

TABLE DES MATIERES

LISTE DES FIGURES -----	ii
LISTE DES SYMBOLES-----	iii
INTRODUCTION -----	2
CHAPITRE I : THÉORIE DES COUCHES ANTIREFLETS -----	5
I/CHOIX DE LA COUCHE ANTIREFLET POUR LE SILICIUM -----	5
I-1/ÉPAISSEUR DE LA COUCHE ANTIREFLET -----	5
I-2/INDICE DE RÉFRACTION DE LA COUCHE ANTIREFLET : -----	8
II/COEFFICIENT DE RÉFLEXION EN INTENSITÉ R-----	10
II-1/SILICIUM NU -----	10
II-2/SILICIUM AVEC COUCHE ANTIREFLET -----	11
CHAPITRE II : ÉTUDE DE LA PHOTOPILE AU SILICIUM -----	16
I/DESCRIPTION D'UNE PHOTOPILE SOLAIRE AU SILICIUM -----	16
I-1/SCHÉMA DE LA PHOTOPILE -----	16
I-2/PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTES PARTIES DE LA PHOTOPILE -----	16
I-3/ÉQUATIONS QUI RÉGISSENT LE FONCTIONNEMENT DE LA PHOTOPILE -----	17
II/DENSITÉ DES PORTEURS MINORITAIRES EXCÉDENTAIRES DANS LA PHOTOPILE SOUS ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE : -----	18
II-1/DANS LA BASE : -----	18
II-2/DANS L'ÉMETTEUR : -----	19
III/PHOTOCOURANT -----	20
III-1/PHOTOCOURANT DANS LA BASE-----	20
III-2/PHOTOCOURANT DANS L'ÉMETTEUR : -----	21
III-3/DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE : -----	21
IV/RENDEMENT QUANTIQUE EXTERNE -----	22
IV-1/DANS LA BASE : -----	22
IV-2/DANS L'ÉMETTEUR : -----	22
IV-3/DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE : -----	22
CHAPITRE III : RÉSULTATS ET COMMENTAIRES -----	24
I/RÉPONSE SPECTRALE DE LA CELLULE AU SILICIUM NU :-----	24
II/RÉPONSE SPECTRALE DE LA CELLULE SOLAIRE AU SILICIUM AVEC COUCHE ANTIREFLET : -----	25
III/INFLUENCE DE LA COUCHE ANTIREFLET : -----	28
CONCLUSION : -----	30
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES-----	31

LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Réflexion de la lumière arrivant sur une surface revêtue d'une couche antireflet -----	6
Figure 2: Réflexion et de Transmission sur le silicium recouvert d'une couche antireflet -----	8
Figure 3: Réflexion et transmission sur le silicium nu -----	10
Figure 4: Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde.-----	11
Figure 5 : Coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde (e=105nm) -----	12
Figure 6: Coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet pour différentes valeurs de λ_0 . -----	13
Figure 7: Structure d'une photopile au Si monocristallin avec contact arrière -----	16
Figure 8 : Réponse spectrale de la cellule solaire au silicium nu en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. -----	24
Figure 9 : Réponse spectrale de la cellule solaire avec couche antireflet en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de la couche.--	25
Figure 10 : Réponses spectrales pour des éclairagements centrés sur $0,4\mu\text{m}$; $0,6\mu\text{m}$; $0,8\mu\text{m}$ -----	27

LISTE DES SYMBOLES

e	Épaisseur de la couche antireflet
θ, i	Angles
φ	Différence de phase
δ	Différence de marche
n	Indice de réfraction
C, v	Vitesse de la lumière respectivement dans le vide et dans le matériau
r	Coefficient de réflexion en amplitude
t	Coefficient de transmission en amplitude
R	Coefficient de réflexion en intensité
$\Delta\tau$	Temps mis par la lumière
E₀	Champ électrique de l'onde incidente
E_r	Champ électrique de l'onde réfléchie
λ	Longueur d'onde de la lumière incidente
G	Taux de génération
α	Coefficient d'absorption du matériau
F	Flux de photons incidents
q	Charge de l'électron
x	Profondeur de pénétration dans la cellule
X_j	Épaisseur de l'émetteur
w	Épaisseur de la zone de charge d'espace
H'	Épaisseur de la base
H	Épaisseur de la cellule
A	Surface éclairée de la cellule
D_n, D_p	Respectivement coefficient de diffusion des électrons dans la base et des trous dans l'émetteur
τ_n, τ_p	Respectivement durée de vie des électrons dans la base et des trous dans l'émetteur
L_n, L_p	Respectivement longueur de diffusion des électrons dans la base et de trous dans l'émetteur
S_n, S_p	Respectivement vitesse de recombinaison en surface arrière et en surface avant
n_p	Densité des électrons dans la base
p_n	Densité des trous dans l'émetteur
I_{ph}	Photocourant
J_{ph}	Densité de photocourant
J_n, J_p, J_{ZCE}	Respectivement densité de photocourant dans la base, dans l'émetteur et dans la zone de charge d'espace
SR	Réponse spectrale
SR_B, SR_E, SR_{ZCE}	Respectivement réponse spectrale de la base, de l'émetteur et dans la zone de charge d'espace

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le constat général est que la presque totalité de l'énergie utilisée jusqu'à nos jours dans le monde entier, est d'origine fossile. Avec un éventuel épuisement de ces réserves fossiles, il est impératif de trouver d'autres sources d'énergie qui semblent être à nos jours les énergies renouvelables (énergie solaire, éolienne, etc.).

De toutes ces sources d'énergies renouvelables, l'énergie solaire semble être la solution la plus prometteuse pour les générations futures.

La conversion de l'énergie solaire en électricité, appelée conversion photovoltaïque découverte par A. BECQUEREL en 1839 se trouve être un moyen efficace pour l'exploitation de cette énergie solaire.

L'élément de base de cette transformation est la cellule solaire appelée photopile qui est fabriquée à base de matériau semi-conducteur. Parmi ces matériaux, le silicium est le plus utilisé du fait qu'il est abondant dans la nature, plus stable et non toxique. Il est obtenu par tirage selon le procédé CZOCHRALSKI dans les formes monocristallines.

Le rendement des cellules solaires est fortement influencé par un certain nombre de propriétés physiques et optiques des matériaux dont on peut citer les phénomènes de réflexion. Cette réflexion diminue les performances de la photopile et s'imposent alors des méthodes d'amélioration du rendement des cellules. C'est dans ce contexte que s'inscrit l'élaboration des couches antireflets qui ont pour rôle d'amoinrir les pertes dues à la réflexion augmentant ainsi la collecte de charges [2]. Elles sont aujourd'hui déposées généralement dans des unités de vaporisation sous vide.

C'est ainsi qu'on se propose, dans ce travail, d'étudier l'influence d'une couche antireflet sur la réponse spectrale (rendement quantique externe) d'une cellule solaire au Silicium monocristallin.

L'objectif visé est d'examiner l'influence que cette couche antireflet peut avoir sur les performances de la photopile.

Pour se faire, nous allons présenter dans le Chapitre I la théorie sur les couches antireflets. Nous essayerons de montrer comment s'opère le choix du matériau approprié et de calculer les coefficients de réflexion de cette couche.

Le Chapitre II sera dévolu à une étude sur la description d'une photopile solaire. Nous y ferons la présentation de ses différentes parties avec les équations qui régissent son fonctionnement permettant de calculer la densité des porteurs minoritaires excédentaires, le photocourant de court-circuit et la réponse spectrale.

Enfin dans le Chapitre III, nous présenterons les résultats obtenus qui seront analysés dans le but de donner le rôle et l'influence de la couche antireflet sur le rendement quantique externe.

CHAPITRE I : THÉORIE DES COUCHES ANTIREFLETS

CHAPITRE I : THÉORIE DES COUCHES ANTIREFLETS

Une tranche de silicium réfléchit près de 40% du rayonnement. En réalisant des couches antireflets dont la transmission optique est optimisée pour le domaine des longueurs d'onde d'irradiance maximale du spectre solaire sur la face avant, la surface traitée ne réfléchit plus que 4% du rayonnement. Ce sont ces couches antireflets qui donnent aux cellules solaires leur couleur bleu alors que le silicium est naturellement gris.

Le rôle de cette couche antireflet est de diviser le reflet parasite du rayonnement lumineux incident en deux rayons et de rallonger le chemin optique de l'un des deux rayons, d'une longueur correspondant à la moitié de la longueur d'onde de la lumière transmise. Les deux reflets ainsi décalés se retrouvent en opposition de phase et s'annulent mutuellement.

En réduisant les reflets parasites, on augmente donc les quantités de lumière transmise [4].

Pour obtenir un antireflet, il faut :

- ✓ que l'indice de réfraction de la couche déposée soit plus faible que celui du silicium ($n_c < n_s$) sinon on obtient l'effet inverse, c'est-à-dire on augmente les reflets.
- ✓ que les amplitudes des deux rayons réfléchis soient quasi égales pour qu'ils puissent se détruire mutuellement [4].

En faisant varier l'épaisseur de ces couches, on obtient des cellules solaires de différentes couleurs.

I/CHOIX DE LA COUCHE ANTIREFLET POUR LE SILICIUM

Pour le choix de la couche antireflet il s'avère nécessaire de connaître son indice de réfraction et son épaisseur.

On dépose sur le silicium (par exemple) une couche antireflet d'épaisseur e qui fonctionne par interférences destructives pour la réflexion.

I-1/ÉPAISSEUR DE LA COUCHE ANTIREFLET

Pour cela nous cherchons la différence de marche entre deux rayons réfléchis [3]. De cette différence de marche nous déduisons la différence de phase qui nous permet ensuite de trouver l'épaisseur pour les interférences destructives.

Considérons un matériau (silicium) d'indice de réfraction n_3 recouvert d'une couche antireflet d'indice n_2 .

Un rayonnement lumineux se propage dans un milieu d'indice n_1 (air en général) et tombe sur le matériau. Soit la figure suivante :

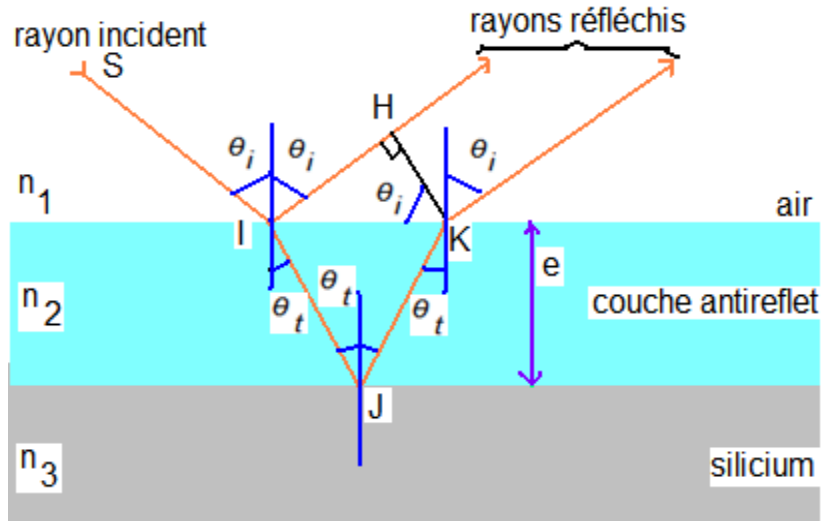


Figure 1 : Réflexion de la lumière arrivant sur une surface revêtue d'une couche antireflet

Quand la lumière arrive aux surfaces de séparation entre les milieux (1) et (2) et entre (2) et (3), il se passe un phénomène de réflexion multiple au sein du dispositif. Si nous considérons un faisceau incident, une partie est réfléchi par la couche antireflet, l'autre partie, transmise, subit aussi une réflexion de la part du matériau (silicium). Ce faisceau réfléchi par le matériau est transmis par la couche antireflet et constitue le second faisceau réfléchi si nous considérons l'ensemble (faisceau incident, faisceau réfléchi et le faisceau provenant du matériau et transmis par la couche antireflet).

De ce fait il se crée une différence de marche entre les rayons réfléchis et entre les rayons transmis.

Dans la suite nous allons considérer deux rayons lumineux réfléchis pour calculer leur différence de marche qui engendre une différence de phase nous permettant de trouver l'épaisseur de la couche antireflet.

Soit δ la différence de marche ; elle est donnée par :

$$\delta = SIJK - SIH \quad (\text{I-1})$$

Le temps mis par le rayon incident pour arriver en H, dans l'air est :

$$\Delta\tau_1 = \frac{SI}{C} = \frac{SI+IH}{C} ; C : \text{célérité de la lumière} \quad (\text{I-2})$$

Le temps mis par le rayon incident dans l'air et dans la couche antireflet pour arriver en K est :

$$\Delta\tau_2 = \frac{SI}{C} + \frac{IJK}{v} \quad \text{avec } v = \frac{C}{n_2} \Rightarrow \Delta\tau_2 = \frac{SI}{C} + n_2 \frac{IJK}{C} \quad (\text{I-3})$$

V: vitesse de la lumière dans le matériau d'indice n_2

$$\Rightarrow \begin{cases} C\Delta\tau_1 = SI + IH \\ C\Delta\tau_2 = SI + n_2 \cdot IJK \end{cases}$$

$$\Rightarrow \delta = C\Delta\tau_2 - C\Delta\tau_1 = n_2 \cdot IJK - IH \quad (\text{I-4})$$

$$\text{Or } IJK=2IJ; \cos\theta_t = \frac{e}{IJ} \Rightarrow IJ = \frac{e}{\cos\theta_t} \quad (\text{I-5})$$

e : épaisseur de la couche antireflet

θ_t : angle de réfraction ; θ_i : angle d'incidence

$$\begin{aligned} \sin\theta_i &= \frac{IH}{IK} \Rightarrow IH = IK \cdot \sin\theta_i \text{ or } \tan\theta_t = \frac{IK}{2e} \Rightarrow IK = 2e \tan\theta_t \\ \Rightarrow IH &= 2e \sin\theta_i \cdot \frac{\sin\theta_t}{\cos\theta_t} \end{aligned} \quad (\text{I-6})$$

$$\Rightarrow \delta = 2n_2 \cdot \frac{e}{\cos\theta_t} - 2e \sin\theta_i \frac{\sin\theta_t}{\cos\theta_t} \quad (\text{I-7})$$

En utilisant les relations de Snell-Descartes ($n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t$), nous aurons:

$$\delta = 2n_2 \cdot \frac{e}{\cos\theta_t} \cdot (1 - \sin^2\theta_t) = 2n_2 \cdot \frac{e}{\cos\theta_t} \cdot \cos^2\theta_t: \quad (\text{I-8})$$

$$\Rightarrow \delta = 2n_2 \cdot e \cdot \cos\theta_t \quad (\text{I-9})$$

Nous en déduisons la différence de phase par la relation :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad (\text{I-10})$$

Si nous remplaçons δ dans l'expression (I-10) on obtient :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_2 \cdot e \cdot \cos\theta_t \quad (\text{I-11})$$

Plus haut nous avons mentionné que la couche antireflet fonctionne par interférences destructives (c'est-à-dire $\varphi=\pi$), donc il n'y a pas de réflexion.

En considérant une incidence normale ($\theta_t \approx 0$), on a :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_2 \cdot e = \pi \quad (\text{I-12})$$

Ce qui nous donne la condition de phase: $e = \frac{\lambda}{4n_2}$ (I-13)

Pour réaliser une couche antireflet il faut choisir une épaisseur e telle que :

$$n_2 e = \frac{\lambda}{4} \quad (\text{I-14})$$

Si la lumière incidente est centrée sur une longueur d'onde λ donnée, l'indice n_2 de la couche antireflet et son épaisseur e doivent vérifier la relation (I-14).

I-2/INDICE DE RÉFRACTION DE LA COUCHE ANTIREFLET :

Soit la figure suivante [3] [4]:

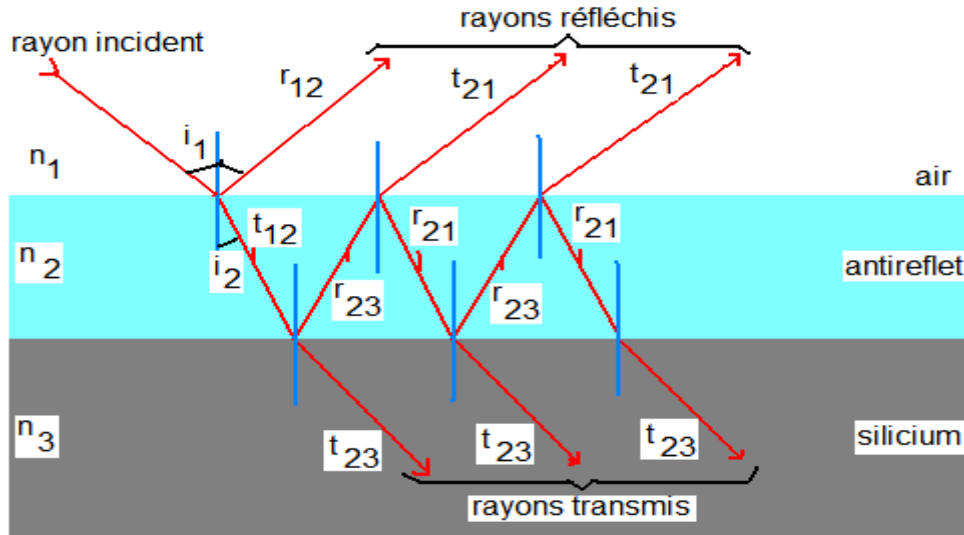


Figure 2: Réflexion et de Transmission sur le silicium recouvert d'une couche antireflet

La figure 2 met en évidence les phénomènes de réflexion et de réfraction.

Soient r_{ij} et t_{ij} respectivement les coefficients de réflexion et de transmission du milieu i vers le milieu j .

Supposons que l'onde incidente arrive perpendiculairement au plan d'incidence. Les formules de Fresnel correspondantes pour la réflexion et la transmission sont :

$$r_{12} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \quad (\text{I-15}); \quad t_{12} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \quad (\text{I-16})$$

$$r_{21} = \frac{n_2 \cos i_2 - n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = -r_{12} \quad (\text{I-17}); \quad t_{21} = \frac{2n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \quad (\text{I-18})$$

$$r_{23} = \frac{n_2 \cos i_2 - n_3 \cos i_3}{n_2 \cos i_2 + n_3 \cos i_3} \quad (\text{I-19}); \quad t_{23} = \frac{2n_2 \cos i_2}{n_2 \cos i_2 + n_3 \cos i_3} \quad (\text{I-20})$$

Cherchons le champ résultant en amplitude pour les ondes réfléchies.

$$E_r = E_0 \{ r_{12} + t_{12} r_{23} t_{21} e^{j\Delta\varphi} + t_{21} r_{23}^2 r_{21} t_{21} e^{2j\Delta\varphi} + \dots \} \quad (\text{I-21})$$

$$E_r = E_0 \{ r_{12} + t_{12} r_{23} t_{21} e^{j\Delta\varphi} (1 + r_{23} r_{21} e^{j\Delta\varphi} + r_{23}^2 r_{21}^2 e^{2j\Delta\varphi} + \dots) \} \quad (\text{I-22})$$

$\Delta\varphi$: différence de phase entre deux rayons réfléchis consécutifs

E_0 : amplitude de l'onde incidente

Le 2^{ème} terme de l'expression (I-22) est une suite géométrique de raison

$$q = r_{23} r_{21} e^{j\varphi}$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$E_r = E_0 \left\{ r_{12} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} e^{j\varphi}}{1 - r_{23} r_{21} e^{j\varphi}} \right\} \quad (\text{I-23})$$

Pour les interférences destructives : $\varphi = \pi$; $E_r = 0 \rightarrow e^{j\varphi} = -1$

$$E_r = E_0 \left\{ r_{12} - \frac{t_{12} r_{23} t_{21}}{1 + r_{23} r_{21}} \right\} = 0 \quad (\text{I-24})$$

En faisant les calculs on arrive au résultat suivant :

$$r_{12} = r_{23} \quad (\text{I-25})$$

En remplaçant ces coefficients par leurs expressions respectives, sous incidence normale, nous trouvons la condition d'amplitude:

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (\text{I-26})$$

Cette condition implique que les amplitudes des trains d'ondes réfléchis doivent être égales.

La couche antireflet doit satisfaire aux conditions imposées par les expressions (I-14) et (I-26).

Le choix approprié des indices de réfraction des couches antireflet permet de minimiser le reflet résiduel par interférence.

II/COEFFICIENT DE RÉFLEXION EN INTENSITÉ R

II-1/SILICIUM NU

C'est une tranche de silicium qui n'est pas recouverte de couche antireflet. Le rayonnement incident arrive directement sur le matériau. Soit le schéma suivant:

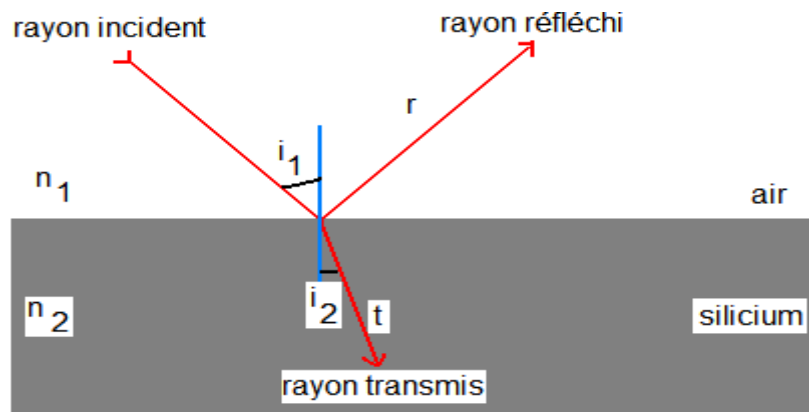


Figure 3: Réflexion et transmission sur le silicium nu

Le coefficient de réflexion en intensité est donné par : $R=r^2$.

Sous incidence normale ($i_1=0$): $r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = \frac{1 - n_2}{1 + n_2}$ (I-27)

Dans le cas où le milieu (1) est l'air ($n_1=1$), nous obtenons :

$$R = \left(\frac{1 - n_2}{1 + n_2} \right)^2 \quad \text{(I-28)}$$

Dans l'expression (I-28) n_2 représente l'indice de réfraction du silicium et varie avec la longueur d'onde de la lumière incidente [1] selon la loi de Cauchy [5]. La variation du coefficient de réflexion R en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente est montrée sur la figure suivante :

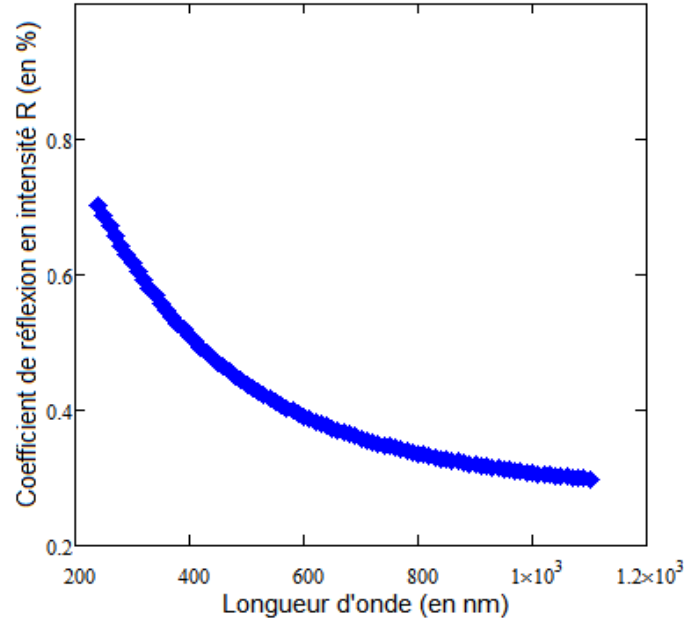


Figure 4: Coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde pour le silicium nu.

On observe que pour les faibles longueurs d'onde le silicium est très réfléchissant (près de 60% à 300nm). Par contre pour les grandes longueurs d'onde, le silicium devient plus transparent (en dessous de 40% de réflexion pour $\lambda > 600\text{nm}$).

II-2/SILICIUM AVEC COUCHE ANTIREFLET

Afin de minimiser les pertes de photons à travers la surface du silicium on dépose une couche antireflet sur la face avant des cellules photovoltaïques. Elle est traditionnellement réalisée en oxyde de titane (TiO_2) déposé par vaporisation ou pulvérisation.

Nous obtenons le coefficient de réflexion r à partir de l'équation (I-23) qui nous donne :

$$r = \frac{E_r}{E_0} = r_{12} + \frac{t_{12}r_{23}t_{21}e^{j\Delta\varphi}}{1-r_{23}r_{21}e^{j\Delta\varphi}} \quad (\text{I-29})$$

Sous incidence normale ($i_1=0$):

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} & ; & & t_{12} &= \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \\ r_{21} &= \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} = -r_{12} & ; & & t_{21} &= \frac{2n_2}{n_1 + n_2} \\ r_{23} &= \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} & ; & & \Delta\varphi &= \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_2 \cdot e \end{aligned}$$

Nous centrons l'éclairement sur une longueur d'onde λ donnée. Cela nous permettra de trouver la valeur de l'indice de réfraction du silicium n_3 , puis celle de la couche antireflet n_2 (équation I-26), et enfin l'épaisseur e de la couche antireflet (équation I-14).

Après avoir obtenu ces données, nous pourrions varier la longueur d'onde, ce qui entraîne une variation de $\Delta\varphi$ et par conséquent la variation de r .

L'expression de r nous montre que c'est un complexe, nous considérerons alors son module.

Le coefficient de réflexion en intensité R est donné par :

$$R = (|r|)^2 \Rightarrow R = \left(\left| r_{12} + \frac{t_{12}r_{23}t_{21}e^{j\Delta\varphi}}{1-r_{23}r_{21}e^{j\Delta\varphi}} \right| \right)^2 \quad (\text{I-30})$$

Ce coefficient de réflexion, en fonction de la longueur d'onde pour une épaisseur donnée (nous avons pris à titre d'exemple $e=105\text{nm}$; cette épaisseur correspond à un éclairement centré sur $\lambda=800\text{nm}$), présente le profil suivant :

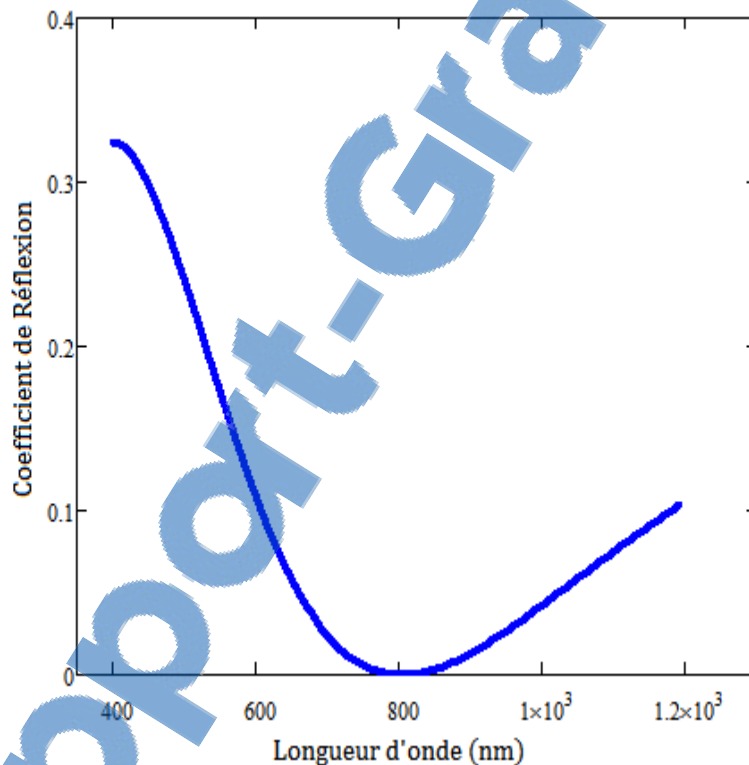


Figure 5 : Coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($e=105\text{nm}$)

Cette figure montre la variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde avec une couche antireflet d'épaisseur $e=105\text{nm}$ (indice $n_2=1,91$).

Dans la gamme des faibles longueurs d'onde, l'énergie du rayonnement est assez élevée entraînant une forte absorption qui induit une diminution de la réflexion jusqu'à la longueur d'onde où on centre l'éclairement. Au-delà de cette

longueur d'onde, l'énergie devient incapable de provoquer une excitation ce qui fait qu'une bonne partie du rayonnement est réfléchi. C'est ce qui explique l'allure de la courbe.

D'un autre coté, nous avons tracé le coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet en centrant l'éclairement sur trois longueurs d'onde ($\lambda=400\text{nm}$, $\lambda=600\text{nm}$, $\lambda=800\text{nm}$).

Nous avons obtenu la figure suivante :

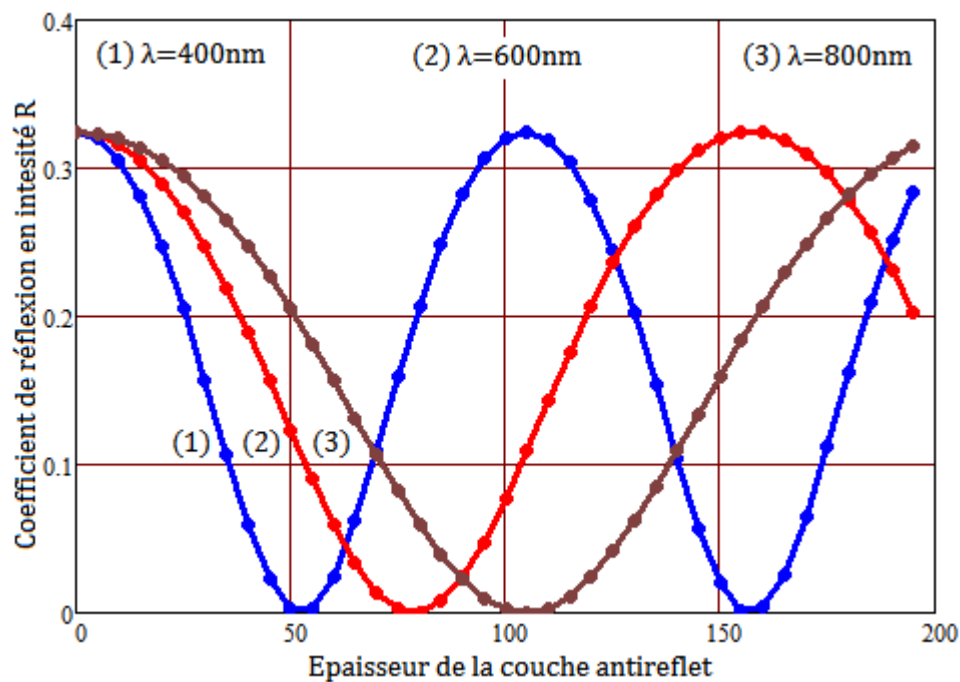


Figure 6: Coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet pour différentes valeurs de λ .

Cette figure représente le coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet pour différentes longueurs d'onde du rayonnement incident.

Les trois courbes présentent le même profil ; une forme sinusoïdale.

Ce profil s'explique par la nature périodique du coefficient de réflexion. Cette nature périodique du coefficient de réflexion vient du fait que les rayons qui composent le faisceau réfléchi n'ont pas la même phase, cette différence de phase étant induit par la couche antireflet.

Cependant l'épaisseur qui nous donne le minimum de réflexion croît quand la longueur d'onde où nous avons centré l'éclairement augmente.

Cette variation s'explique aisément en se référant à la relation (1-14) qui traduit le lien entre la longueur d'onde et l'épaisseur.

Il faut retenir que si l'on centre l'éclairement sur une longueur d'onde donnée λ_0 , il faut choisir des épaisseurs qui sont proches de celle que l'on trouve avec λ_0 (épaisseur optimale) pour obtenir une réflexion assez faible.

Après avoir obtenu ces résultats, nous chercherons une relation qui les lie avec la réponse spectrale que nous établirons dans le chapitre qui suit.

CHAPITRE II: ETUDE DE LA PHOTOPILE AU SILICIUM

CHAPITRE II : ÉTUDE DE LA PHOTOPILE AU SILICIUM

I/DESCRIPTION D'UNE PHOTOPILE SOLAIRE AU SILICIUM

Une photopile est un dispositif qui permet de convertir l'énergie solaire en énergie électrique. Elle est fabriquée à base de semi-conducteurs dont le plus utilisé est le silicium du fait du meilleur rendement qu'il présente.

Une photopile au silicium est constituée par la jonction de deux types de silicium soigneusement dopé ; n et p (homojonctions). Certaines photopiles possèdent une zone arrière surdopée p^+ .

Ainsi la photopile est composée de quatre parties dont l'émetteur et la base sont les plus essentielles compte tenu de la génération des porteurs de charges.

I-1/SCHÉMA DE LA PHOTOPILE

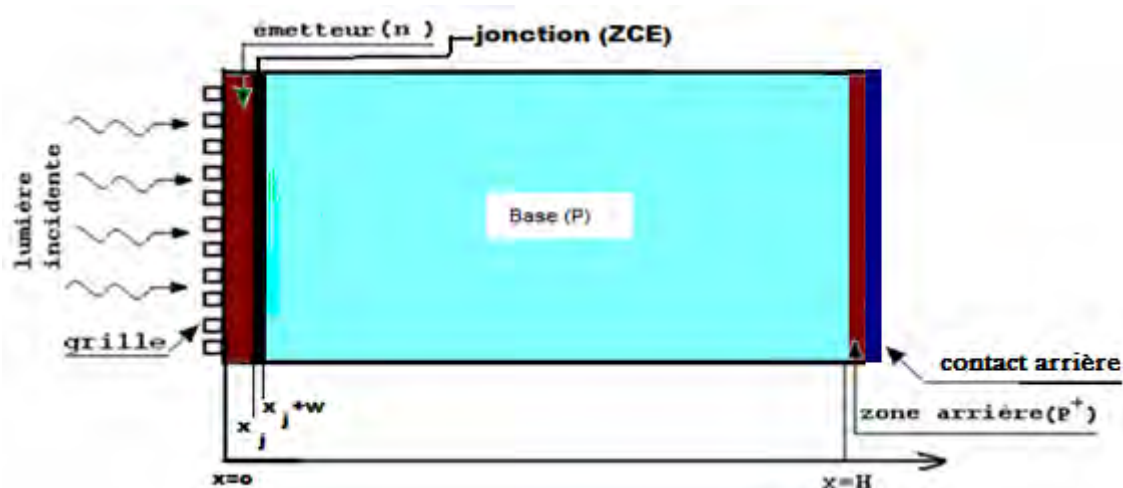


Figure 7: Structure d'une photopile au Si monocristallin avec contact arrière

X_j = largeur de l'émetteur
 W = largeur de la jonction (ZCE)
 H = largeur de la photopile

I-2/PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTES PARTIES DE LA PHOTOPILE

Une photopile est en général constituée de deux domaines principaux :

- Un premier domaine de type n, fortement dopé par des atomes (donneurs) de la colonne V du tableau de Mendeleïev (environ **10^{20} atomes/cm³**) et de faible épaisseur appelé émetteur ;
- Un deuxième domaine généralement de type p, moins dopé par des atomes (accepteurs) de colonne III (environ **10^{17} atomes/cm³**) avec une épaisseur plus grande appelé base.

Cependant, la jonction entre l'émetteur et la base crée une troisième zone très spécifique d'épaisseur très faible appelée zone de charge d'espace (ZCE) où règne un champ électrique intense permettant de séparer les paires électron-trous qui arrivent à la jonction. En outre, certaines photopiles comportent une face arrière de dopage de même type que la base mais très élevée notée (p^+) par rapport à cette dernière. Elle permet l'existence d'un champ arrière dont le rôle est de renvoyer vers l'interface émetteur-base les porteurs minoritaires générés près de la face arrière. De telles photopiles sont appelées photopiles à champs arrière ou Back Surface Field (B.S.F.).

La première zone (émetteur) et la dernière (face arrière) constituent les zones pouvant être éclairées, tandis que la base constitue le domaine le plus important de génération des porteurs de charges (électrons et trous).

Pour relier la cellule à une charge extérieure c'est-à-dire pour la collecte du courant résultant de l'absorption de la lumière (des photons), des électrodes sous forme de grilles métalliques sont déposées par sérigraphie sur les deux faces avant et arrière servant de contacts électriques.

Pour améliorer les performances de la cellule solaire ces grilles doivent laisser passer le maximum de flux lumineux incident. Ainsi une couche antireflet est déposée sur la face avant pour augmenter la quantité de lumière absorbée par la cellule.

Puisque ce sont des porteurs de charges qui sont à la base du fonctionnement de la photopile un certain nombre d'équations est utilisé pour étudier leur évolution et les paramètres de la photopile qui dépendent essentiellement de ces porteurs.

I-3/ÉQUATIONS QUI RÉGISSENT LE FONCTIONNEMENT DE LA PHOTOPILE

Dans cette partie, nous effectuons les calculs en considérant que le transport des porteurs minoritaires excédentaires se fait suivant la direction perpendiculaire à la jonction. Ceci permet d'exprimer les résultats en fonction d'une seule variable (dans l'espace unidimensionnel.). On négligera alors le transport des porteurs minoritaires en surface et par conséquent le courant de surface [1].

Lorsque la lumière éclaire la surface de l'émetteur avec une certaine longueur d'onde λ , il y a génération d'une paire électron-trou dont le taux de génération est donné par :

$$G(\lambda) = \alpha(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot [1 - R(\lambda)] \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (\text{I-1})$$

où $F(\lambda)$ = flux de photons incidents,
 $\alpha(\lambda)$ = coefficient d'absorption,
 $R(\lambda)$ = coefficient de réflexion.

Les porteurs photogénérés ne sont pas statiques, ils se déplacent. L'équation de continuité de ces porteurs s'écrit :

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} + G(\lambda) - \frac{\delta(x)}{\tau} = 0 \quad (\text{I-2})$$

où : D désigne le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires excédentaires,
 $\delta(x)$ la densité des porteurs minoritaires excédentaires,
 τ la durée de vie des porteurs minoritaires excédentaires.

II/DENSITÉ DES PORTEURS MINORITAIRES EXCÉDENTAIRES DANS LA PHOTOPILE SOUS ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE :

II-1/DANS LA BASE :

Les porteurs de charge minoritaires excédentaires générés dans la base de la photopile de type p, sous l'effet de l'éclairement en lumière monochromatique sont des électrons de charge $-q$. La densité de ces porteurs générés dans la base obéit à l'équation de continuité qui traduit la conservation des charges. En considérant les phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion des porteurs minoritaires en excès dans la base, cette équation s'écrit en régime statique :

$$D_n \cdot \frac{d^2 (n_p - n_{p0})}{dx^2} + G(\lambda) - \frac{(n_p - n_{p0})}{\tau_n} = 0 \quad (\text{II-1})$$

où $(n_p - n_{p0})$ désigne la densité des électrons générés dans la base,
 D_n le coefficient de diffusion des électrons dans la base.

n désigne les électrons dans la base, $(n_p - n_{p0}) = \delta(x)$ leur densité avec n_{p0} la densité à l'équilibre.

Nous remarquons que l'équation de continuité est une équation différentielle du second ordre dont la solution générale peut se mettre sous la forme suivante :

$$(n_p - n_{p0}) = A \cosh\left(\frac{x}{L_n}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_n}\right) - \frac{\alpha \cdot F \cdot (1-R) \cdot \tau_n}{(\alpha^2 \cdot L_n^2 - 1)} e^{-\alpha \cdot x} \quad (\text{II-2})$$

Les constantes A et B sont déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$1) (n_p - n_{p0}) = 0 \quad \text{pour } x = x_j + w \quad (\text{II-3})$$

$$2) S_n \cdot (n_p - n_{p0}) = -D_n \cdot \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} \quad \text{pour } x = H \quad (\text{II-4})$$

La condition 1) traduit la non accumulation de porteurs de charge à la jonction. La condition 2) traduit les phénomènes de recombinaison à la surface arrière qui sont exprimés par la vitesse de recombinaison S_n .

L'utilisation de ces conditions aux limites nous permet de trouver les constantes A et B et d'établir par la suite l'expression de la solution de l'équation de continuité qui n'est rien d'autre que la densité de porteurs minoritaires dans la base.

L'expression obtenue pour la densité de porteurs minoritaires est la suivante :

$$(n_p - n_{p0}) = \frac{\alpha \cdot F \cdot (1 - R) \tau_n}{(\alpha^2 \cdot L_n^2 - 1)} e^{-\alpha(x_j + w)} \times \left\{ \cosh \frac{x - x_j - w}{L_n} - e^{-\alpha(x - x_j - w)} - \frac{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \left(\cosh \frac{H'}{L_n} - e^{-\alpha H'} \right) + \sinh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n e^{-\alpha H'}}{\left(\frac{S_n L_n}{D_n} \right) \cdot \sinh \frac{H'}{L_n} + \cosh \frac{H'}{L_n}} \cdot \sinh \frac{x - x_j - w}{L_n} \right\} \quad (\text{II-5})$$

où : α désigne le coefficient d'absorption, R le coefficient de réflexion,
 F le flux de photons incidents,
 τ_n la durée de vie des porteurs minoritaires excédentaires,
 L_n la longueur de diffusion de porteurs minoritaires excédentaires,
 W la largeur de la jonction, X_j la largeur de l'émetteur,
 H' la largeur de la base, $H' = H - (x_j + w)$,
 S_n la vitesse de recombinaison en surface arrière,
 D_n le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires excédentaires.

II-2/DANS L'ÉMETTEUR :

Dans l'émetteur de type, les porteurs de charges minoritaires excédentaires sont les trous et obéissent à l'équation de continuité suivante :

$$D_p \cdot \frac{d^2(p_n - p_{n0})}{dx^2} + G(\lambda) - \frac{(p_n - p_{n0})}{\tau_p} = 0 \quad (\text{II-6})$$

où $(p_n - p_{n_0})$ désigne la densité des porteurs minoritaires excédentaires avec p_{n_0} la densité à l'équilibre et τ_p leurs durée de vie.

En utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$1) \text{ Pour } x = 0, D_p \cdot \frac{d(p_n - p_{n_0})}{dx} = S_p(p_n - p_{n_0}) \quad (\text{II-7})$$

$$2) \text{ Pour } x = x_j, (p_n - p_{n_0}) = 0 \quad (\text{II-8})$$

La condition 1) traduit les phénomènes de recombinaison à la surface avant qui sont exprimés par la vitesse de recombinaison S_p .

La condition 2) traduit la non accumulation de porteurs de charge jonction.

La solution obtenue est :

$$(p_n - p_{n_0}) = \frac{\alpha \cdot F \cdot (1 - R) \tau_p}{(\alpha^2 \cdot L_p^2 - 1)} \times \left\{ \frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha \cdot L_p \right) \cdot \sinh \frac{x_j - x}{L_n} + \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x}{L_p} + \cosh \frac{x}{L_p} \right) \cdot e^{-\alpha x_j}}{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} \right) \cdot \sinh \frac{x_j}{L_p} + \cosh \frac{x_j}{L_p}} - e^{-\alpha \cdot x} \right\} \quad (\text{II-9})$$

où S_p désigne la vitesse de recombinaison en surface avant,

L_p la longueur de diffusion des trous (porteurs minoritaires excédentaires),

D_p le coefficient de diffusion des trous,

τ_p la durée de vie des trous.

III/PHOTOCOURANT

III-1/PHOTOCOURANT DANS LA BASE

Dans une photopile le photocourant généré dans la base par les porteurs de charges minoritaires excédentaires que sont les électrons s'écrit :

$$I_{ph} = q \cdot A \cdot \frac{\partial(n_p - n_{p_0})}{\partial x} \Big|_{x = x_j + w} \quad (\text{III-1})$$

où q désigne la charge de l'électron,

A la surface éclairée de la photopile

La densité de photocourant correspondante est :

$$J_{ph} = \frac{I_{ph}}{A} = q \cdot D_n \cdot \frac{\partial(n_p - n_{p_0})}{\partial x} \Big|_{x = x_j + w} \quad (\text{III-2})$$

Les équations (II-5) dans (III-2) nous donnent le photocourant de court-circuit dans la base.

La densité de photocourant est alors :

$$J_n = \frac{q \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \alpha L_n}{\alpha^2 \cdot L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \times \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} \left(\cosh \frac{H'}{L_n} - e^{-\alpha H'} \right) + \sinh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n e^{-\alpha H'}}{\frac{S_n L_n}{D_n} \cdot \sinh \frac{H'}{L_n} + \cosh \frac{H'}{L_n}} \right\} \quad (\text{III-3})$$

III-2/PHOTOCOURANT DANS L'ÉMETTEUR :

Le photocourant généré dans l'émetteur par les porteurs de charge minoritaires excédentaires que sont les trous s'écrit :

$$J_{ph} = q \cdot D_p \cdot \frac{\partial(p_n - p_{n0})}{\partial x} \Big|_{x = x_j} \quad (\text{III-4})$$

On obtient le photocourant dans l'émetteur :

$$J_p = \frac{q \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \alpha L_p}{\alpha^2 \cdot L_n^2 - 1} \times \left\{ \frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha \cdot L_p \right) - \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x}{L_p} + \sinh \frac{x}{L_p} \right) \cdot e^{-\alpha x_j}}{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} \right) \cdot \sinh \frac{x_j}{L_p} + \cosh \frac{x_j}{L_p}} - \alpha \cdot L_p \cdot e^{-\alpha x} \right\} \quad (\text{III-5})$$

III-3/DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE :

Un photocourant existe dans la zone de charge d'espace du fait du champ électrique qui accélère les porteurs de charges et il s'écrit :

$$J_{zce} = q \cdot F \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot x_j} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot w}) \quad (\text{III-6})$$

Le photocourant de court-circuit total est la somme des photocourants des trois parties de la photopile. Il s'écrit alors :

$$J_{tot} = J_n + J_p + J_{zce} \quad (\text{III-7})$$

IV/RENDEMENT QUANTIQUE EXTERNE

Le rendement quantique externe ou réponse spectrale est déduit du photocourant par la formule suivante :

$$\text{RQE(ou SR)} = \frac{I_{ph}}{q \cdot F(\lambda)} \quad (\text{IV-1})$$

Nous obtenons alors la réponse spectrale dans les différentes zones.

IV-1/DANS LA BASE :

$$\begin{aligned} \text{SR}_B &= \frac{\alpha L_n \cdot (1 - R(\lambda))}{\alpha^2 \cdot L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \\ &\times \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} \left(\cosh \frac{H'}{L_n} - e^{-\alpha H'} \right) + \sinh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n e^{-\alpha H'}}{\frac{S_n L_n}{D_n} \cdot \sinh \frac{H'}{L_n} + \cosh \frac{H'}{L_n}} \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV-2})$$

IV-2/DANS L'ÉMETTEUR :

$$\begin{aligned} \text{SR}_E &= \frac{\alpha L_p \cdot (1 - R(\lambda))}{\alpha^2 \cdot L_p^2 - 1} \\ &\times \left\{ \frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha \cdot L_p \right) - \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x}{L_p} + \sinh \frac{x}{L_p} \right) \cdot e^{-\alpha x_j}}{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} \right) \cdot \sinh \frac{x_j}{L_p} + \cosh \frac{x_j}{L_p}} - \alpha \cdot L_p \cdot e^{-\alpha x} \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV-3})$$

IV-3/DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE :

$$\text{SR}_{zce} = (1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot x_j} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot w}) \quad (\text{IV-4})$$

Ainsi la réponse spectrale totale due à la contribution des différentes zones de la photopile est donnée par :

$$\text{SR} = \text{SR}_B + \text{SR}_E + \text{SR}_{zce} \quad (\text{IV-5})$$

CHAPITRE III : RÉSULTATS ET COMMENTAIRES

CHAPITRE III : RÉSULTATS ET COMMENTAIRES

I/RÉPONSE SPECTRALE DE LA CELLULE AU SILICIUM NU :

Nous avons fait une étude sur la réflexion afin d'avoir une idée sur la réponse spectrale de la cellule et nous avons pu obtenir le résultat qui se présente à la figure suivante :

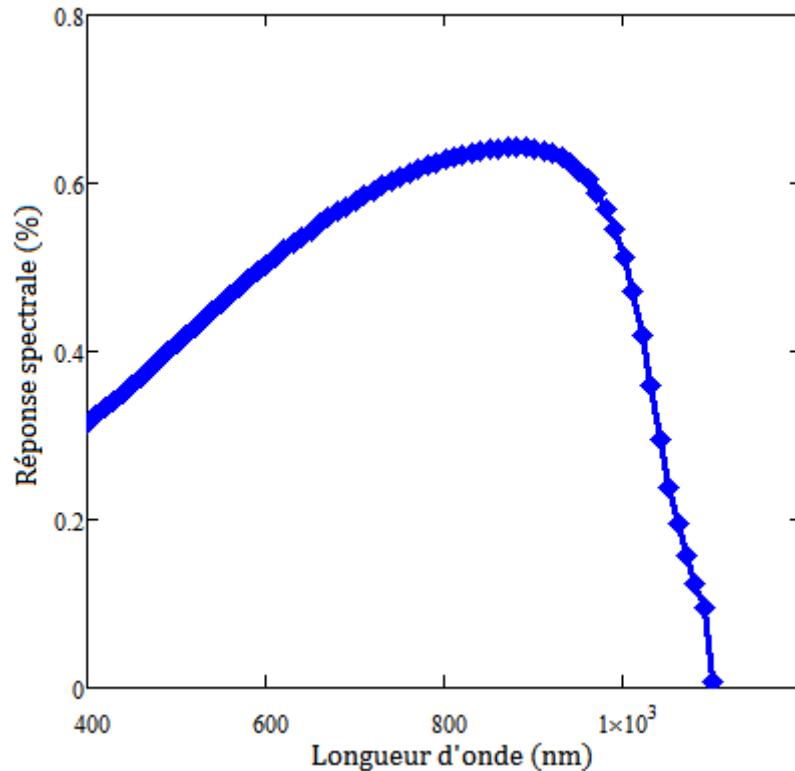


Figure 8 : Réponse spectrale de la cellule solaire au silicium nu en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Ce schéma représente la variation de la réponse spectrale de la cellule solaire au silicium nu en fonction de la longueur d'onde.

L'analyse de cette courbe montre que pour les faibles longueurs d'onde, la réponse spectrale augmente avec une pente assez importante jusqu'à une longueur d'onde $\lambda=700$ nm et au-delà, la pente diminue et la réponse atteint une valeur maximale de **64,22%** pour une longueur d'onde $\lambda=880$ nm puis la réponse diminue progressivement dans la gamme des grandes longueurs d'onde.

Nous pouvons expliquer cette allure par une réflexion qui diminue dans la gamme des faibles longueurs d'onde synonyme d'une forte transmission qui engendre une importante génération de porteurs de charges justifiant cette augmentation de la réponse spectrale. Dans cette gamme de longueurs d'onde, l'énergie du rayonnement incident est au dessus du gap du silicium et peut provoquer une bonne excitation du matériau.

A partir de $\lambda=880 \text{ nm}$, la réponse chute progressivement car la lumière arrive avec de faibles énergies (inférieure au gap du silicium) qui font que le matériau n'absorbe plus et l'excitation devient presque inexistante.

Ce qui est nécessaire à retenir, c'est que nous avons une réponse maximale égale à **64,22%** vers $\lambda=880 \text{ nm}$.

II/RÉPONSE SPECTRALE DE LA CELLULE SOLAIRE AU SILICIUM AVEC COUCHE ANTIREFLET :

Nous avons pris une cellule solaire sur laquelle nous avons déposé une couche mince antireflet. L'idée est de voir comment se comporte la cellule lorsqu'on y pose une couche antireflet par rapport à la réflexion mais aussi l'effet de l'épaisseur. Et pour cela nous avons obtenu la variation de la réponse spectrale en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs donnée par le graphe suivant :

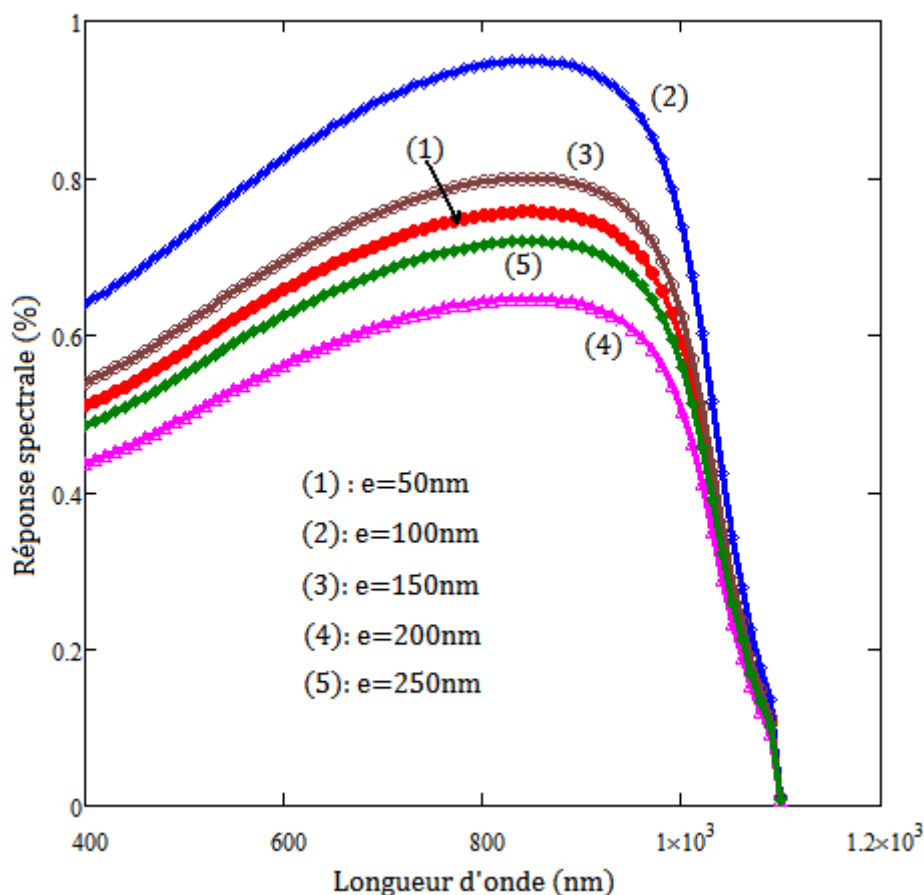


Figure 9 : Réponse spectrale de la cellule solaire avec couche antireflet en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de la couche.

Ces courbes montrent l'évolution du rendement quantique externe (ou réponse spectrale) en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Elles sont obtenues en considérant l'indice du matériau fixe et présentent le même profil.

Ce résultat est obtenu avec un éclairage centré sur $\lambda=800\text{nm}$ qui nous a donné un indice $n_2=1,91$ et une épaisseur de 105nm pour la couche antireflet. La $SR_{\max}$ est de $94,92\%$ pour $\lambda=850\text{nm}$.

L'analyse fait apparaître deux parties :

- Une première partie croissante avec la longueur d'onde, pour atteindre un maximum (**$94,92\%$**) pour une épaisseur d'environ **105nm** aux alentours de **$\lambda=850\text{nm}$** . À ce niveau la réflexion diminue progressivement donnant ainsi une absorption assez forte augmentant alors la réponse spectrale. Cette augmentation s'explique aussi par le fait que dans cette gamme de longueur d'onde du spectre solaire (**400 à 800nm** ; spectre du visible), l'énergie du rayonnement est supérieure au gap du silicium et l'excitation est plus importante.
- Une deuxième partie, dans les grandes longueurs d'ondes ; au delà du visible, où on note une diminution rapide et progressive de la réponse spectrale qui s'explique par une réflexion qui augmente provoquant une absorption très faible de la lumière qui arrive avec des énergies insuffisantes pour provoquer une excitation. (voir fig. 5).

Nous avons également noté que l'augmentation de l'épaisseur n'entraîne pas une augmentation ni une diminution de la réponse spectrale.

Nous ne pouvons donc pas donner à ce niveau une bonne appréciation sur l'effet de l'épaisseur.

L'explication que nous pouvons apporter à ce phénomène est que le coefficient de réflexion qui intervient dans l'expression de la réponse spectrale dépend de l'épaisseur et est sinusoïdal. Ce qui se répercute sur les positions relatives des courbes représentatives de la réponse.

Nous voyons par exemple que la réflexion a presque les mêmes valeurs pour **$e=50\text{nm}$ et $e=160\text{nm}$** , ce qui donne à la réponse spectrale des valeurs voisines. Cependant pour les grandes longueurs d'onde l'épaisseur n'a plus d'influence car les courbes tendent à se confondre. Toute fois nous pouvons noter que la plus importante réponse spectrale est obtenue avec l'épaisseur trouvée avec la longueur d'onde où nous avons centré l'éclairage.

Cette influence de l'épaisseur de la couche est visible sur la **Figure 6**.

Nous avons ensuite centré l'éclairage sur $\lambda=400\text{nm}$ et $\lambda=600\text{nm}$ (respectivement $n_2=2,45$, $e=40,8\text{nm}$ et $n_2=1,97$, $e=76,1\text{nm}$ pour la couche

antireflet) pour comparer les effets du centrage de l'éclairement et nous avons obtenu le schéma suivant.

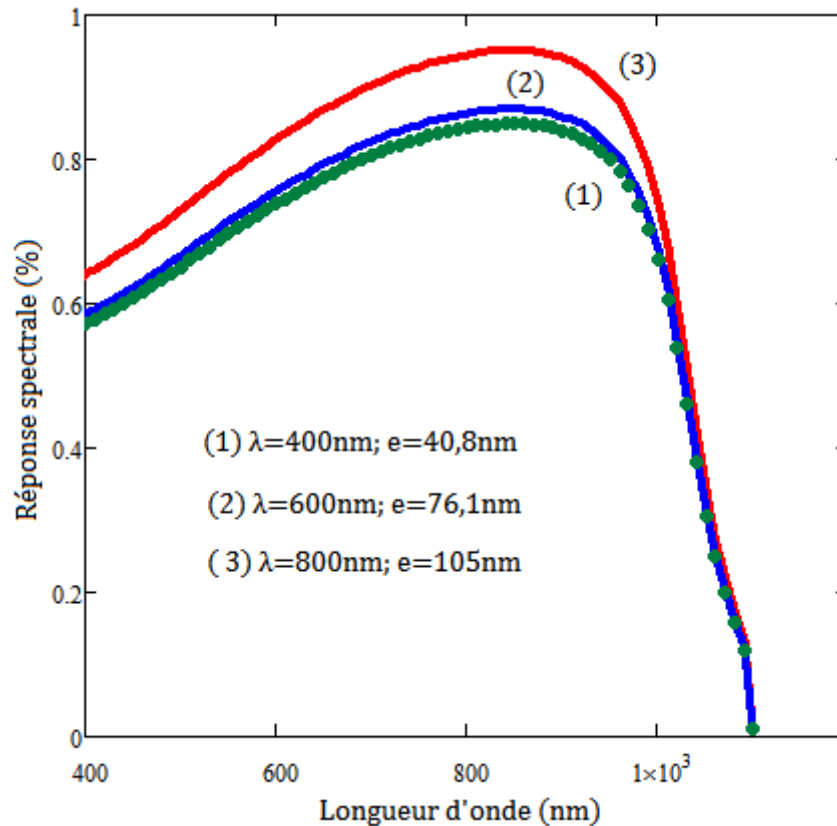


Figure 10 : Réponses spectrales pour des éclaircissements centrés sur 0,4μm ; 0,6μm ; 0,8μm

Nous voyons que la réponse spectrale est plus importante quand la longueur d'onde, centre de l'éclairement, augmente et que la différence ne se fait plus sentir vers les grandes longueurs d'onde.

Nous pouvons expliquer ce phénomène par l'augmentation de l'épaisseur de la couche antireflet et la diminution de l'indice de réfraction.

Plus l'épaisseur est grande plus le rayon transmis par la couche antireflet et réfléchi par le matériau aura moins de chance d'être transmis vers l'air et subira une multitude de réflexion entre la couche et le matériau. Ce dernier sera donc soumis à une excitation plus forte et par conséquent la réponse spectrale augmente. Et comme l'indice de réfraction d'un milieu d'onde considéré mesure le facteur de réduction de la vitesse de la lumière dans ce milieu, nous pouvons nous attendre à ce que plus l'indice est faible, plus la transmission est importante et la réponse spectrale sera importante.

L'absence de différence vers les grandes longueurs d'onde est due aux faibles énergies du rayonnement incident. Nous voyons ici que si l'épaisseur augmente, la réponse augmente.

III/INFLUENCE DE LA COUCHE ANTIREFLET :

L'influence de la couche antireflet sur les performances de la cellule a été étudiée.

En effet, la couche antireflet, comme son nom l'indique, diminue remarquablement les pertes due à la réflexion comparée à la cellule nue. Cette diminution entraîne une augmentation de la transmission qui a pour conséquence l'augmentation de la réponse spectrale.

Lorsque nous déposons une couche antireflet, la réponse spectrale peut atteindre théoriquement **95%** pour des longueurs d'onde qui tournent autour de **850 nm**. Alors que si nous ne mettons pas de couche antireflet, le maximum que nous pouvons obtenir de la réponse est de **65%** pour des longueurs d'onde qui tournent autour de **880nm**.

Dans cette étude l'étude de l'influence de l'épaisseur de la couche n'est pas en reste ; les meilleures réponses spectrales sont obtenues avec les épaisseurs qui correspondent à la longueur d'onde où nous avons centré l'éclairement.

La couche antireflet a permis d'avoir une réponse spectrale maximale pour une longueur d'onde plus faible (longueurs d'onde $\lambda=850\text{nm}$). Donc la gamme de longueurs d'onde qui permet d'avoir une cellule plus performante est déplacée dans le spectre solaire. Si nous regardons la **figure 5**, nous pourrions dire que l'épaisseur de la couche antireflet doit être voisine de celle qui correspond à la longueur d'onde sur laquelle nous avons centré l'éclairement pour obtenir une bonne réponse spectrale.

Tout ceci montre que la couche antireflet joue un rôle important, voire essentiel, dans l'amélioration des performances de la cellule, notamment au niveau de la réponse spectrale et pour avoir une réponse spectrale importante, il faut optimiser l'épaisseur de la couche antireflet.

CONCLUSION

CONCLUSION :

L'énergie solaire est devenue incontournable dans la recherche sur les énergies renouvelables. En effet, elle est exploitée à partir d'un dispositif qu'on appelle cellule solaire photovoltaïque dont on cherche toujours à augmenter les performances.

C'est dans cette optique que, dans ce travail, nous avons étudié l'influence de la couche antireflet sur la réponse spectrale d'une cellule solaire au silicium monocristallin.

Pour cela, nous avons présenté une méthode de choix de la couche antireflet qui nous permet d'avoir une bonne réponse spectrale, cette réponse étant obtenue à partir du photocourant déduit de la densité des porteurs minoritaires et dont nous avons établi les formules dans l'étude que nous avons faite sur la cellule solaire (photopile) et dépend du coefficient de réflexion R .

Une étude comparative des deux cellules (cellule nue et celle qui a une couche antireflet) a été menée et elle nous a permis de tirer une conclusion qui stipule la nécessité de poser des couches antireflets sur les cellules. Ce qu'il faut retenir dans ce travail est que la couche antireflet permet d'augmenter la réponse spectrale et que son épaisseur doit être maîtrisée pour l'obtention d'une bonne réponse spectrale et à moindre coût ; les petites épaisseurs en donnant de bonnes réponses spectrales.

En perspective, on peut faire cette étude

- Pour des antireflets multicouches
- Pour les autres paramètres tels que la caractéristique I-V
- Pour une cellule au silicium polycristallin

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Harol J. Hovel, Semiconductors and Semimetals, Vol. 11, Solar Cells 1975
- [2] Z. Benmohomed, M. Remram et a. Laugier, Influence de Couches antireflets sur les performances d'une cellule solaire au silicium multicristallin, Rev. Energ. Ren : Valorisation (1999) 43-46
- [3] Jean-Marie Malherbe, Couches anti reflets, Août 2007
- [4] L'optique da A à Z, anti-réfection Coating, le 20/07/2007
- [5] Wikipédia, Indice de réfraction, le 05 novembre 2009

INFLUENCE D'UNE COUCHE ANTIREFLET SUR LA RÉPONSE SPECTRALE D'UNE CELLULE SOLAIRE AU SILICIUM MONOCRISTALLIN

M. Amath LO
Maitre ès sciences
Jury :

Président	Issakha YOUM	Professeur (UCAD)
Examineurs	Bassirou BA	Maitre de conférences (UCAD)
	Mamadou FAYE	Maitre Assistant (UCAD)
	Omar Absatou NIASSE	Assistant-vacataire (UCAD)

Mémoire de Master soutenu le 16 janvier 2010 à la Faculté des Sciences et
Techniques (FST) de l'Université Cheikh Anta DIOP de Dakar (UCAD)

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la réponse spectrale de la cellule solaire au silicium monocristallin en étudiant l'influence d'une couche antireflet.

En premier lieu, nous avons présenté une étude théorique sur les couches antireflets en cherchant leur épaisseur, leur indice de réfraction en fonction de celui du matériau puis nous avons établi une relation entre le coefficient de réflexion et les indices de réfraction de la couche antireflet et du silicium.

Ensuite, nous avons fait une étude théorique de la cellule solaire notamment l'équation de continuité en régime statique sous éclairage monochromatique.

Enfin nous avons présenté les résultats obtenus avec des commentaires.

MOTS CLÉS

Homojonction-Couche antireflet-Coefficient de réflexion-Réponse Spectrale