

Modélisation et simulation de la cellule solaire de structure pin à base de silicium polycristallin

[Modeling and simulation of the pin structure of solar cell based on polycrystalline silicon]

Nisrine Benloucif

Département de l'électronique,
Faculté des sciences de l'ingénieur,
Constantine, Algérie

Copyright © 2013 ISSR Journals. This is an open access article distributed under the *Creative Commons Attribution License*, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

ABSTRACT: In this work we propose the modeling of rear passivation effect on the performance of the polycrystalline solar cell. The rear passivation layers can reflect photons to the interior of the cell. Thus, prolonging their target and making easy their absorption while decreasing the surface recombination velocities of minority carriers at the base area. The conversion efficiency is estimated at 10.49 % for an optimal rear passivation using thin oxide /Silicon Nitride/Silicon oxide. In addition, Front passivation by the silicon nitride of polycrystalline solar cell has been proposed. We noted a very clear improvement of the efficiency for high Ammonia (NH₃) to Silane (SiH₄) gas flow ratio, the efficiency reaches 12.88% for R=10. We have also contributed in the modelling of grain boundaries current density in polysilicon. Electrical simulation shows the influence of grain boundaries surface recombination velocity in the optimization of the conversion efficiency. We noted that the sufficient and optimal surface recombination velocity 10⁴ cm/s at the emitter heavily doped gives the optimum output. Therefore, the reduce of the grain boundaries surface recombination velocity at base region slightly doped increases the performance of the cell, it's about 10 cm/s. The current density at the grain boundaries is closely related to the potential barrier at grain boundaries. Indeed, the increase in current density indicates a decrease in potential barrier. Finally, we can conclude that Silicon nitride/ P⁺ N / thin oxide /Silicon Nitride/Silicon oxide multilayer structure can be preferment for photovoltaic applications.

KEYWORDS: Polycrystalline silicon, rear passivation, silicon nitride, grain boundary, conversion efficiency.

1 INTRODUCTION

A cause des différentes techniques d'élaboration, les performances des cellules solaires au silicium multicristallin sont limitées par la présence de défauts de structure tels que les joints de grains et les impuretés. En effet, la conduction dans le silicium polycristallin est influencée par le piégeage des porteurs de charges dans les joints de grain [1]. De plus, la réalisation de structures performantes nécessite un passivant avec de bonnes propriétés électriques d'interface, une bonne uniformité et une faible densité de pièges. Ainsi, la passivation frontale sera faite par le nitrure de silicium qui est déposé par LPCVD à partir d'un mélange de gaz de dichlorosilane (DCS), SiH₂Cl₂ et d'ammoniaque NH₃ à basse pression [2], [3]. Les couches de passivation arrière peuvent refléter des photons à l'intérieur de la cellule. Ainsi, ils prolongent leur trajet, facilitant leur absorption, tout en diminuant la vitesse de recombinaison en surface. La réflectivité interne devrait être aussi élevée que possible permettant un bon piégeage des photons.

Parmi les différents types de cellule photovoltaïques, les photodiodes sont considérées comme les dispositifs de base qui fonctionnent sur les principes d'une jonction PN où les densités des porteurs minoritaires dans les régions neutres de la diode et dans la zone de charge d'espace sont déterminées par la génération de paires électrons-trous créées par le rayonnement.

2 MODEL THÉORIQUE

La formulation du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ obéit à deux lois différentes selon deux domaines de longueurs d'onde allant de λ_{\min} à λ_{\max} , séparés par une valeur λ_c appelée longueur d'onde de coupure.

$$\alpha(\lambda) = \begin{cases} \alpha_1(\lambda) = \frac{\beta^2}{E} (E - E_g)^2 \text{ pour } E_0 \leq E \leq E_{\max}; \lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_c \\ \alpha_2(\lambda) = \alpha_0 e^{\frac{E-E_0}{E_u}} \text{ pour } E_{\min} \leq E \leq E_0; \lambda_c \leq \lambda \leq \lambda_{\max} \end{cases} \quad (1)$$

Où E est l'énergie (ev), E_g le gap optique (ev).

E_u , α_0 et B , qui représentent respectivement, l'énergie caractéristique d'Urbach (elle dépend linéairement du gap optique E_g), le coefficient d'absorption issu de la condition de continuité ($\alpha_1 = \alpha_2$), et un paramètre de valeur constante ($B = 690 \text{ (ev.cm)}^{-1/2}$) [4].

Un paramètre important à considérer pour la modélisation, car il intervient dans l'équation de continuité des porteurs minoritaires est le taux de génération des porteurs. Il dépend du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ par la relation:

$$g(\lambda, x) = \phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x}$$

Avec R est le coefficient de réflexion. $\phi_0(\lambda)$ est le flux incident du rayonnement.

En tenant compte de la réflectivité interne R_r , qui peut être aussi appelé réflectivité de retour (due à la couche arrière de passivation), nous obtenons:

$$g(\lambda, x) = \alpha(\lambda) \phi_0(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x} + \alpha(\lambda) \phi_0(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha L} R_r e^{\alpha(L-x)}$$

$$g(\lambda, x) = \phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha x} (1 + R_r(\lambda)) \quad (2)$$

Avec L est l'épaisseur totale de la cellule.

Le champ électrique dans les trois régions P, I (intrinsèque), N de la cellule étudiées, qui est basé sur la résolution de l'équation de Poisson est représenté comme suit:

$$E(x) = \begin{cases} E_p(x) = \frac{-ep_i}{\epsilon} (x - x_{in}) \\ E_i(x) = \frac{-en_i}{\epsilon} (x_{ip} - x_{in}) = \text{constante} \\ E_n(x) = \frac{en_i}{\epsilon} (x - x_{ip}) \end{cases} \quad (3)$$

Avec les notations $E_p(x)$, $E_i(x)$, $E_n(x)$ qui représentent respectivement le champ dans les régions P, intrinsèque I et N.

La densité de courants des porteurs minoritaires dans la région P à titre d'exemple est la somme de courant de diffusion et de conduction :

$$j_p(\lambda) = en\mu_n E_p(x_p) + eD_n \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=x_p} \quad (4)$$

μ_n est la mobilité des électrons porteurs minoritaires de la région P.

D_n est le coefficient de diffusion.

Partant de l'équation de continuité en régime permanent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n - n\mu_n \frac{\partial E_p}{\partial x} - \mu_n E_p \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \quad (5)$$

g_n est le taux de génération des paires électron-trou par des agents externes.

r_n est le taux de recombinaison interne des électrons, il est de la forme : $r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$

Où $\Delta n = n - n_0$ est la concentration des électrons en excès et $n_0 = \frac{n_i^2}{N_a}$ est la concentration des électrons à l'équilibre.

La relation donnant l'équation de continuité sous forme d'une équation différentielle de deuxième ordre à coefficients variables avec second membre qui dépend de x :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - A_1(x) \frac{\partial n}{\partial x} - B_1 n = K_1(x)$$

$$\text{Avec : } K_1(x) = -\frac{\phi_0 \cdot \alpha (1-R) e^{-\alpha x}}{D_n} - \frac{n_i^2}{L_n^2 \cdot N_a} ; B_1 = \frac{\mu_n \cdot e \cdot p_i}{D_n \cdot \varepsilon} + \frac{1}{L_n^2} ; A_1(x) = -\frac{\mu_n}{D_n} \cdot \frac{e p_i}{\varepsilon} (x_{in} - x)$$

La concentration des porteurs minoritaires $n(x)$ est déterminée numériquement par la méthode de Taylor en discrétisant la région P représentée par l'intervalle $[0, x_p]$ en $k+1$ intervalles de longueur \hbar , le système d'équation peut s'écrire sous forme matricielle. La résolution se fait par l'algorithme de Thomas qui est spécifique à la résolution des matrices tri diagonal [5].

$$\text{Sachant que: } \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=x_p} = \frac{n(x_p) - n_k}{\hbar} = \frac{\frac{n_i}{N_a} - n_k}{\hbar}$$

$$\text{D'où : } j_p(\lambda) = e n \mu_n E_p(x_p) + e D_n \frac{\frac{n_i^2}{N_a} - n_k}{\hbar} \quad (6)$$

Le courant des électrons minoritaires excédentaires aux joints de grains s'exprime par [6] :

$$J_{gb}(x) = q D_n \frac{\partial (n_p - n_{p0})}{\partial x} \quad \text{dans la région P de la cellule}$$

$$= q S_{gb} (n_p - n_{p0})$$

Où S_{gb} est la vitesse de recombinaison des électrons minoritaires.

À $x = x_p$ de la région émettrice, nous avons en effet la condition aux limites imposée par la continuité de la densité de courant donnée par :

$$S_{gb}\Delta n = D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=\pm d}$$

Où d représente la limite de l'étalement de la région de la ZCE (zone de charge d'espace) autour du joint de grain.

Dans notre travail nous supposons la présence du joint de grain à $x = x_p$ de la région émettrice nous pouvons écrire donc :

$$J_{gb} = qS_{gb} \left(\frac{n_i^2}{Na} - n_k \right)$$

Où $\frac{n_i^2}{Na}$ est la concentration des porteurs minoritaires au point $x = x_p$ dans la région P de la cellule.

Le comportement des joints des grains sous illumination s'explique par le fait que les états d'interface ajustent leur charge par capture des électrons (type P), et cela réduit le potentiel au joint de grain. D'après l'expression de la concentration des minoritaires $n(d)$ aux joints de grains [7]:

$$n(d) = n_0 \exp \frac{q\phi_b}{kT}$$

$$\text{Nous obtenons : } J_{gb} = qS_{gb}n_0 \left(\exp \frac{q\phi_b}{kT} - 1 \right)$$

Cette dernière expression nous permet d'estimer la valeur de la hauteur de barrière au joint de grain, connaissant la valeur de J_{gb} .

Finalement, l'expression de la photo courante total générée dans la cellule, en tenant compte de l'influence des joints de grain dans l'émetteur et dans la base va s'écrire :

$$J_{ph\ total} = J_{ph} - (J_{gbe} + J_{gbb})$$

$$J_{ph\ total} = J_{ph} - J_{gb}$$

Sachant que la densité du photocourant $j_{ph}(\lambda)$ est donc la somme des densités de courant dans chacune des régions de la cellule P, I, et N, d'où :

$$j_{ph}(\lambda) = j_p(\lambda) + j_i(\lambda) + j_n(\lambda)$$

Enfin, la caractéristique J (V) pour la cellule idéale s'exprime par :

$$J = J_{ph} - J_s \left(\exp \left(\frac{eV}{nKT} \right) - 1 \right) \quad (7)$$

n est le facteur de qualité, j_s est le courant de saturation de la jonction PN.

3 RESULTATS ET DISCUSSIONS

L'influence de la présence d'une couche de passivation arrière améliore l'intensité de la densité de courant, en fournissant un meilleur courant, qui augmente considérablement avec l'empilement SiOx/SiNx/SiOx ($r=90\%$, $S_p=200$ cm/s) [8], et SiO₂ seul (oxyde de silicium ($r=90\%$, $S_p=300$ cm/s)), par rapport à une couche d'aluminium diffusé ($r=50\%$, $S_p=1800$ cm/s) [8]. Ceci confirme les propriétés adéquates du nitrure de silicium SiNx pour son utilisation en tant que couche anti-reflet dans la cellule solaire.

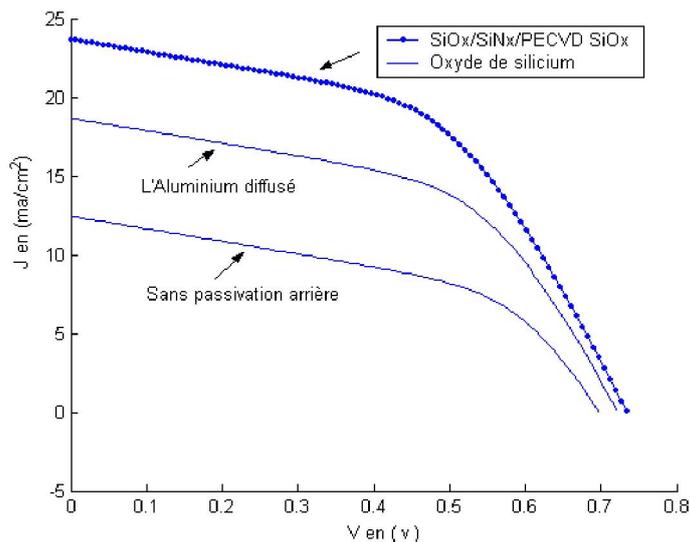


Fig. 1. L'influence de la couche de passivation arrière sur la caractéristique $I(V)$

Ce résultat prouve que la réflectivité interne devrait être aussi haute que possible, et ceci en corrélation avec de bonnes propriétés de passivation.

Nous étudions à présent la comparaison de la passivation frontale par une couche mince de SiO_2 (100 nm) et par une couche de nitrure de silicium obtenue avec différents débits gazeux. Pour notre simulation, nous prenons les valeurs de la vitesse de recombinaison en surface issues de la littérature qui sont de l'ordre de 10 cm/s pour le SiO_2 [9] et de 20 cm/s pour le Si_3N_4 [10], respectivement. Le rendement obtenu atteint 12.08% avec l'oxyde thermique comme couche de passivation frontale. La passivation par dépôt d'une couche de nitrure de silicium de (Si_3N_4) sur la couche avant de la cellule, permet de réduire le coefficient de réflexion de la structure ainsi que la vitesse de recombinaison en surface de la couche frontale, ce qui devrait améliorer le rendement. Connaissant l'influence du rapport des débits gazeux $[NH_3]/[SiH_4]$, sur l'indice de réfraction mesuré par ellipsométrie [3], par conséquent nous déduisons son effet sur l'indice de réflexion de la structure.

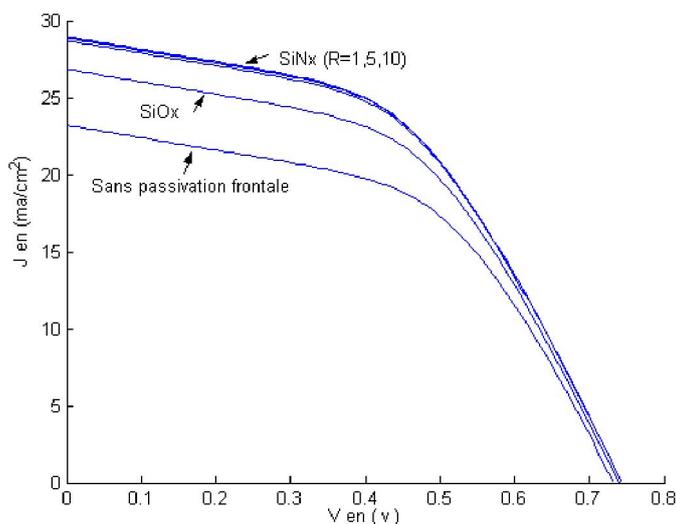


Fig. 2. Caractéristique $J-V$ en fonction du rapport des débits de gaz de la couche de passivation frontale nitrure de silicium

Pour un faible rapport des débits $R=1$, le rendement de conversion est estimé à 12.79%. Ce dernier croît avec l'augmentation du rapport des débits jusqu'à atteindre 12.88% pour une valeur de $R=10$. Nous avons constaté donc une très nette amélioration du rendement pour des rapports R élevés.

Dans notre étude, pour un fort dopage de l'émetteur (petite taille des grains, ce qui implique joint de grand dimension), les valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains varient de 10^4 à 10^7 cm/s [11]

L'évolution du rendement de conversion avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grains est remarquable où le rendement atteint une valeur minimale de 10.95% pour une vitesse de l'ordre de 10^7 cm/s. Cependant, la valeur optimale de la vitesse de recombinaison aux joints de grains (10^4 cm/s) donne un rendement optimum de 12.88%.

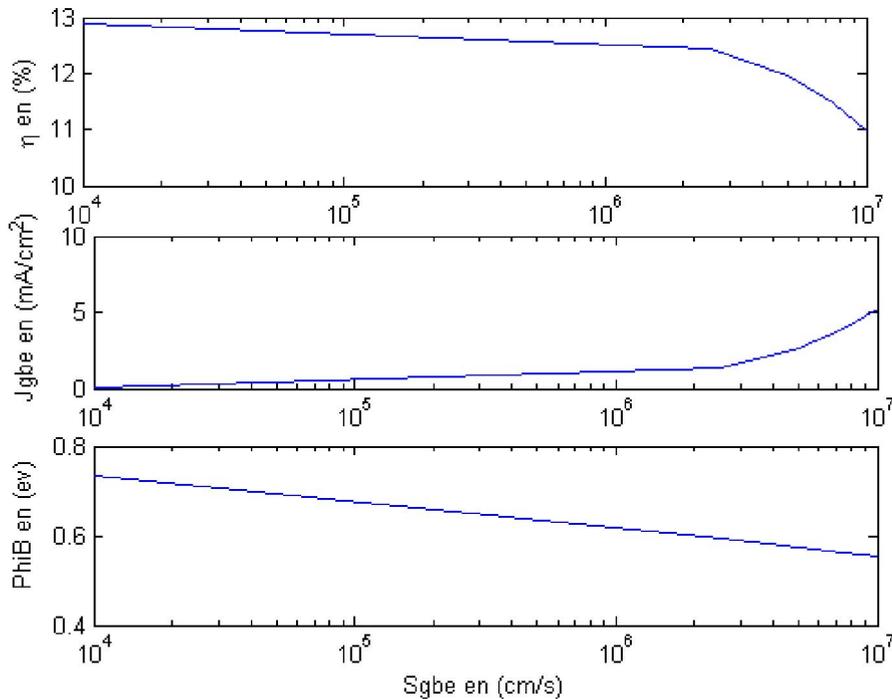


Fig. 3. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains de l'émetteur

La variation de la barrière du potentiel aux joints de grains est directement liée à la variation densité de courant aux joints de grains. Cette dernière diminue avec l'augmentation de la densité de courant aux joints de grains. Elle est de l'ordre de 0.7 eV pour une vitesse de 10^4 cm/s (faible densité de courant aux joints de grains) et elle diminue jusqu' à atteindre 0.5 eV pour 10^7 cm/s (grande densité de courant aux joints de grains).

Pour un faible dopage de la base (grande taille des grains, joint de faible épaisseur), les valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains varient de 10 à 10^4 cm/s [11].

La figure (4) montre clairement que la diminution de la vitesse de recombinaison aux joints de grains fait augmenter le rendement, ceci est expliqué par le faite que la densité de courant aux joints de grains diminue avec la diminution de la vitesse de recombinaison aux joints de grains, et par conséquent nous obtenons l'augmentation de la barrière de potentiel avec la diminution de la vitesse de recombinaison aux joints de grains.

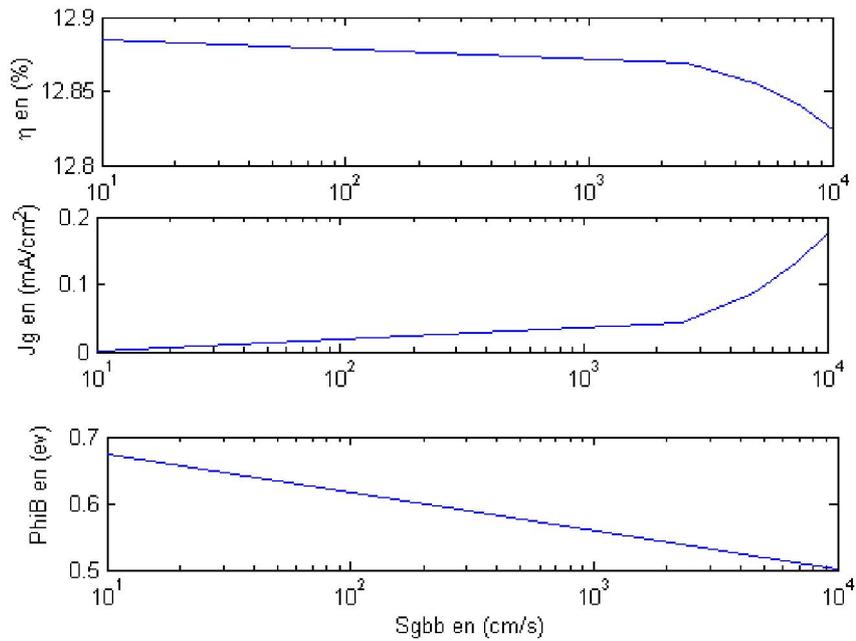


Fig. 4. Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains de la base

Enfin, d'après notre étude l'influence des joints de grains se manifeste dans la zone de l'émetteur seul. Le photo courant total diminue avec l'augmentation de la densité de courant aux joints de grains (Figure 5), sur cette figure nous avons constaté que la contribution du courant au joint de grain est de l'ordre de 2 à 6 mA/cm², alors que le photocourant total vari entre 26 et 31 mA/cm². Soit environ une contribution de 8% à 20% du courant total.

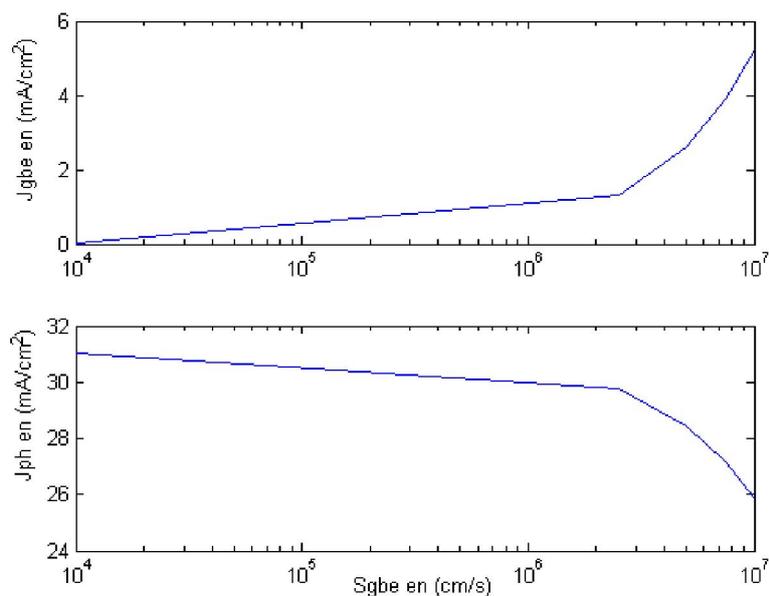


Fig. 5. Variation de la densité totale de courant en fonction de la densité de courant aux joints de grains

4 CONCLUSION

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude d'une cellule solaire à base de silicium polycristallin et à sa passivation arrière et frontale au moyen de différentes structures, notamment l'empilement multicouches oxyde mince/ SiN_x / SiO_x PECVD, et le nitrure de silicium Si_3N_4 . Nous avons constaté une amélioration du rendement avec une passivation arrière par une couche empilée oxyde mince / nitrure de silicium /oxyde de silicium PECVD, où le rendement atteint 10.77%. Pour la passivation frontale, le nitrure mince a prouvé son efficacité, dans le sens où il réduit considérablement le coefficient de réflexion de la structure. Le rapport des débits gazeux $[\text{NH}_3]/[\text{SiH}_4]$, durant le dépôt de ce nitrure, contrôle précisément le rendement de conversion. Ce dernier croît avec des rapports de gaz élevés. En effet, le rendement est estimé à 12.88 % pour $R=10$.

Les résultats de la simulation montrent que la vitesse de recombinaison optimale aux joints de grains de l'émetteur qui est de l'ordre de 10^4 cm/s donne un rendement optimum. Similairement, dans la région base, la diminution de la vitesse de recombinaison aux joints de grains fait augmenter le rendement, la vitesse de recombinaison optimale est avérée 10 cm/s.

REFERENCES

- [1] J. Y. W. Seto, "The electrical properties of polycrystalline silicon films," *J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 12, pp. 5247-5253, 1975.
- [2] J. G. E. Gardeniers and H. A. C. Tilmans, "LPCVD silicon-rich silicon nitride films for applications in micromechanics studies with statistical experimental design," *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 14 (5), Sep/Oct 1996.
- [3] K. Coates, S. Morrison, S. Narayanan, "Deposition of silicon nitride to improve the conversion efficiency of multicrystalline silicon solar cell," *Proceeding of 16th European Photovoltaic Solar Energy conference*, Glasgow, p. 1279, 2000.
- [4] B. Chatterjee, S. A. Ringel, and R. Hoffman, Jr. *25th IEEE, PVCS*, Washington, D.C.96, (1996)179.
- [5] N. Benloucif, "Potentialités de films de silicium polycristallin LPCVD destinés à l'étude d'une cellule solaire multicouches," *Thèse de doctorat, Université Mentourie Constantine*, 2011.
- [6] B. Ba, M. Kane, J. Sarr, "Modelling recombination current in polysilicon solar cell grain boundaries," *Solar Energy Material et solar cells*, pp. 143- 154, 2003.
- [7] Y. Laghla, "Elaboration et caractérisation de couches minces de silicium polycristallin déposées par LPCVD pour application photovoltaïque," *Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse*, N° 3038, 1998.
- [8] O. Schultz, M. Hofmann, S. W. Glunz, G. P. Wileke, "silicon oxide/silicon nitride stack system for 20% efficient silicon solar cells," *Freiburg, D-79110. 31st IEEE, PVSC Orlando*, Florida, 2005.
- [9] A. Ricaud, "Photopiles Solaires," *Presses polytechniques et universitaires romandes*, Lausanne, 1997.
- [10] K. Shirasawa, H. Takahashi, *Proc 23rd .IEEE. PVSC*. Loui Ville 256, 1993.
- [11] L. L. Kazmerski, *Solid-State Electron*.21 (1978)1545.