la densité du photocourant sur le flux de photons incidents. Elle traduit l'efficacité avec laquelle la conversion de l'énergie solaire en énergie électrique a été faite. Dans cette partie, nous présentons l'étude du rendement quantique interne de la photopile en fonction de la longueur d'onde lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction tend vers l'infini. Nous montrons l'influence de la taille de grain (g_x, g_y, g_z), de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de la fréquence de modulation sur le rendement. Nous avons également fait l'étude de la phase du rendement.

III.2. Le rendement quantique interne de la photopile en fonction de la longueur d'onde

L'expression du rendement quantique est donnée par l'équation suivante [23] :

$$Q(\lambda) = \frac{D_n}{(1-R(\lambda))I_o \cdot g_x \cdot g_z} \sum_k \sum_j \int_0^{g_z} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial y} \Big|_{y=\frac{-g_y}{2}} dx \cdot dz \quad (26)$$

Pour un éclairement sur la face avant, la figure III-1 nous montre la variation du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde de l'éclairement.

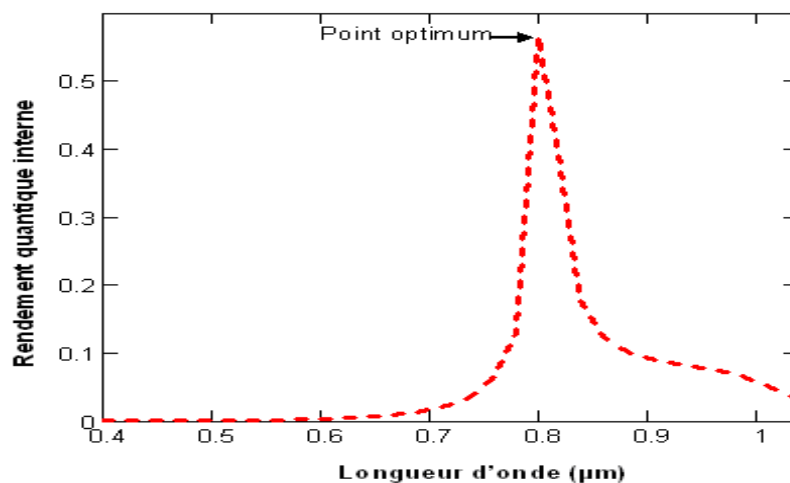


Figure III-1 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour un éclairement par la face avant

$$D=26 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}; g_x=90 \mu\text{m}; g_z=200 \mu\text{m}; g_y=120 \mu\text{m}; \omega=10^3 \text{ rad.s}^{-1}, Sg=10^3 \text{ cm.s}^{-1}$$

Le profil du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde présente, de façon générale, une croissance et une décroissance du rendement quantique.

Dans l'intervalle $0,4 \leq \lambda \leq 0,65 \mu m$ c'est-à-dire inclus dans le domaine du visible, le rendement est peu sensible à la variation de la longueur d'onde λ de la radiation excitatrice. Ceci correspond à une absorption surfacique de la longueur d'onde, et aussi le coefficient d'absorption du silicium varie peu dans cette gamme de longueur d'onde.

Par contre le rendement augmente avec les valeurs de λ croissant dans l'intervalle $0,65 \leq \lambda \leq 0,8 \mu m$.

Il atteint un optimum, qui est la valeur maximale observée pour la longueur d'onde (λ) voisine de $0,8 \mu m$, correspondant à celle proche du gap du matériau semi-conducteur *Si* ($1,1 \mu m$)

Le rendement quantique interne décroît dans l'intervalle de l'infrarouge proche $0,8 \leq \lambda \leq 1,06 \mu m$. Le coefficient d'absorption du silicium devient de plus en plus faible d'où une faible absorption des photons incidents d'énergies faibles par le matériau *Si*

Nous remarquons que l'allure de la courbe est aussi celle obtenue par certains auteurs [25].

L'effet de la longueur d'onde λ sur le rendement quantique interne étant faite, nous allons examiner ce rendement en fonction de la fréquence de modulation.

III.3. Effet de la fréquence de modulation sur le rendement quantique interne

Le rendement quantique interne dans la base pour différentes valeurs de fréquence de modulation est donné à la figure III-2.

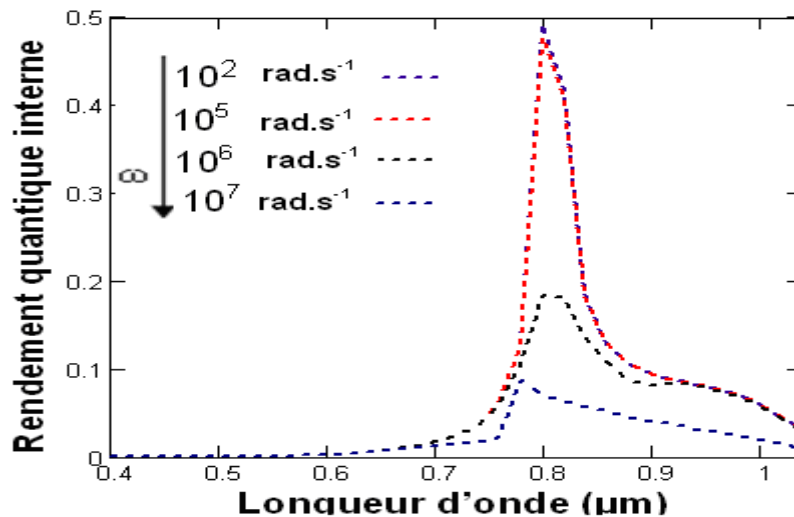


Figure III-2 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour un éclairage face avant pour différentes valeurs de la fréquence de modulation

$$g_x = 110 \mu\text{m}, g_z = 200 \mu\text{m}; g_y = 120 \mu\text{m}; \omega = 10^3, 10^4 \text{ et } 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$$

Nous constatons que lorsque la fréquence de modulation augmente pour une vitesse de recombinaison à la jonction S_f qui tend vers l'infini et une vitesse recombinaison au joint de grain S_g égale à 10^3 cm.s^{-1} , l'amplitude du rendement quantique diminue. Cette diminution n'est remarquable qu'à partir des fréquences de modulation de la lumière incidente supérieure à 10^4 Hz [9]. Cela est dû au fait que lorsque la fréquence de modulation augmente, il y'a rupture de génération des porteurs minoritaires en excès ; entraînant ainsi une diminution de porteurs photocréés participant au photocourant.

Nous allons ensuite montrer l'effet de la taille de grain sur le rendement quantique interne de la photopile au silicium polycristallin.

III.4. Effet de la taille de grain sur le rendement quantique interne

Le profil du rendement quantique interne, dans la base en fonction de la longueur d'onde pour différentes tailles (g_x, g_y, g_z) de grain est donné à la figure III.3.

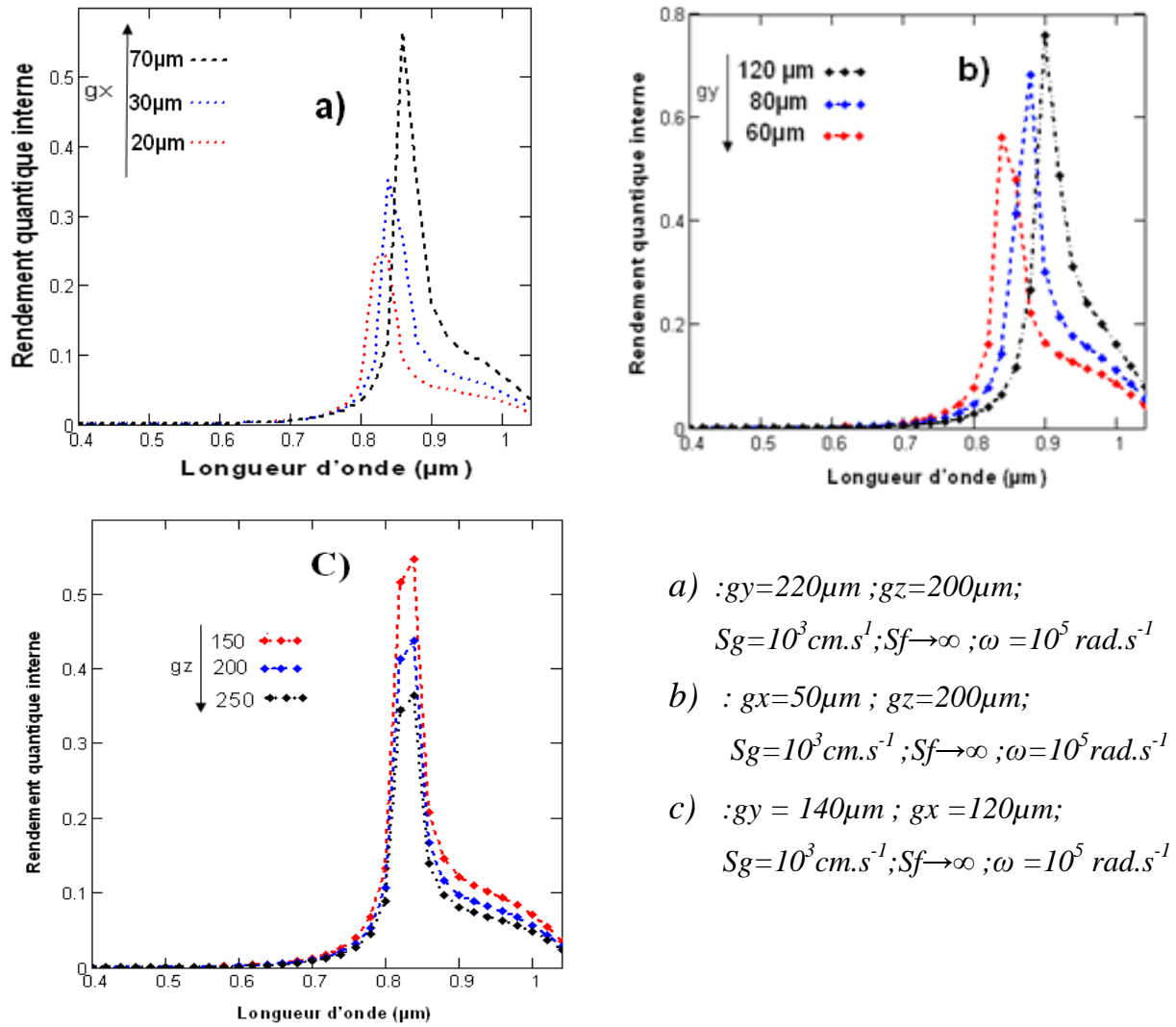


Figure III-3 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de tailles de grain

L'amplitude du rendement devient de plus en plus importante lorsque l'épaisseur de la base diminue (g_z). Plus la profondeur de pénétration de la lumière est importante, plus on a un phénomène d'atténuation de la lumière qui correspond à une faible photocréation des porteurs. Ceci est dû au fait que le taux de génération des porteurs décroît exponentiellement lorsque la lumière pénètre en profondeur de la base.

Les courbes a) et b) de la figure III-3, nous donnent respectivement l'effet de la taille de grain g_x et g_y sur le rendement quantique interne.

La variation du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de tailles g_x et g_y , montre un déplacement de l'optimum de la courbe vers les grandes valeurs de longueur d'onde pour les grandes valeurs de g_x

et g_y . Ce déplacement d'optimum est obtenu [26] en traçant la courbe de la densité des porteurs en fonction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace. Cela est assimilable à l'élargissement de la zone de charge d'espace. Ceci nous permet de dire qu'à chaque taille de grain g_x et g_y , correspond une longueur d'onde qui nous donne un rendement quantique interne important. La surface éclairée augmente suivant g_x et g_y d'où nous avons une création et une collecte maximale de porteurs minoritaire de charge.

La surface du semiconducteur présente de nombreux défauts qui perturbent sa structure cristalline, en engendrant des phénomènes de recombinaison. Ces derniers se caractérisent par des vitesses de recombinaisons, au chapitre suivant nous montrons l'effet de ces vitesses de recombinaison sur le rendement quantique interne.

III.5. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain des porteurs minoritaires (S_g) sur le rendement quantique.

La figure III-4, nous donne l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains sur le rendement quantique interne.

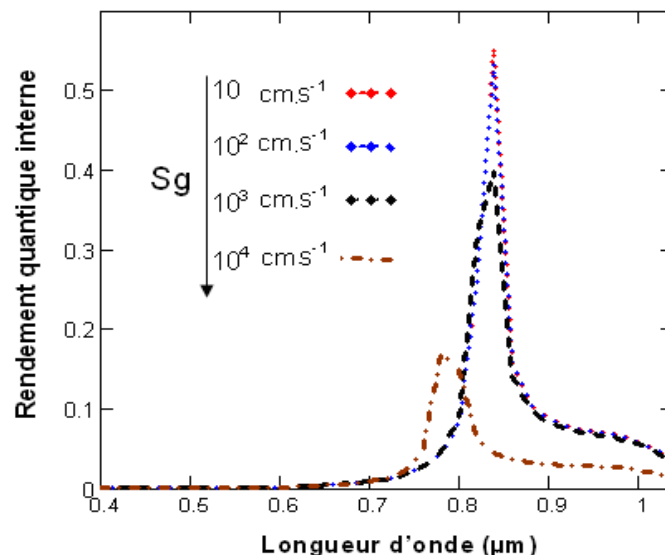


Figure III-4 : Rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison
 $s_g=10\text{cm.s}^{-1}, 10^2 \text{ cm.s}^{-1}, 10^3 \text{ cm.s}^{-1}, 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$; $g_x=110\mu\text{m}$; $g_y=120\mu\text{m}$; $g_z=200\mu\text{m}$; $\omega = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$;

Nous constatons que lorsque les vitesses de recombinaison aux joints de grains (dans le plan $OHgz$ et g_xHg_z) augmentent, l'amplitude du rendement quantique

interne diminue. La quantité des porteurs de charge se devient moins importante au voisinage des surfaces des joints de grains, c'est-à-dire qu'il y a une augmentation des phénomènes de recombinaison.

III.6. Phase du rendement du rendement quantique interne

La phase traduit le déphasage entre le signal excitateur et la réponse de la photopile. Elle est exprimée par la relation suivante :

$$\varphi = \arctan \frac{\text{Im} Q(\lambda)}{\text{Re} Q(\lambda)} \quad (\text{II-26})$$

Avec

- $\text{Im} Q(\lambda)$ la partie imaginaire du rendement quantique interne complexe.
- $\text{Re} (Q(\lambda))$ la partie réelle du rendement quantique interne complexe.

La figure III-5, nous donne l'évolution de la phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde.

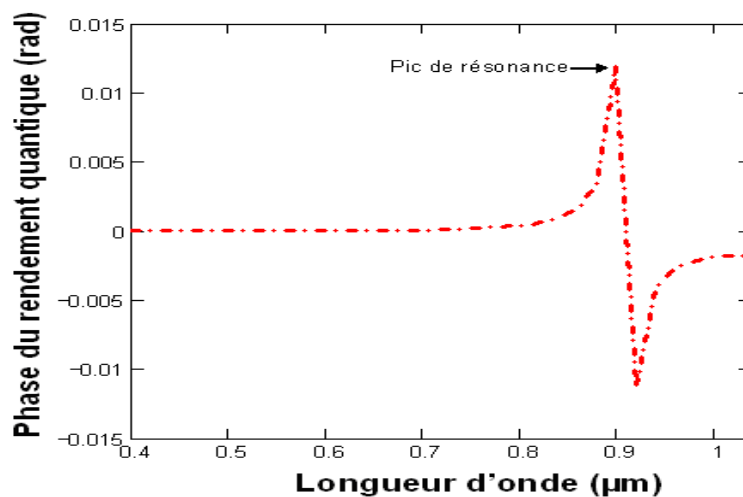


Figure III-5 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde
 $g_x = 90 \mu\text{m}$, $g_z = 200 \mu\text{m}$; $g_y = 120 \mu\text{m}$; $S_g = 10^3 \text{cm}^{-1}$; $\omega = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$

En modulation de fréquence, il existe un déphasage entre l'excitation et la réponse de la photopile [27]. Cette phase traduit les effets capacitifs de la zone de charge d'espace lorsqu'elle est négative et l'effet inductif dû au fils de contact lorsqu'elle est positive. La phase du rendement quantique interne est nulle dans l'intervalle de

longueur d'onde $[0,4 ; 0,8 \mu m]$ car il n'y a pas de temps de latence entre l'excitation optique et la création des porteurs minoritaires dans la base (régime quasi-statique). La phase augmente légèrement pour atteindre une valeur limite et diminue ensuite.

Nous présentons à la figure III-6 la phase en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la fréquence de modulation.

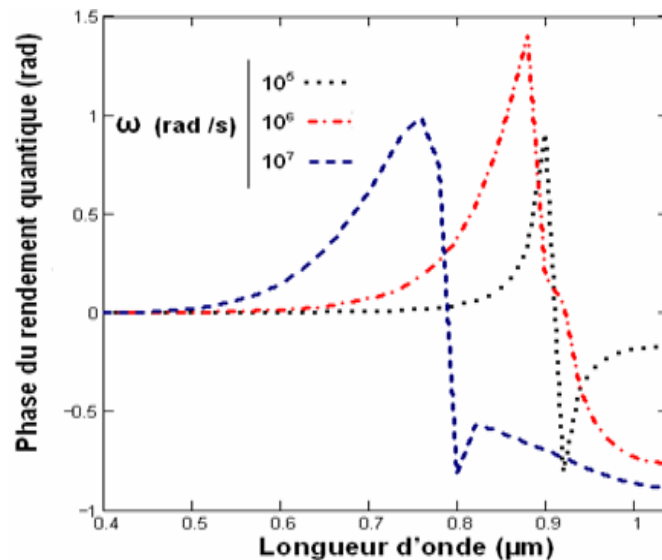


Figure III-6 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différente valeur de la fréquence de modulation.

$$g_x = 90 \mu m, g_z = 200 \mu m; g_y = 120 \mu m; S_g = 10^3 cm^{-1}$$

La phase est nulle dans l'intervalle de la longueur d'onde $[0,4 \mu m ; 0,45 \mu m]$. Dans cette zone de longueur d'onde, la photopile à jonction verticale fonctionne presque en régime quasi-statique pendant lequel le rendement est insensible à la variation de la fréquence de l'éclairement, donc l'excitation optique s'accompagne d'une création simultanée des porteurs minoritaires en excès dans la base.

Par contre dès que la longueur d'onde est supérieure à $0,45 \mu m$, la rupture de génération de porteurs minoritaires de charge en excès entraîne un retard de réponse en courant de la photopile.

Lorsqu'on est dans le domaine de longueur d'onde supérieure à $0,45 \mu m$, la phase du rendement quantique interne augmente tout en variant avec la fréquence de l'éclairement.

Après l'étude la phase en fonction de la fréquence de modulation, nous présentons l'évolution de la phase en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains.

La phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_g est donnée à la figure III-7.

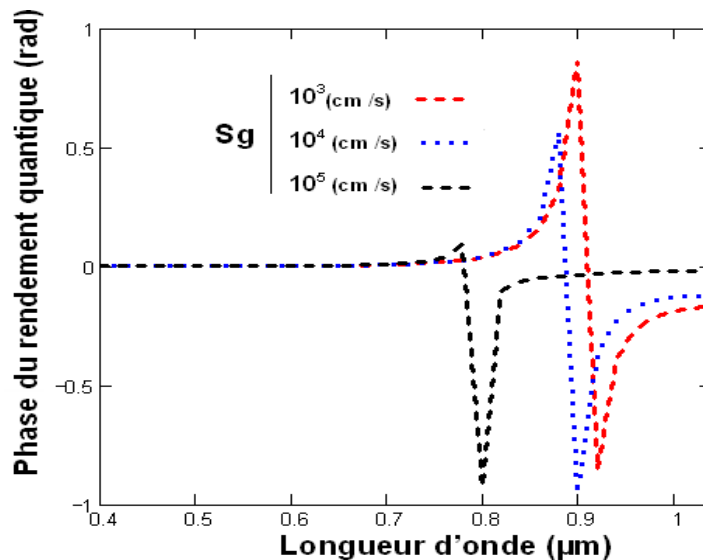


Figure III-7 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

$$g_x = 90 \mu\text{m}, g_z = 200 \mu\text{m}; g_y = 120 \mu\text{m}; \omega = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$$

Nous constatons que la phase du rendement est nulle quelque soit la vitesse de recombinaison aux joints de grains, dans l'intervalle $[0,4 \mu\text{m} \text{ et } 0,7 \mu\text{m}]$.

L'amplitude de la phase augmente lorsque la vitesse de recombinaison S_g diminue, car les petites vitesses de recombinaison entraînent une augmentation du rendement quantique interne.

Au paragraphe suivant nous présentons la phase du rendement quantique interne pour différentes tailles de grain.

Les figures III-9a et III-9b, nous donne respectivement l'évolution de la phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la taille de grain g_x et g_y .

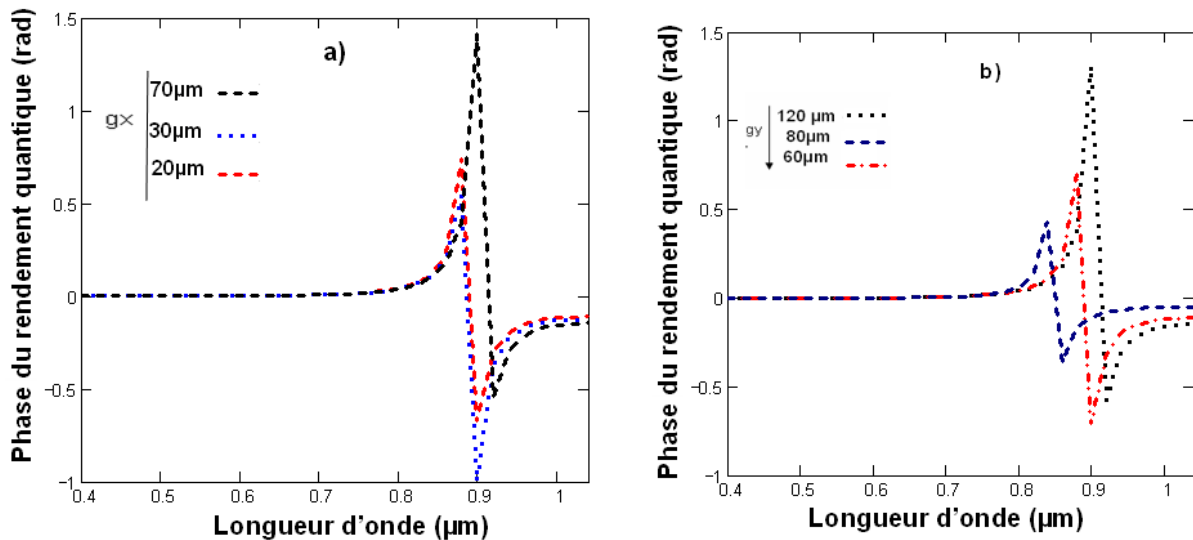


Figure III-8 : Phase du rendement quantique interne en fonction de la longueur d'onde pour différentes tailles de grain.

$$Sg=10^3 \text{ cm}^{-1}; \omega = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$$

La phase du rendement quantique interne est nulle dans l'intervalle de la longueur d'onde $[0,4\mu\text{m} ; 0,7 \mu\text{m}]$ (régime quasi-statique) quelle que soit la taille de grain.

Dans cette zone de la longueur d'onde de l'éclairement $[0,4\mu\text{m} ; 0,7 \mu\text{m}]$, le rendement quantique interne est insensible à la variation de la fréquence car l'excitation optique s'accompagne simultanément de la génération des porteurs minoritaires en excès dans la base.

III.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'évolution du rendement quantique interne et de sa phase en fonction la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la fréquence de modulation, de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

On note, que le rendement quantique interne augmente avec la taille de grain g_x et g_y , par contre, il diminue lorsque la profondeur de pénétration de la lumière augmente.

Lorsque la vitesse de recombinaison Sg et la fréquence de modulation sont grandes, le rendement devient moins important, car ces deux paramètres ont un effet néfaste sur la durée de vie des porteurs minoritaires de charge, et favorisent l'augmentation des phénomènes de recombinaison.

CHAPITRE IV : DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES

IV. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES

IV.1. Introduction

Plusieurs modèles électriques ont été proposés par différents auteurs pour décrire au mieux le fonctionnement de la photopile [28, 29, 30].

L'étude en régime dynamique fréquentiel de la phase et du rendement de la photopile, nous a permis de proposer un modèle électrique équivalent pour faciliter la détermination des différents éléments électriques.

C'est un circuit électrique où l'on considère que la photopile est un générateur de courant avec ses différents composants électriques placés dans un circuit caractérisant ainsi les phénomènes de résistivité, de fuite, de capacitance et d'inductance. Lorsqu'on branche une résistance de charge aux bornes de la photopile, le modèle électrique de l'ensemble est représenté par le schéma de la figure (IV-1) en régime dynamique.

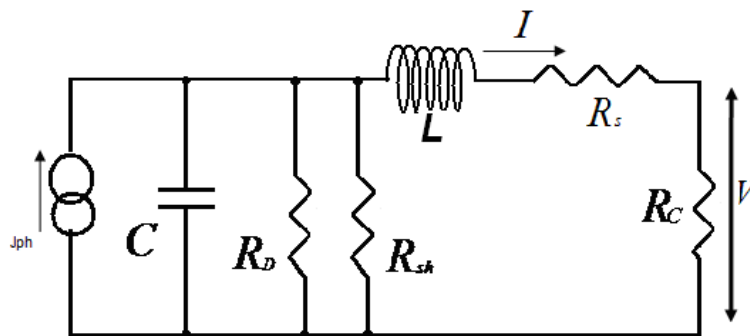


Figure IV-1 : Modèle électrique équivalent

Où j_{ph} représente le photocourant, R_s , R_{sh} , et R_{ch} les résistances série, shunt et de charge externe respectivement ; L l'inductance et V la tension aux bornes de R_{ch} ; C la capacité et R_D la résistance dynamique.

Pour une photopile non idéale, il existe un courant de fuite qui cause une variation du courant débité par la photopile lorsque sa tension aux bornes varie, ce qui traduit une présence d'une résistance de fuite ou résistance shunt [31-32].

La capacité est introduite par la zone de charge d'espace et la résistance série est liée à la résistivité du matériau.

Les paramètres électriques de la photopile éclairée en lumière monochromatique modulée, sont déterminés en utilisant le rendement quantique interne. Pour déterminer ces paramètres électriques, on utilise la représentation de Nyquist [11,33]

IV.2. Diagramme de Nyquist du rendement quantique interne

On reporte dans le plan complexe la partie réelle selon l'axe horizontal et la partie imaginaire selon l'axe vertical : $Im(Q(\omega)) = f(Re(Q(\omega)))$

La figure IV-2, nous donne le diagramme de Nyquist du rendement pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

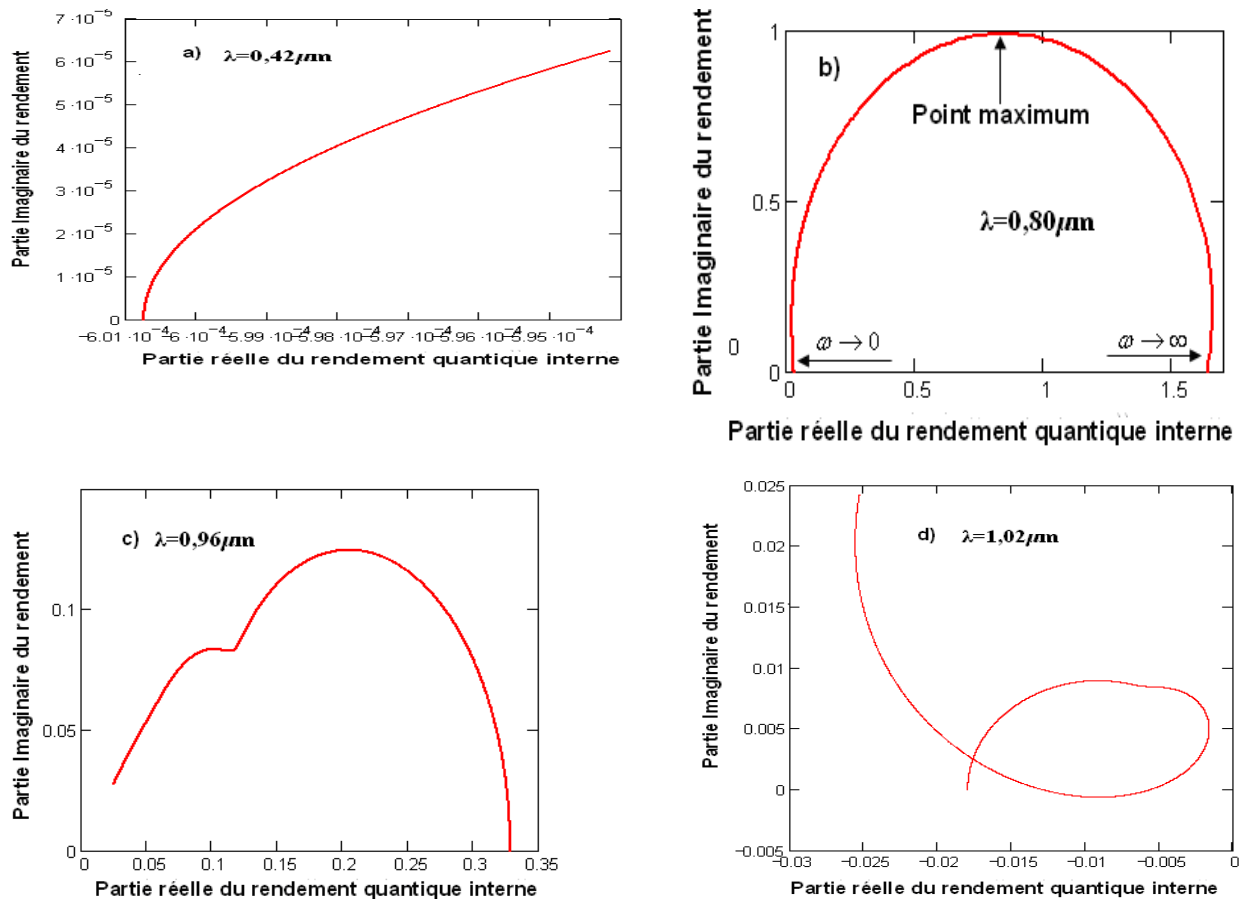


Figure IV-2 : Diagramme de Nyquist du rendement pour différentes valeurs de λ

On obtient des demi cercles de centre $\left(\frac{Rp}{2} + Rs, 0\right)$ et de rayon $\left(\frac{Rp}{2}\right)$.

- Pour les faibles valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow 0$), la composante réelle du rendement quantique interne tend vers $R_s + R_p$ et la composante imaginaire du rendement quantique tend vers zéro [34].
- Pour les grandes valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow \infty$), la composante réelle du rendement quantique tend vers R_s et la composante imaginaire du rendement quantique interne tend vers zéro.
- Pour $\omega \rightarrow \omega_c$ la partie imaginaire est égale à $\frac{R_p}{2}$ et la partie réelle est égale

$$\frac{R_p}{2} + R_s, \text{ ce point correspond à un maximum sur les courbes.}$$

Nous utilisons le diagramme Nyquist du rendement quantique interne pour une longueur d'onde $\lambda = 0,80 \mu\text{m}$ pour la détermination des paramètres électriques de la photopile.

La figure IV-3 donne le rendement quantique interne dans le plan de Nyquist pour différentes valeurs de la taille de grains gy .

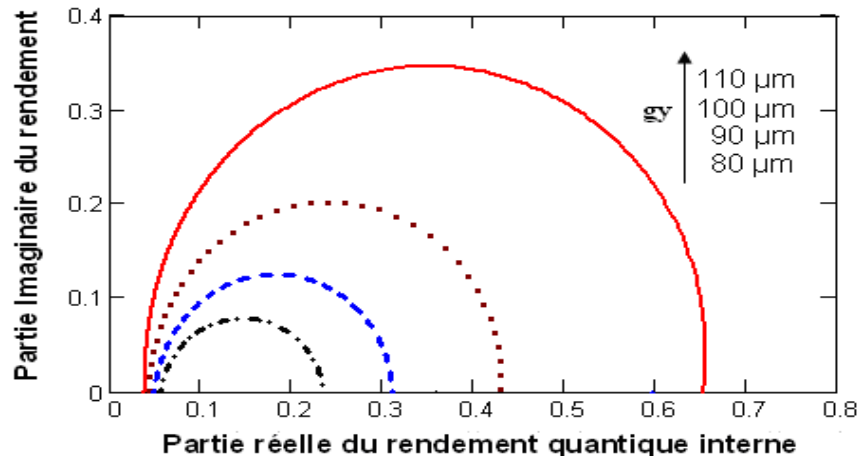


Figure IV-3 : Partie imaginaire en fonction de la partie réelle.

La figure IV-4 donne le rendement quantique interne dans le plan de Nyquist pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

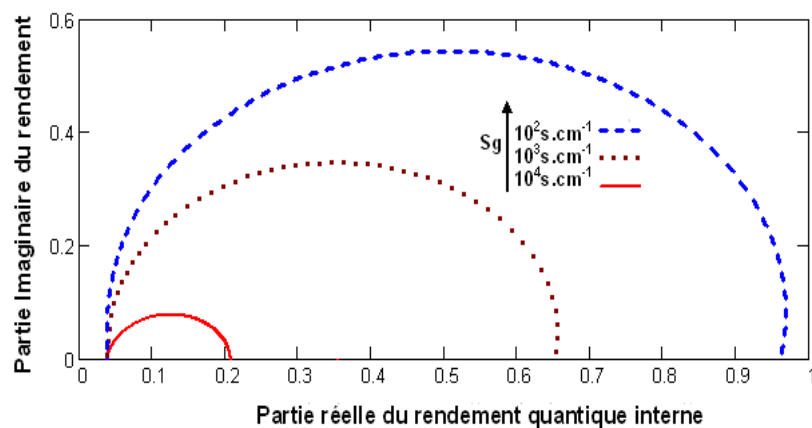


Figure IV-4 : Partie imaginaire en fonction de la partie réelle

Le rayon du cercle diminue lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain augmente ou lorsque prend une petite taille de grain g_y .

Les valeurs obtenues des résistances série et parallèle pour différente taille de grain g_y sont répertoriées au tableau VI-1ci après :

Tableau VI-1 : Résistance série et parallèle sous l'effet de la taille de grain g_y

g_y (μm)	120	110	100	90	80	70
R_s ($\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$)	0,04	0,045	0,050	0,056	0,062	0,066
R_{sh} ($\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$)	0,602	0,4861	0,18	0,1613	0,1232	0,0812

Tableau VI-1 : Résistance série et parallèle sous l'effet de la taille de grain g_y

La diminution de la taille de grain entraîne la multiplication des centres de recombinaison. La valeur de la résistance série augmente lorsque g_y diminue alors que la résistance shunt diminue, c'est-à-dire lorsque la photopile tend vers une structure de plus en plus polycristalline.

Les valeurs des résistances série et shunt pour différente vitesses de recombinaison aux joints de grains sont répertoriées aux tableaux VI-2 et VI-3.

Ces tableaux de résultats nous donnent respectivement des valeurs des résistances pour des tailles de grains d'une cellule très polycristalline et celle d'une cellule polycristalline.

Tableau IV-2: Résistance série et parallèle sous l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains

$$g_x=20\mu\text{m} ; g_y=30\mu\text{m}$$

S_g ($\text{s} \cdot \text{cm}^{-1}$)	10	10^2	10^3	10^4	10^5
R_s ($\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$)	0,019	0,043	0,060	0,061	0,062
R_{sh} ($\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$)	0,03	0,029	0,026	0,017	0,003

Tableau IV-3 : Résistance série et parallèle sous l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grains

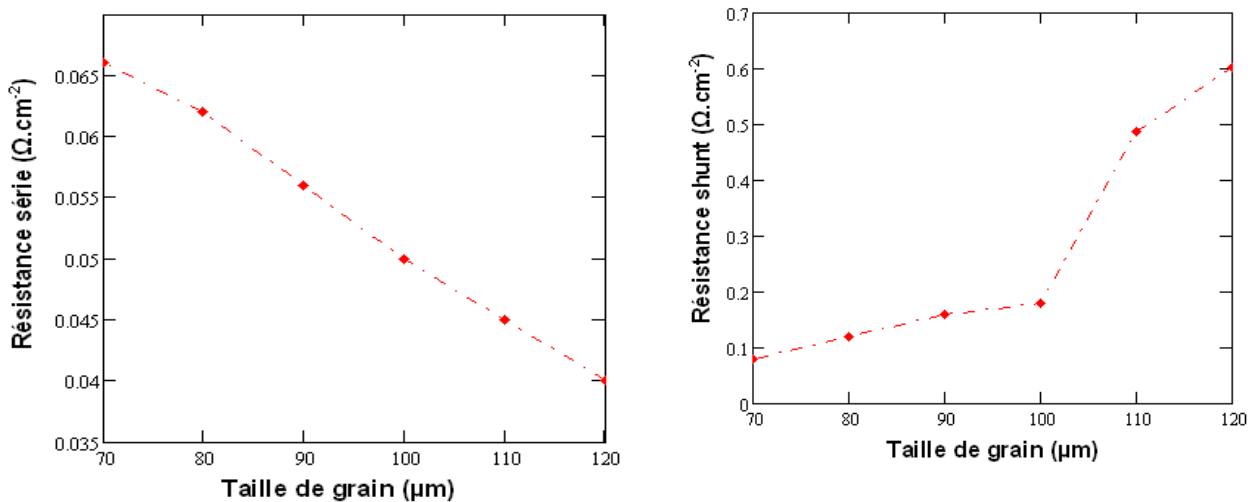
$$g_x = 80 \mu\text{m} ; g_y = 100 \mu\text{m}$$

S_g (s.cm^{-1})	10	10^2	10^3	10^4	10^5
R_s ($\Omega.\text{cm}^{-2}$)	0,036	0,042	0,043	0,044	0,044
R_{sh} ($\Omega.\text{cm}^{-2}$)	0,049	0,0486	0,0443	0,0146	0,0055

La valeur de la résistance série augmente lorsque S_g croît ; alors que la résistance shunt diminue lorsque S_g augmente.

- ✓ Pour les tailles de grains très petites, la valeur de la résistance série est grande par rapport à celle de la résistance shunt. Ce qui nous permet de dire que la photopile est de mauvaise qualité.
- ✓ Pour les tailles de grains moyennes et grandes, la résistance shunt a une valeur élevée par rapport à celle de la résistance série : la photopile est de bonne qualité [35].

La figure IV.5 nous donne l'évolution de la résistance série et shunt en fonction de la taille de grain g_y en utilisant les résultats du tableau VI-1:

**Figure IV-5 : Variation des résistances en fonction de la taille de grain g_y**

La résistance série décroît en fonction de la taille de grain g_y . Lorsque la taille de grain augmente, on a une diminution des pièges, donc le courant délivré par la photopile augmente et la résistivité du matériau diminue. D'où la décroissance de R_s .

Alors que la résistance shunt croît en fonction de la taille de grain g_y , lorsque la taille de grain augmente, on a une diminution des pièges, donc le courant délivré par la

photopile augmente et les fuites au sein du matériau diminuent. D'où la croissance de R_{sh} .

La variation des résistances en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains est donnée à la figure IV.6 à partir des résultats du tableau VI-3:

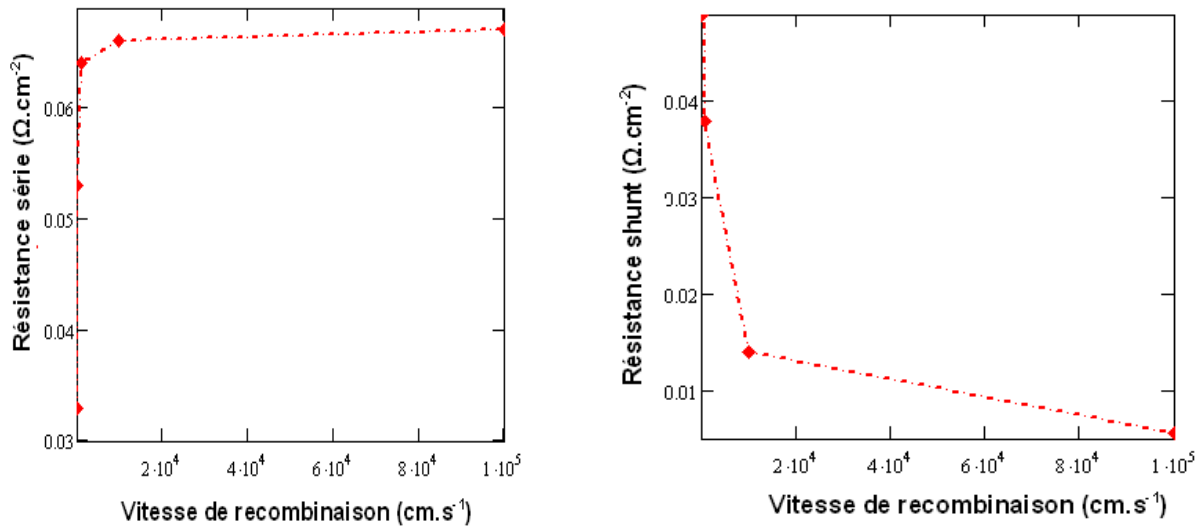


Figure IV-6 : Variation des résistances en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain

La résistance série croît en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_g . L'augmentation de la vitesse de recombinaison, favorise la perte des porteurs, une diminution du courant délivré par la cellule, donc la résistivité du matériau augmente.

La résistance shunt décroît en fonction de la vitesse de recombinaison S_g , car les fortes recombinaisons entraînent une diminution de la qualité de la photopile, qui se traduit par la décroissance de la résistance shunt.

IV.3. Conclusion

Les paramètres électriques d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sont déterminés en régime dynamique fréquentiel, sous éclairage monochromatique.

Au cours de cette étude, nous avons utilisé le diagramme de Nyquist afin de déterminer les paramètres électriques de la photopile, à savoir les résistances shunt et série.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'étude théorique de la photopile à jonction verticale, en modulation de fréquence a permis de déterminer les expressions de la densité de porteurs minoritaires, du rendement quantique interne, l'évolution du rendement quantique interne et celle de sa phase en fonction de la longueur d'onde.

Le rendement quantique interne a également été étudié sous l'influence de la pulsation de la lumière incidente donc de la fréquence de modulation.

On remarque que les courtes longueurs d'ondes et les petites valeurs de la fréquence de modulation correspondent aux grandes valeurs du rendement quantique interne. En plus, nous observons que la phase du rendement diminue pour les grandes longueurs d'onde.

Les grandes valeurs de la phase correspondent à un déphasage(en retard ou en avance) entre l'excitation de la photopile et la réponse de celle-ci, alors que les petites valeurs de la phase traduisent une réponse simultanée.

Le rendement diminue en amplitude pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison et les petites valeurs de tailles de grains gy.

La détermination des paramètres électriques tels que les résistances série et shunt, a été faite à partir du diagramme de Nyquist du rendement.

Dans la suite de nos travaux, on pourra s'intéresser à :

- la détermination du courant de court circuit en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction ;
- la détermination de la tension en circuit ouvert en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction ;
- l'impédance dynamique ;
- et on pourra aussi tenir compte de la contribution de l'émetteur.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Solar Energy 24 Hours a Day, Business Week, p.91, (1996)
- [2] Alain Ricaud, Photopiles Solaires, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, (1997)
- [3] Benoit BROUSSE, "Réalisation et Caractérisation des Cellules Photovoltaïques Organique obtenues par Dépôt Physique", Thèse de doctorat, Université de Limoges, France, (2004).
- [4] Laboratoire de photochimie solaire, CNSS, 2-4, L'actualité chimique, Décembre (1985)
- [5] B. Mazhari and H. Morkoç J. Appl. Phys. 73(11), pp. 7509 – 7514, (1993).
- [6] H. El Ghitani and S. Martinuzzi J. Appl. Phys. 66(4), pp. 1717 – 1722, (1989).
- [7] H. El Ghitani and S. Martinuzzi J. Appl. Phys. 66(4), pp. 1723 – 1726, (1989).
- [8] Feroz Ahmed and Suresh Garg, Simultaneous determination of diffusion length, lifetime and diffusion constant of minority carrier using a modulated beam. ICTP Internal Report 10/86/129
- [9] « Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au Silicium polycristallin sous éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel : effets des paramètres de recombinaison », M. Médard BOUBA, Mémoire de DEA, Université de Ouagadougou, (2001).
- [10] Noriaki HONMA and Chusuke MUNAKATA Japanese Journal of Applied Physique vol. 26, n° 12; pp. 2033-36, (1987).
- [11] A.DIENG, A. DIAO, A.S MAIGA I. LY, G. SISSOKO "A bifacial silicon solar cell parameters determination by impedance spectroscopy 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition" 1CV.2.15, Abstract No. 1182.
- [12] « Modélisation d'une photopile bifaciale au silicium : méthodes de détermination des paramètres de recombinaison », E. Nanéma Thèse de 3^{ème} cycle, UCAD, Sénégal, (1996).

- [13] A.J.Steckl and S.P.Sheu; Solid. State Electronics Vol.23, 21 October, pp.715-720. (1979)
- [14] Lathi, Bhagwandas Pannalal: SIGNALS, SYSTEMS AND CONTROLS
- [15] P.K.Basu, SN.Singh Solar Energy Materials and Solar Cells 33,pp. 317-329, (1994)
- [16] M. A. GREEN Silicon solar cells: Advanced principal and practice. Pp. 259-261.
- [17] B.TERHEIDEN, G. HAHN, P. FATH, E. BUCHER "The Lamella Silicon Solar Cell" 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference Glasgow, part II, pp.1377-1380, (2000)
- [18] J.F. WISE, Vertical junction solar cell, U.S Patent 3690953, (1970)
- [19] Green, M. A. and Keevers, M.J., "Optical Properties of Intrinsic Silicon at 300K", Progress in Photovoltaics Research and Applications, Vol. 3, pp. 189-192, (1995)
- [20] Bernard Ecquer, Energie Solaire Photovoltaïque : Physique des convertisseurs photovoltaïque. Ecole d'Eté de l'UNESCO, 1^{ère} édition Paris, (1993)
- [21] J. Ducas, Solar energy materials and solar cells 32,pp 71-88, (1994)
- [22] Th. Pernau, P. Fath. E. Bucher Photovoltaic specialists conference, Conference Record of the Twenty- Ninth IEEE, pp 442-445, (2002)
- [23] « Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au Silicium polycristallin sous éclairnement multispectral en régime dynamique fréquentiel : Méthodes de détermination des paramètres de recombinaison », M. Issa ZERBO, Thèse de troisième cycle Université de Ouagadougou (2005).
- [24] B. ZOUMA, I. LY, A. DIAO, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO, "Three-dimensional approach of spectral response for polycrystalline silicon solar cell under a constant magnetic field" 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, 4-8 September 2006, Dresden, Germany
- [25] « Etude en régime statique d'une photopile polycristalline sous éclairnement multispectral constant » Ahmad Khoureich Ka, mémoire de DEA, UCAD Sénégal (2004)
- [26] « Étude en modélisation d'une photopile bifaciale au silicium monocristallin en régime dynamique fréquentiel sous éclairnement multispectral et sous l'effet d'un champ

- magnétique », Amadou DIAO, thèse de troisième cycle Université UCAD Sénégal, (2005).
- [27] I. GAYE, A. CORREA, A. L. NDIAYE, E. NANEMA, A. B. B. BA, M. ADJ and G. SISSOKO, World Renewable Energy Conference, pp. 1598 – 1601
- [28] J.-P. Charles, I. Mekkaoui-Alaoui, G. Bordure et P. Mialhe. "Etude comparative des modèles à une et deux exponentielles en vue d'une simulation précise des photopiles" Revue Phys. Appl.19 851 – 857 (1984)
- [29] R. Salach-Bielecki, T. Pisarkiewicz, T. Stapiński, and P. WÓjcik., "Influence of junction parameters on the open circuit voltage decay in solar cells" Opto-Electronics Review 12(1) 79 – 83 (2004)
- [30] G.SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORRÉA, I. GAYE, A. L. NDIAYE, World Renewable Energy Congress), part III, pp.1487-1490 (1996)
- [31] G.SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORRÉA, I. GAYE, A. L. NDIAYE, World Renewable Energy Congress, part III, pp.1487-1490,(1996)
- [32] D. Chenvidhya, K. kirtikara, C. Jivacate ;" A new characterisation method for solar cell dynamic impedance ", Solar Energy Material et Solar Cells 80,pp 459-464 (2003).
- [33] D. Chenvidhya, K. kirtikara, C. Jivacate "PV module dynamic impedance and its voltage and frequency dependencies", Solar Energy Material et Solar Cells 86,pp 243-251 (2005).
- [34] A.DIENG, L.OULD HABIBOULAHY, A.S MAIGA, A. DIAO, G. SISSOKO "Impedance spectroscopy method applied to electrical parameters determination on bifacial silicon solar cell under magnetic field" J.Sci.Vol.7, N°3 pp. 48 -52 (2007).
- [35] «Etude en Modélisation d'une photopile Bifaciale au Silicium éclairée par une lumière monochromatique en régime statique», B.DIENG, Thèse de 3^{ème} cycle, UCAD, Sénégal (2002).

ANNEXE MATHÉMATIQUE

ANNEXE MATHÉMATIQUE

Equation de continuité générale des porteurs minoritaires de charge

$$\frac{\partial \delta_n(x, y, z, t)}{\partial t} = D_n \cdot \nabla^2 \delta_n(x, y, z, t) - \frac{\delta_n(x, y, z, t)}{\tau_n} + G(z, t) \quad (1)$$

Expression de la densité totale des porteurs minoritaires de charge

$$\delta_n(x, y, z, t) = \delta_n(x, y, z) \cdot e^{i\omega t} \quad (2)$$

Expression du taux de génération total

$$G(z, t) = g(z) \cdot e^{i\omega t} \quad (3)$$

Le taux de génération en fonction de la profondeur z

$$g(z) = \alpha(\lambda) \cdot (1 - R(\lambda)) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot z} \quad (4)$$

$\alpha(\lambda)$ le coefficient d'absorption du silicium; I_0 le flux incident ; $R(\lambda)$ le coefficient de réflexion du silicium ; ω la pulsation de la lumière.

Expression de la longueur de diffusion (L_n) des porteurs minoritaires de charge en fonction de leur durée de vie (τ_n) et de leur coefficient de diffusion (D_n)

$$L_n^2 = \tau_n \cdot D_n \quad (5)$$

$$\nabla^2 \delta_n(x, y, z) - \frac{1}{L_n^2} (1 + i\omega \tau_n) \delta_n(x, y, z) + \frac{g(z)}{D_n} = 0 \quad (6)$$

$$L_n^{*2} = \frac{L_n^2}{1 + i\omega \cdot \tau_n} \quad (7)$$

L_n^* La longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires

$$\nabla^2 \delta_n(x, y, z) - \frac{\delta_n(x, y, z)}{L_n^{*2}} = -\frac{g(z)}{D_n} \quad (8)$$

Expression de la densité des porteurs minoritaires de charge

$$\delta_n(x, y, z) = \sum_k \sum_j Z_{k,j}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y) \quad (9)$$

$$C_k^2 + C_j^2 + \frac{1}{L_n^2} = L_{k,j}^{-2} \quad (10)$$

$$Z_{k,j}(z) = A_{k,j} \cosh\left(\frac{z}{L_{k,j}}\right) + B_{k,j} \sinh\left(\frac{z}{L_{k,j}}\right) + \frac{-\alpha(\lambda)(1-R(\lambda)) \cdot I_0 \cdot L_{k,j}^2 \cdot e^{-\alpha(\lambda)z}}{D_{k,j}(\alpha(\lambda)^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1)} \quad (11)$$

avec

$$\alpha(\lambda)^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1 \neq 0 \quad (12)$$

Solution générale de la densité :

$$\delta_n(x, y, z) = \sum_k \sum_j \left[\left(A_{k,j} \cosh\left(\frac{z}{L_{k,j}}\right) + B_{k,j} \sinh\left(\frac{z}{L_{k,j}}\right) + \frac{-\alpha(\lambda)(1-R(\lambda)) \cdot I_0 \cdot L_{k,j}^2 \cdot e^{-\alpha(\lambda)z}}{D_{k,j}(\alpha(\lambda)^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1)} \right) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y) \right] \quad (13)$$

Conditions aux limites :

A la jonction en $y = -g/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{g}{2}} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{y=-\frac{g}{2}} \quad (14)$$

A la face arrière de la photopile en $y = g/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial y} \Big|_{y=\frac{g}{2}} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{y=\frac{g}{2}} \quad (15)$$

A la face avant par rapport à la surface de l'éclairement en $z = 0$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{z=0} \quad (16)$$

A la face arrière par rapport à la surface de l'éclairement en $z = g$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=g} = \frac{S}{z} \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{z=g} \quad (17)$$

Aux joints de grains respectivement : $x = -gx/2$ et $x = gx/2$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{g}{2}} = S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{x=-\frac{g}{2}} \quad (18)$$

$$D_n \cdot \frac{\partial \delta_n(x, y, z)}{\partial x} \Big|_{x=\frac{g}{2}} = -S \cdot \delta_n(x, y, z) \Big|_{x=\frac{g}{2}} \quad (19)$$

S_f, S_b, S_{av}, S_{ar} étant respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction, aux joints de grains, à la face incidente et face arrière par rapport à la surface de l'éclairement.

Equations transcendantes.

$$t \operatorname{a} \left(\frac{C_k \cdot g}{2} \right) x = \frac{S \cdot g}{D_n \cdot C_k} \quad (20)$$

$$t \operatorname{a} \left(\frac{C_j \cdot g}{2} \right) y = \frac{S \cdot f}{D_n \cdot C_j} \quad (21)$$

C_j et C_k sont des valeurs propres. Expression de $A_{k,j}$ et de $B_{k,j}$

$$A_{k,j} = \frac{\left[(S_{av} + \alpha \cdot D_n) \left(Sar \cdot L_{k,j}^2 \cdot \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) + D_n \cdot L_{k,j} \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) \right) - D_n \cdot L_{k,j} (\alpha \cdot D_n - Sar) \cdot e^{-\alpha(\lambda)gz} \right] \cdot A'_{k,j}}{\left(D_n^2 + S_{av} \cdot Sar \cdot L_{k,j}^2 \right) \cdot \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) + D_n \cdot L_{k,j} \cdot (Sar + S_{av}) \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right)} \quad (22)$$

$$B_{k,j} = \frac{\left[L_{k,j}^2 \cdot s_{av} (Sar - \alpha \cdot D_n) \cdot e^{-\alpha gz} - (\alpha \cdot D_n + S_{av}) \left(Sar \cdot L_{k,j}^2 \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) + D_n \cdot L_{k,j} \cdot \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) \right) \right] \cdot A'_{k,j}}{\left(D_n^2 + S_{av} \cdot Sar \cdot L_{k,j}^2 \right) \cdot \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right) + D_n \cdot L_{k,j} \cdot (Sar + S_{av}) \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{L_{k,j}} \right)} \quad (23)$$

$$A'_{k,j} = \frac{\alpha(\lambda) 1 \mp R(\lambda) \cdot \mathbf{J}_0 \cdot L_{k,j}^2}{D_{k,j}(\alpha^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1)} \quad (24)$$

Avec

$$\alpha^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1 \neq 0 \quad (25)$$

Expression du rendement quantique interne

$$Q_{\text{int}} = \frac{2D_n}{(1-R) \cdot I_o \cdot gz \cdot gx} \cdot \sum_k \sum_j \left(\frac{C_j}{C_k} \cdot \sin\left(C_k \cdot \frac{gx}{2}\right) \cdot \sin\left(C_j \cdot \frac{gy}{2}\right) \left(\frac{L_{k,j} \cdot A_{k,j} \cdot \text{sh}\left(\frac{gz}{L_{k,j}}\right) + L_{k,j} \cdot B_{k,j} \left(\text{ch}\left(\frac{gz}{L_{k,j}}\right) - 1 \right) + (e^{-\alpha gz} - 1)}{D_{k,j}(\alpha^2 \cdot L_{k,j}^2 - 1)} \right) \right) \quad (26)$$

**ETUDE DU RENDEMENT QUANTIQUE INTERNE D'UNE PHOTOPILE
SERIE AU SILICIUM POLYCRISTALLIN À JONCTION VERTICALE EN
REGIME DE MODULATION DE FREQUENCE**

Zeïnabou NOUHOU BAKO
Maître ès Sciences

Diplôme de Doctorat de troisième cycle en physique.

Option : Energie Solaire.

Soutenu publiquement le 19 juillet 2008, devant le jury composé de :

Président:	M. Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Membres :	M. Salif	GAYE	Maître de Conférences	ETP/UT
	M. Amadou	S. MAÏGA	Chargé d'Enseignement	UGB/St Louis
	M. Babacar	MBOW	Maître Assistant	FST / UCAD
	M. Senghane	MBODJI	Maître Assistant Associé	CUR. Bambey

Résumé

Une étude bibliographique sur la caractérisation de la photopile en dynamique fréquentielle est d'abord effectuée. Ensuite, à partir de l'étude théorique du rendement quantique interne de la photopile bifaciale à jonction verticale, en régime dynamique fréquentiel et sous éclairage monochromatique, nous avons déterminé l'influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de la fréquence de modulation sur le rendement

Ceci a permis d'établir les expressions de la vitesse de recombinaison à la face avant, à la face arrière et leur variation en fonction de la pulsation de la source excitatrice.

Enfin, nous proposons une méthode de détermination des paramètres électriques basée sur le diagramme de Nyquist.

Mots clés : Photopile à jonction verticale - Silicium polycristallin - Modulation de fréquence - Rendement quantique interne - Phase du rendement quantique interne - Longueur d'onde - Taille de grains.