

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I.....	3
I-1.INTRODUCTION.....	4
I-2 CELLULE A JONCTION VERTICALE MULTIPLE.....	4
I-2-1 Cellules à jonction verticale connectées en série.....	4
I-2-2 Cellules à jonction verticale connectées en parallèle .....	4
I-2-3 Equation de continuité.....	5
I-3 GENERALITE SUR LES TAUX DE GENERATION.....	6
I-3-1 Pour un éclairement monochromatique.....	6
I-3-2 Pour un éclairement polychromatique.....	8
I-4 CONCLUSION.....	9
CHAPITRE II.....	10
II-1 INTRODUCTION.....	11
II-2 PRESENTATION DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE....	11
II-3 ETUDE DE LA DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES	
DANS LA BASE.....	13
II-3-1 Résolution de l'équation de continuité.....	13
II-3-2 Condition aux limites.....	14
II-3-3 Détermination des constantes $a_0$ et $a_1$ .....	15
II-3-4 Profil de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de l'épaisseur $x$ de la base.....	16
II-3-4-1 Effet de la profondeur de la base sur la densité des porteurs de charges.....	17
II-3-5 Etude de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la profondeur $z$ .....	18
II-4 ETUDE DE LA DENSITE DE PHOTOCOURANT.....	19
II-4-1 Expression de la densité de photocourant.....	19
II-4-2 Profil de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.....	20
II-4-3 Effet de la profondeur de la base sur la densité de photocourant.....	21
II-5 ETUDE DE LA PHOTOTENSION AUX BORNES DE LA PHOTOPILE.....	24
II-5-1 Profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.....	24

## Table des matières

II-5-2 Effet de la profondeur sur la phototension.....	26
II-6 CARACTERISTIQUES I-V DE LA PHOTOPILE.....	29
II-6-1 Effet de la profondeur sur la caractéristique I-V.....	30
II-7 CONCLUSION.....	32
III- CONCLUSION GENERALE.....	33
BIBLIOGRAPHIE.....	34
ANNEXE MATHEMATIQUES.....	36

## ***NOMENCLATURE***

<b>Symbole</b>	<b>Signification</b>
• $n(x)$ .....	La densité des porteurs minoritaires dans la base de type P (atomes.cm <sup>-3</sup> )
• $D_n$ .....	Le coefficient de diffusion de porteurs minoritaires (cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )
• $\tau_n$ .....	La durée de vie des porteurs minoritaires dans la base (s)
• $L_n$ .....	La longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base (cm)
• $S_f$ .....	La vitesse de recombinaison à la jonction (cm/s)
• $\lambda$ .....	La longueur d'onde (μm)
• $\lambda_g$ .....	La longueur d'onde coupure (μm)
• $\lambda_0$ .....	La longueur d'onde minimale (μm)
• $\alpha_\lambda$ .....	Le coefficient d'absorption (cm <sup>-1</sup> )
• $F_{0\lambda}$ .....	Le flux incident de la lumière émise (W)
• $z$ .....	La profondeur de la base (μm)
• $x$ .....	L'épaisseur de la base (μm)
• $q$ .....	La charge élémentaire (c)
• $n_0$ .....	La concentration intrinsèque du matériau (cm <sup>-3</sup> )
• $N_b$ .....	Le taux de dopage des impuretés donneur dans la base (cm <sup>-3</sup> )
• $G_n(z)$ .....	Le taux de génération (cm <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ) des porteurs minoritaires dans la base
• $r_\lambda$ .....	Le coefficient de réflexion
• $J_n$ .....	La densité de photocourant (A.cm <sup>-2</sup> )
• $V_{ph}$ .....	La phototension (Volt)
• $V_T$ .....	La tension thermique (Volt)
• $k$ .....	La constante de Boltzmann (J.K <sup>-1</sup> )
• $J_{CC}$ .....	Le densité de photocourant de court-circuit (A.cm <sup>-2</sup> )
• $V_{CO}$ .....	La tension de circuit ouvert (Volt)

## **LISTE DES TABLES ET FIGURES**

Figure 1.....	4
Figure 2.....	5
Figure 3.....	12
Figure 4.....	16
Figure 5.....	16
Figure 6.....	17
Figure 7.....	17
Figure 8.....	18
Figure 9.....	18
Figure 10.....	19
Figure 11.....	19
Figure 12.....	20
Figure 13.....	21
Figure 14.....	22
Figure 15.....	22
Figure 16.....	23
Figure 17.....	23
Figure 18.....	25
Figure 19.....	26
Figure 20.....	27
Figure 21.....	27
Figure 22.....	28
Figure 23.....	28
Figure 24.....	29
Figure 25.....	30
Figure 26.....	31
Figure 27.....	31
Tableau 1.....	9

## INTRODUCTION GENERALE

En raison du développement de l'industrie, du transport et des moyens de télécommunications; une forte croissance de la consommation mondiale en électricité a été observée durant ces dernières décennies. Cependant une grande partie de cette électricité produite, est obtenue par combustion à partir de sources d'origine fossile (pétrole, charbon, carbone) dont le délai d'épuisement est estimé à quelques années. C'est ainsi que des recherches scientifiques se sont orientés vers d'autres sources d'énergie alternative dites renouvelables et notamment vers la plus ancienne le rayonnement solaire.

En effet le soleil est une source inépuisable, non polluante, la plus prometteuse et la plus puissante parmi les autres sources d'énergies renouvelables; il déverse chaque jour l'équivalent de 100 000 milliards de T.E.P (tonne équivalent pétrole) autant de facteur qui font de l'énergie solaire une solution alternative voir adéquate face aux problèmes engendrés par la production d'énergie fossile et nucléaire.

L'obtention de cette électricité d'origine solaire repose sur la technologie des semi-conducteurs qui consiste à utiliser les photons pour libérer des électrons et créer une différence de potentiel entre les bornes de la cellule, qui génère un courant électrique continu : c'est l'effet photovoltaïque découvert en 1839 par le physicien français E. Becquerel.

Les dispositifs physiques responsables de cette conversion porte le nom de photopiles ou cellules solaires qui sont en réalité des diodes semi-conductrices à grande surface dont la jonction p-n est située juste sous la surface. Les plus répandues sont constituées de semi-conducteurs principalement à base de silicium (Si) et plus rarement d'autres semi-conducteurs tels que le sulfure de cadmium (CdS), le tellure de cadmium (CdTe) [I-1]

Ainsi il existe plusieurs types de cellules selon la structure du silicium :

**-Les cellules au silicium "monocristallin"** : composées de fines tranches de cristal de silicium. Leur rendement est supérieur à 15% mais leur pouvoir d'absorption de la lumière est assez faible.

**-Les cellules au silicium "polycristallin" :** composées de fines tranches de plusieurs cristaux de silicium. Etant moins homogènes, leur rendement énergétique est moins bon (environ 13%) mais leur pouvoir d'absorption est supérieur.

**-Les cellules au silicium "amorphe" :** le silicium n'est pas du tout cristallisé donc le rendement est très faible (7%) mais l'ensoleillement nécessaire pour les faire fonctionner l'est également. [I-2]

Deux problèmes se posent principalement pour cette nouvelle forme d'énergie : le rendement de ces photopiles et le coût des modules solaires (les panneaux). L'amélioration du rendement de la cellule solaire passe nécessairement par la maîtrise de certaines techniques de caractérisation du dispositif photovoltaïque telles que :

- Technique en régime statique [I-3][I-4]
- Technique en régime dynamique :
  - ✓ dynamique transitoire [I-5][I-6]
  - ✓ dynamique fréquentielle [I-7][I-8]

Notre travail portera sur une étude des paramètres phénoménologiques d'une photopile au silicium à jonction verticale parallèle sous éclairage monochromatique en régime statique. Nous présenterons d'abord une étude bibliographique sur les jonctions verticales multiples et les différentes formulations du taux de génération. Ensuite la seconde partie, sera consacrée à une étude théorique de cette cellule.

Enfin nous présenterons à la suite cette seconde partie une conclusion générale puis dégagerons quelques perspectives pour la suite de ce travail.

# **CHAPITRE I :**

## **ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

## **I-1- INTRODUCTION :**

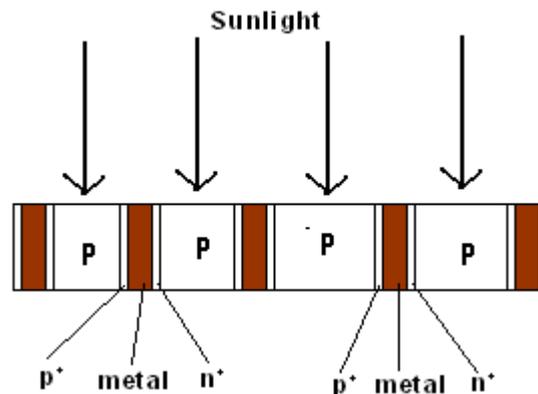
La photopile est un élément essentiel de la chaîne de conversion photovoltaïque et toute amélioration de ses performances est un gain pour la production d'énergie. C'est dans le but d'améliorer leur rendement que nouvelles générations de cellules solaires appelées photopiles à jonction verticale voient le jour.

Dans ce chapitre, en nous basant sur des articles nous procéderons à étude bibliographique sur les techniques de caractérisation et modélisation sur des photopiles à jonction verticale multiples et enfin nous présenterons les différentes formulations du taux de génération pour les divers régimes de fonctionnement de la cellule solaire.

## **I-2 CELLULE A JONCTION VERTICALE MULTIPLE :**

### *I-2-1 Cellules à jonction verticale connectées en série*

Les cellules à jonction verticale [I-9] 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 1, où les cellules sont connectées en série :



**Figure 1 : jonction verticale connectées en série**

Cette structure présente un avantage lié à la présence de grille 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-10].

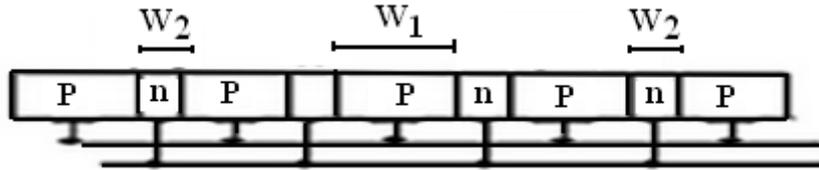
### *I-2-2 Cellules à jonction verticale connectées en parallèle*

Ces structures figure 2 présentent comme avantages le fait qu'on peut doper fortement leurs émetteurs et leurs base afin de pouvoir augmenter leur rendement et sans entrainer une certaine réduction des porteurs nouvellement générée [I-11].

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 [I-11].
- ✓ 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



**Figure 2** : jonction verticale connectées en parallèle

*1-2-3 Equation de continuité :*

L'équation de continuité à une dimension pour les porteurs minoritaires dans la base, en régime statique s'écrit :

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} + G_n - \frac{n(x)}{\tau_n} = 0 \quad (1.1)$$

$G_p$  étant respectivement le taux de génération des porteurs qui s'écrit dans notre étude sous la forme d'une sommation sur  $\lambda$ , L'équation (1) devient en remplaçant  $G_p$  par sa valeur

$$G_n(z) = \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} F_{0\lambda} (1 - r_\lambda) \alpha_\lambda e^{-\alpha_\lambda z} \quad (1.2)$$

Il vient alors :

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \frac{n(x)}{L_n^2} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} \frac{F_{0\lambda} (1 - r_\lambda) \alpha_\lambda e^{-\alpha_\lambda z}}{D_n} \quad (1.3)$$

Avec  $\lambda_g$  la longueur d'onde de coupure du s emi-conducteur estimée à  $1,12\mu\text{m}$  et  $\lambda_0$  la longueur d'onde minimale de la source lumineuse est égale à  $0,3\mu\text{m}$ ,  $F_{0\lambda}$ ,  $r_\lambda$ , et  $\alpha_\lambda$  sont respectivement le flux lumineux, le coefficient de réflexion, le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda$ .

Ainsi pour :

$$N_{0\lambda} = \frac{(1 - r_\lambda) F_{0\lambda}}{\delta D_n L_\lambda}, \quad \beta_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\delta} \cdot L_\lambda} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{1}{2 D_n \tau_n} \quad (1.4)$$

Nous pouvons réécrire notre équation de continuité sous la forme :

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x)}{L_n^2} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_{\lambda} z} \quad (1.5)$$

Où  $L_n$  est la longueur de diffusion des porteurs.

Et la densité des porteurs minoritaires s'écrira sous la forme d'une série entière :

$$n(x) = \sum_0^{+\infty} a_n x^n = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots \quad (1.6)$$

### **I-3 GENERALITE SUR LES TAUX DE GENERATION :**

Lorsque la photopile est éclairée par une radiation convenable ( $h\nu > E_g$ ), il y a photocréation de paires électron-trou sous une vitesse diminuant de façon exponentielle en profondeur de la base ; cette vitesse de génération est mesurée par le taux de génération G.

Ce taux tient compte aussi de la composition du spectre solaire [I-12].

Son expression dépend de la nature de lumière avec laquelle l'éclairement se fait.

#### **I-3-1 Pour un éclairement monochromatique constant :**

✓ En régime statique :

Lorsque la cellule solaire est illuminée par un faisceau monochromatique, le taux de génération est donnée par :

$$G(z, \lambda) = \alpha_{\lambda} * (1 - R_{\lambda}) * I_{\lambda} * e^{-\alpha_{\lambda} * z} + G_0(z) \quad (1.7)$$

Où  $\alpha_{\lambda}$ ,  $R_{\lambda}$  et  $I_{\lambda}$  sont respectivement le coefficient d'absorption, le coefficient de réflexion, et de photon incident à la longueur d'onde  $\lambda$ , et  $G_0(z)$  est le taux de génération homogène due à la polarisation de la lumière.

Pour un éclairement en face avant son expression demeure la même (1.7) et pour la face arrière :

$$G(z, \lambda) = \alpha_{\lambda} * (1 - R_{\lambda}) * I_{\lambda} * e^{-\alpha_{\lambda}(H-z)} + G_0(z) \quad (1.8)$$

Pour un éclairement simultané son expression sera donnée par la somme des contributions en face avant et arrière.

Ce taux de génération peut aussi s'exprimer sous la forme d'une sommation sur toutes longueurs d'onde :

$$G(z) = \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} F_{0\lambda} (1 - r_{\lambda}) \alpha_{\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} z} \quad (1.2)$$

Où  $\lambda_g$  la longueur d'onde de coupure du semi-conducteur estimée à  $1,12\mu\text{m}$  et  $\lambda_0$  la longueur d'onde minimale de la source lumineuse est égale à  $0,3\mu\text{m}$ ,  $F_{0\lambda}$ ,  $r_\lambda$ , et  $\alpha_\lambda$  sont respectivement le flux lumineux, le coefficient de réflexion, le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda$ .

Le taux de génération peut aussi être fonction de l'énergie d'un photon ( $E = \hbar \cdot \omega$ )

$$G(x, \hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) \frac{\hbar \cdot \omega^2}{4\pi^2 \hbar^3 C^2} \exp\left(-\frac{\hbar \cdot \omega}{kT}\right) \left(\frac{n_e(x)N_B}{n_0^2}\right) \quad (1.9)$$

Où  $\alpha(\hbar\omega)$  est coefficient d'absorption,  $\hbar$  étant la constante réduite de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $C$  la célérité de la lumière dans le vide,  $n_0^2$  la concentration intrinsèque du matériau,  $N_B$  le taux de dopage des impuretés donneur dans la base et  $n_e(x)$  la densité des porteurs minoritaires dans la base [I-13].

✓ En régime dynamique transitoire :

Pour l'intervalle de temps  $t < t_1$ , la photopile est soumise uniquement à une source lumineuse blanche. Dès l'instant que  $t = t_1$ , elle est excitée en plus de la lumière blanche, par un faisceau monochromatique pulsé que l'on coupera à un instant ultérieur  $t = t_2$ .

L'expression du taux de génération demeure ainsi le même que ceux obtenus en régime statique.

Durant la période  $t_1 < t < t_2$  la photopile excitée par deux éclairagements et évolue vers un autre état stationnaire pour  $t$  tendant vers  $t_2$ . Avant la coupure du faisceau pulsé, le taux de génération globe tient compte des vitesses de génération  $G(x)$  et  $g(x)$  dues respectivement à l'éclaircement constant et au faisceau pulsé [I-14].

✓ En régime dynamique fréquentiel

Pour ce régime le taux de génération dépend du temps et aussi de la profondeur illuminée. Et sa forme est donnée en générale :

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

Où  $e^{-i \cdot \omega \cdot t}$  représente la partie temporelle.

Pour un régime fréquentiel résultant d'une excitation optique d'un échantillon de matériau semi-conducteur. Le taux de génération optique est sous la forme suivante [I-15]:

$$G(x, t) = \alpha(\lambda) * N_0(\lambda) * H(t) * \exp[-\alpha(\lambda) * (x + d)] \quad (1.10)$$

Et les termes de cette expression sont définis comme suit :

\*  $\alpha(\lambda)$  = coefficient d'absorption optique du matériau sous excitation lumineuse,

\*  $H(t)$  = fonction qui met en évidence la dépendance temporelle de la radiation incidente. Elle est donnée par la formule suivante :

$$H(t) = \frac{1}{2} \cdot (1 + \exp(i \cdot \omega \cdot t)) \quad (1.11)$$

\*  $N_0$  = flux de photons surfaciques  $F_0(\lambda)$  corrigé du coefficient de réflexion  $R(\lambda)$ . Et ce flux est de la forme :

$$N_0(\lambda) = F_0(\lambda) [1 - R(\lambda)] \quad (1.12)$$

\*  $d$  = profondeur de la jonction

*I-3-2 Pour un éclairage polychromatique constant :*

Sous éclairage polychromatique et en régime statique le taux de génération peut s'écrire sous la forme :

Pour un éclairage sur la face avant :

$$G(z) = \sum_{i=1}^3 n a_i \exp(-b_i z) \quad (1.13)$$

Pour un éclairage par sur la arrière :

$$G(z) = \sum_{i=1}^3 n a_i \exp[-b_i (H - z)] \quad (1.14)$$

Pour un éclairage simultané :

$$G(z) = \sum_{i=1}^3 n a_i \{ \exp(-b_i z) + \exp[-b_i (H - z)] \} \quad (1.15)$$

Où  $n$  est appelé le nombre de soleil, permet de relier la puissance incidente réelle à une puissance de référence pour un spectre solaire donné, les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont les valeurs tabulées du rayonnement solaire sous  $AM = 1,5$  [I.16].

Leurs valeurs sont données dans le tableau suivant :

Tableau 1

$i$	$a_i$	$b_i$
1	$6,13 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$6630 \text{ cm}^{-1}$
2	$0,54 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$10^3 \text{ cm}^{-1}$
3	$0,0991 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$130 \text{ cm}^{-1}$

Pour un fonctionnement en régime dynamique fréquentiel, il suffit juste d'ajouter à l'expression de ce taux de génération la dépendance temporelle.

#### **I-4 CONCLUSION**

Dans cette étude bibliographique nous avons en somme exposé les différents types de cellules à jonction verticale multiple existante, les méthodes de caractérisation et modélisation des photopiles à jonction vertical. Ensuite nous avons présenté une généralité sur les taux de génération existant pour les différents régimes de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.

Dans la suite de ce travail nous ferons une étude théorique à une dimension, en régime statique d'une photopile à jonction verticale-parallèle. Ceci nous permettra d'étudier l'effet de la profondeur et de l'épaisseur de la base.

## **CHAPITRE II**

# **ETUDE EN REGIME STATIQUE D'UNE PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE PARALLELE**

## **II-1 INTRODUCTION**

Dans ce chapitre nous serons amenés à faire une étude complète sur une photopile à jonction verticale parallèle au silicium en régime statique.

Dans notre cas, la densité de porteurs de charges minoritaires s'exprime sous la forme d'une série entière.

Ainsi nous analyserons la contribution des porteurs minoritaires dans la base de la photopile dans un repère à une dimension.

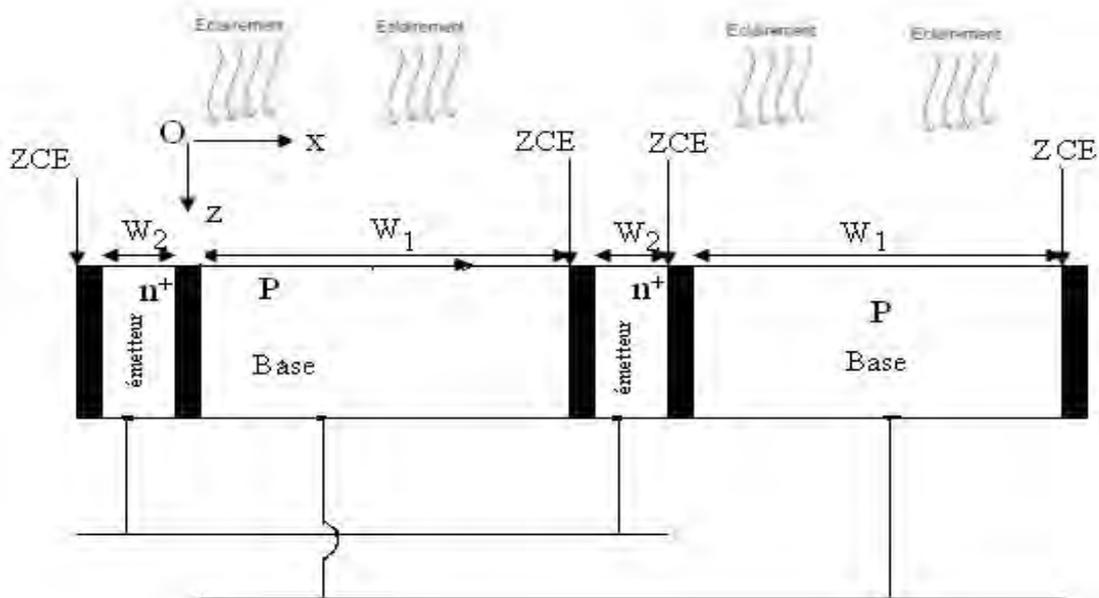
## **II-2 PRESENTATION DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE**

On se focalisera sur une photopile pour laquelle la base est de type (p) ; cette dernière est la région générant la plus grande partie du photocourant. C'est ainsi que les électrons constituent dans cette base les porteurs de charges minoritaires en excès.

La photopile à jonction verticale (figure 3) sur laquelle portera notre étude est quant à elle conçue de telle sorte que les faces d'éclairement soient perpendiculaires à la disposition habituelle. Donc les rayons incidents d'éclairement verticaux seront parallèles au plan de la jonction.

A l'image de la photopile bifaciale, elle est constituée de:

- une zone frontale dopée en atome donneurs (**n**) avec un fort taux de dopage ( $10^{17}$  à  $10^{19}$  atomes.cm<sup>-3</sup>) et dont l'épaisseur est très faible (moins de 1μm), qui est appelée émetteur où les porteurs minoritaires sont les trous.
- une seconde zone de type p, peu dopée en atomes accepteurs ( $10^{15}$  à  $10^{17}$  atomes.cm<sup>-3</sup>), mais dont l'épaisseur est beaucoup plus significative (jusqu'à 400μm) dictée par le coefficient d'absorption du silicium, c'est la base (**P**) où les porteurs minoritaires ici sont les électrons.
- une zone qui sépare l'émetteur de la base, appelée zone de charge d'espace (ZCE) où réside un champ électrique intense qui sépare les paires électron-trous qui arrivent à la jonction. **[II-1] et [II-2]**.



**Figure 3:** configuration d'une photopile à jonction verticale parallèle

**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 cellule solaire. Chaque photon absorbé donne naissance à une paire d'électron-trou, ces porteurs de charges sont séparés par un champ électrique permanent et indestructible. [II-1]

**HYPOTHESE :**

Nous ferons les hypothèses suivantes :

- La contribution de l'émetteur est négligée [II-3]
- L'éclairement est fait avec une lumière monochromatique, et sera considéré comme uniforme sur le plan  $z = 0$  de la photopile.
- Notre étude sera faite à une dimension (modèle mathématique).
- Le milieu de la base sera prise comme origine ( $x = 0$ ).
- La base est éclairée parallèlement à la jonction par cette lumière monochromatique, qui engendrera une photocréation de porteurs minoritaires de charges. [II-4]

**II-3 ETUDE DE LA DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES DANS  
LA BASE :**

*II-3-1 Résolution de l'équation de continuité :*

Cette équation est donnée par l'expression suivante, obtenue lors de l'étude bibliographique.

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x)}{L_n^2} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (2.1)$$

Avec :

$n(x)$ : La densité des porteurs de charges minoritaires dans la base

$L_n$ : La longueur de diffusion des porteurs et  $L_n^2 = D_n \tau_n$

$D_n$  : Le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires

$\tau_n$  : La durée de vie des porteurs minoritaires

Et :

$$N_{0\lambda} = \frac{(1 - r_\lambda) F_{0\lambda}}{\delta D_n L_\lambda}$$

$F_{0\lambda}$ ,  $r_\lambda$ , et  $\alpha_\lambda$  étant respectivement le flux incident de la lumière émise, le coefficient de réflexion, et le coefficient d'absorption.

La densité des porteurs s'exprimera sous la forme d'une série entière à cause de la forme du taux de génération  $G_n$  donnée par la relation (1.2) :

$$n = \sum_0^{+\infty} a_n x^n = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots \dots \dots a_p x^p + \dots \dots \quad (2.2)$$

En mettant l'expression (2.2) dans l'équation de continuité on obtient

Sachant que :

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = \sum_2^{+\infty} n(n-1) a_n x^{n-2} = \sum_0^{+\infty} (n+1)(n+2) a_{n+2} x^n \quad (2.3)$$

$$\sum_0^{+\infty} x^n \left\{ (n+1)(n+2) a_{n+2} - \frac{1}{L_n^2} a_n \right\} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (2.4)$$

Les rangs  $n = 2$  et  $n = 3$  nous montrent que tous les termes paires dépendent de  $a_0$  et les impaires de  $a_1$ .

$$a_2 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{2!} a_0 - \frac{1}{2!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (2.5)$$

$$a_3 = \frac{1}{3!} \frac{1}{L_n^2} a_1 - \frac{1}{3!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (2.6)$$

Ainsi pour les rangs  $n = 4$  et  $n = 5$  on aura :

$$a_4 = \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^4} a_0 - \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^2} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} - \frac{2!}{4!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (2.7)$$

Et

$$a_5 = \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^4} a_1 - \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^2} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} - \frac{3!}{5!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (2.8)$$

En généralisant on obtient que :

$$\begin{aligned} n(x) = a_0 & \left[ 1 + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^2}{2!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^4}{4!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^6}{6!} + \dots + \frac{1}{L_n^{2p}} \frac{x^{2p}}{(2p)!} + \dots \right] \\ & - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \left\{ \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 2! \right) + \frac{x^6}{6!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{4!}{L_n^2} + 2! \right) + \dots \right. \\ & \left. + \frac{x^{2p}}{(2p)!} \left( \frac{1}{L_n^{2p-2}} + \frac{(2p-2)!}{L_n^{2p-4}} + \dots \right) \right\} \\ & + a_1 \left[ x + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^3}{3!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^5}{5!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^7}{7!} + \dots + \frac{1}{L_n^{2p}} \frac{x^{2p+1}}{(2p+1)!} + \dots \right] \\ & - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \left\{ \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 3! \right) + \frac{x^7}{7!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{5!}{L_n^2} + 3! \right) + \dots \right. \\ & \left. + \frac{x^{2p+1}}{(2p+1)!} \left( \frac{1}{L_n^{2p-2}} + \frac{(2p-1)!}{L_n^{2p-4}} + \dots \right) \right\} \quad (2.9) \end{aligned}$$

### II-3-2 Condition aux limites :

Les porteurs de charges minoritaires en excès sont soumis à des phénomènes de recombinaison aux interfaces de la photopile qui nous permettent d'établir les conditions aux limites spécifiques à notre cellule solaire. [II-5, II-6, II-7] :

a) A la jonction

$$\left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{S_f}{D_n} n(x)|_{x=0} \quad (2.10)$$

b) Au milieu de la base

$$\left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=\frac{w_1}{2}} = 0 \quad (2.11)$$

Venant du fait, qu'au milieu de la base la densité des porteurs minoritaires est maximale.

### II-3-3 Détermination des constantes $a_0$ et $a_1$ :

La condition (2.11) implique que

$$a_1 = \frac{S_f}{D_n} a_0 \quad (2.12)$$

L'utilisation de la condition (10) nous donne ainsi :

$$a_0 = \frac{\left[ \left( \frac{w_1}{2} \right) + \frac{1}{3!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^3 \left( \frac{1}{L_n^2} + 2! \right) + \frac{1}{5!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^5 \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{4!}{L_n^2} + 2! \right) + \dots \right] + \left[ \frac{1}{2!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^2 + \frac{1}{4!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^4 \left( \frac{1}{L_n^2} + 3! \right) + \frac{1}{6!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^6 \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{5!}{L_n^2} + 3! \right) + \dots \right]}{\left[ \frac{1}{L_n^2} \left( \frac{w_1}{2} \right) + \frac{1}{3!} \frac{1}{L_n^4} \left( \frac{w_1}{2} \right)^3 + \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^6} \left( \frac{w_1}{2} \right)^5 + \dots \right] + \frac{S_f}{D_n} \left[ 1 + \frac{1}{2!} \frac{1}{L_n^2} \left( \frac{w_1}{2} \right)^2 + \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^4} \left( \frac{w_1}{2} \right)^4 + \dots \right]} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_{\lambda} z} \quad (2.13)$$

Ainsi la densité des porteurs minoritaires dans la base de la photopile sera donnée par :

$$n(x) = a_0 \left[ 1 + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^2}{2!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^4}{4!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^6}{6!} + \dots \right] - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_{\lambda} z} \left\{ \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 2! \right) + \frac{x^6}{6!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{4!}{L_n^2} + 2! \right) + \dots \right\} - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_{\lambda} z} \left\{ \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 3! \right) + \frac{x^7}{7!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{5!}{L_n^2} + 3! \right) + \dots \right\} + a_1 \left[ x + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^3}{3!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^5}{5!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^7}{7!} + \dots \right] \quad (2.14)$$

Il est noter que  $a_0$  et  $a_1$  dépendent toutes deux de la vitesse de recombinaison à la jonction et aussi de l'épaisseur de la base.

II-3-4 Profil de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de l'épaisseur  $x$  de la base :

- En se limitant à l'ordre 10 puis à l'ordre 20, nous obtenons les profils suivants, pour de la densité des porteurs minoritaires dans la base (figure 4 et 5).

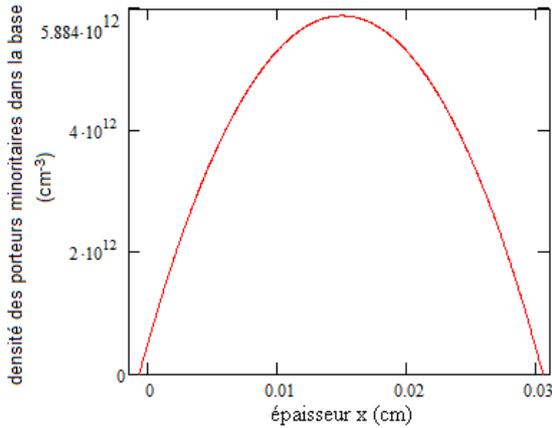


Figure 4 : profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base

ORDRE 10

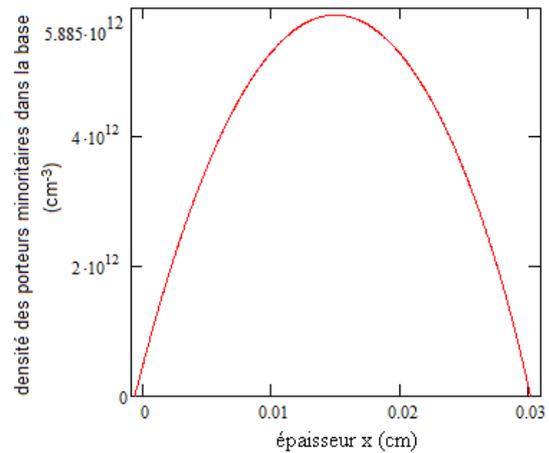


Figure 5 : profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base

ORDRE 20

**Figure 4 et 5 : variation de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de l'épaisseur  $x$  de la base**

$$S_f = 4 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}; L_n = 0,01 \text{ cm}$$

Nous constatons que la densité des porteurs minoritaires augmente jusqu'à atteindre un certain maximum correspondant à une profondeur  $x_0$  dans la base, puis au-delà de cette valeur, elle décroît.

Dans la zone  $x < x_0$

Le gradient de cette densité est positif, et cela correspond à un passage d'un flux d'électrons causant un photocourant à la jonction émetteur-base.

Pour  $x = x_0$

La densité des porteurs de charges dans la base est maximale et son gradient est nul donc il y a un stockage des porteurs de charges qui va entraîner une variation de la zone de charges d'espace.

Dans la région  $x > x_0$

Dans cette zone la densité des porteurs minoritaires dans la base diminue ce qui lui confère un gradient négatif.

Nous notons une légère augmentation de la densité des porteurs minoritaires lors du passage du dixième au vingtième terme de la série.

II-3-4-1 Effet de la profondeur de la base sur la densité des porteurs de charges :

Pour différentes valeurs de la profondeur  $z$ , nous obtenons les profils suivants 6, 7, 8 et 9:

En se limitant au dixième terme de la série, on aura

Pour une base d'épaisseur 0,025 cm.

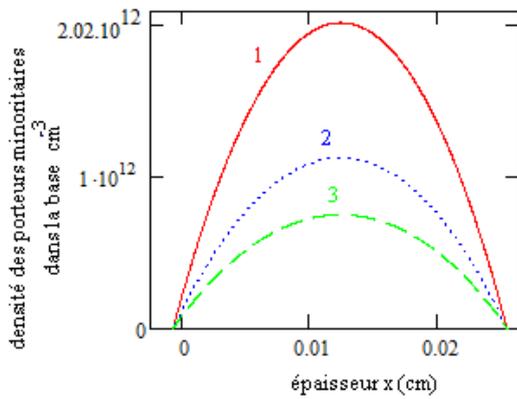


figure 8 : effet de la profondeur sur la densité minoritaires en s'arrêtant au 10ième terme

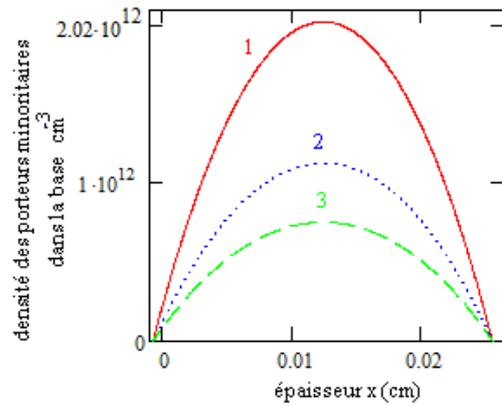


figure 9 : effet de la profondeur sur la densité minoritaires en s'arrêtant au 20ième terme

1--- $z = 0,02$  cm  
2--- $z = 0,04$  cm  
3--- $z = 0,06$  cm

Figure 6 et 7 : effet de la profondeur sur la densité des porteurs de charges

$$S_f = 4.10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \quad D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad L_n = 0,01 \text{ cm}$$

Pour une base d'épaisseur 0,035 cm

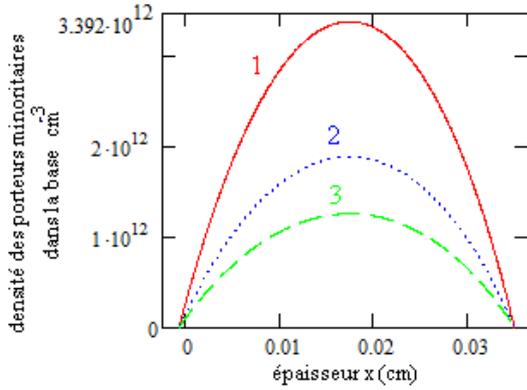


figure 8: effet de la profondeur sur la densité minoritaires en s'arrêtant au 10ième terme

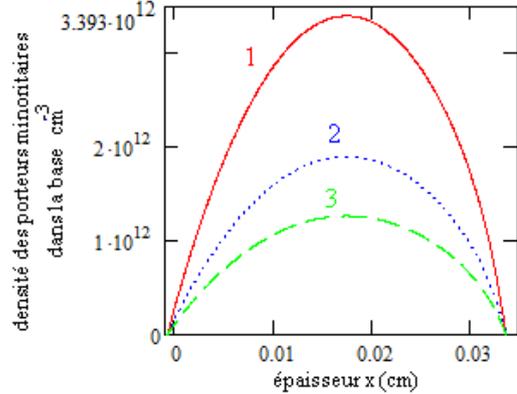


figure 9: effet de la profondeur sur la densité minoritaires en s'arrêtant au 20ième terme

1---z = 0,02 cm  
2---z = 0,04 cm  
3---z = 0,06 cm

**Figure 8 et 9 : effet de la profondeur sur la densité des porteurs de charges**

$$S_f = 4 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}; L_n = 0,01 \text{ cm}$$

Pour ces différents profils obtenus nous notons d'une part une diminution de la densité des porteurs minoritaires lorsque la profondeur de la base augmente, et d'autre part une faible augmentation de cette densité quand la l'épaisseur de cette région devient plus significatif.

### II-3-5 Etude de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la profondeur

z :

La densité des porteurs de charges dépend de plusieurs paramètres dont la profondeur. Les figures (10) et (11) suivantes, nous avons tracé les profils de cette densité en fonction de la profondeur de la base pour différents ordre de développement.

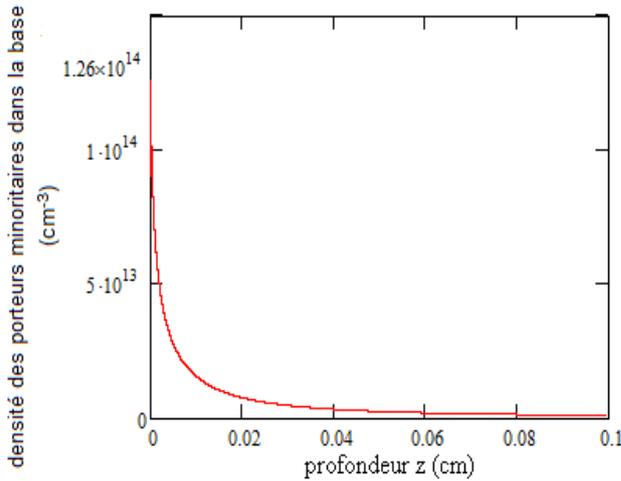


Figure 10: profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base

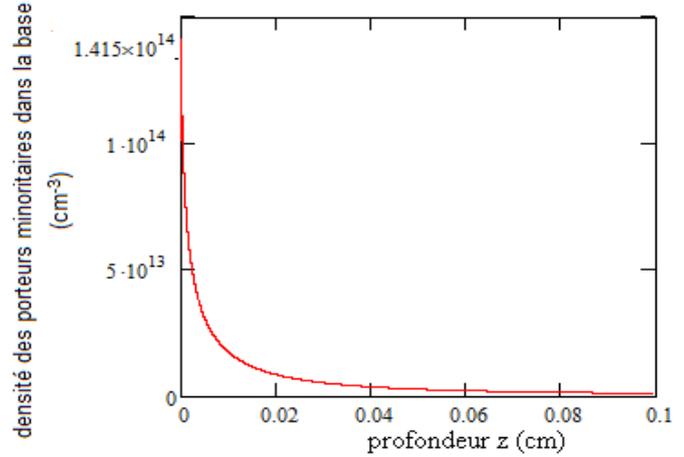


Figure 11: profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base

ORDRE 10

ORDRE 20

Figure 10 et 11 : variation de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la profondeur z de la base

$$S_f = 4 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}; L_n = 0,01 \text{ cm}$$

Nous remarquons une certaine diminution de la densité des porteurs en fonction de la profondeur z. Ce phénomène s'explique à partir de l'expression du taux de génération, qui décroît exponentiellement avec cette l'altitude z pour un type d'éclairement donné.

Cette diminution de la densité se traduit aussi par une multiplication des centres de recombinaisons.

**II-4 ETUDE DE LA DENSITE DE PHOTOCOURANT :**

*II-4-1 Expression de la densité de photocourant :*

La densité de photocourant d'une photopile est déterminée à partir de l'expression de la densité des porteurs minoritaires suivant la relation:

$$j_n(S_f, z) = qD_n \left. \frac{\partial n(x, S_f, z)}{\partial x} \right|_{x=0} \tag{2.15}$$

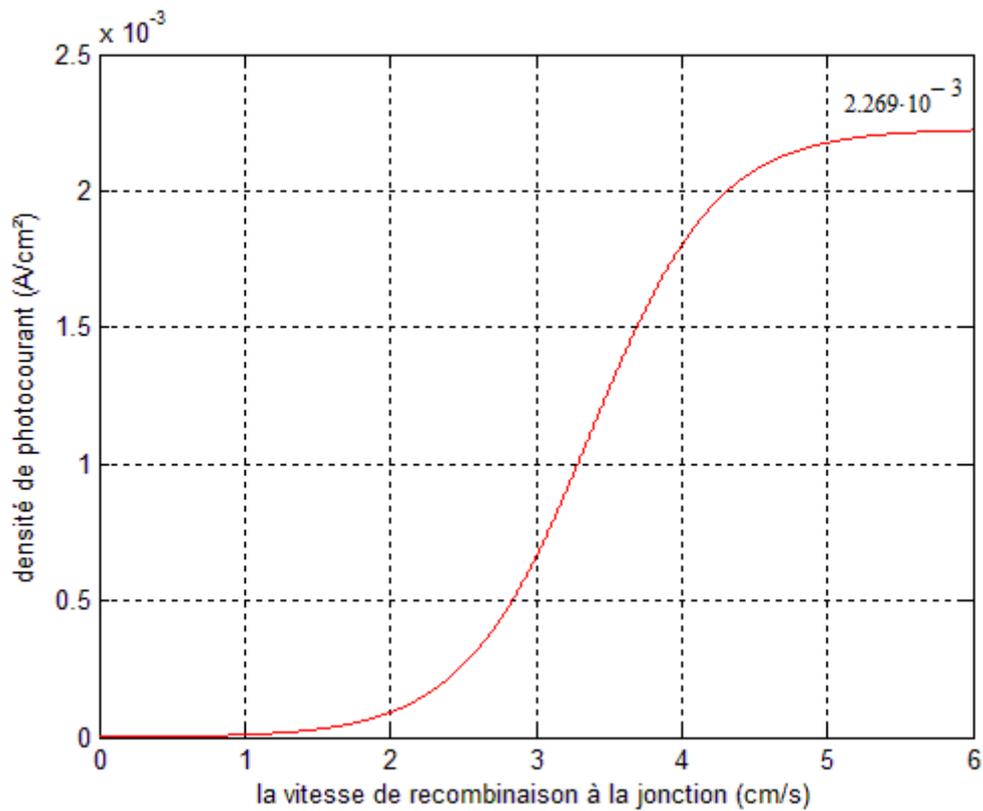
Où q désigne la charge de l'électron, D<sub>n</sub> le coefficient de diffusion des électrons dans la base.

Ainsi, l'expression de la densité de photocourant globale s'écrira :

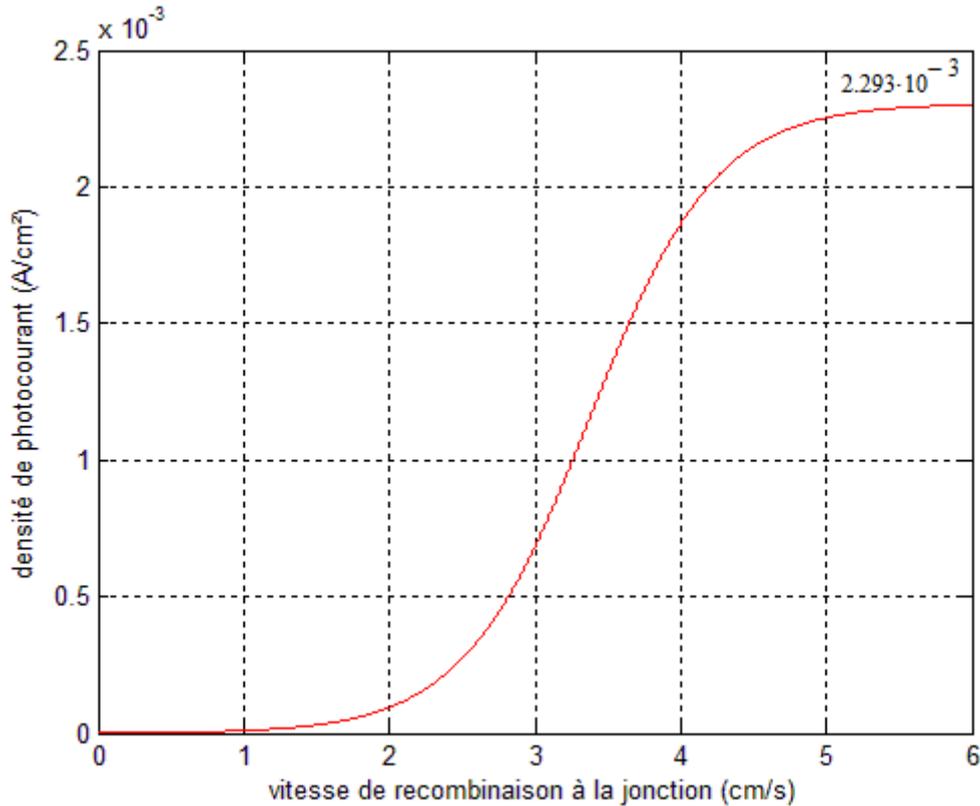
$$j_n(S_f, z) = qD_n a_1 \tag{2.16}$$

*II-4-2 Profil de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction :*

En se limitant à l'ordre 10 puis au vingtième terme, nous obtenons les profils suivants pour la densité de photocourant figure 12 et 13.



**Figure 12** : Profil de la densité de photocourant dans la base en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction  
 $z = 0,02cm$   $D_n = 26cm^2 \cdot s^{-1}$   $L_n = 0,01 cm$   $w_1 = 0,03 cm$



**Figure 13** : Profil de la densité de photocourant dans la base en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction

$$z = 0,02\text{cm} \quad D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad L_n = 0,01\text{cm} \quad w_1 = 0,03\text{cm}$$

Il est noter que pour les grandes valeurs de  $S_f$  c'est à dire lorsque l'on est en situation de court-circuit le photocourant  $J_n$  tend vers une limite qui est le courant de court-circuit et la densité des porteurs est quasi nulle comme y a plus de charges à la jonction. Pour les faibles valeurs de  $S_f$ , il y a un blocage, stockage de charge, cela se traduit par le fait qu'il n'y a pas de passage de charge à la jonction donc pas de courant : ainsi on est en situation de circuit ouvert.

#### II-4-3 Effet de la profondeur de la base sur la densité de photocourant :

Dans les représentations suivantes 14, 15, 16 et 17 nous avons étudiés l'effet de la profondeur de la base sur la densité de photocourant délivrée par la cellule solaire, pour différents ordres de développement de la série (ordre 10 et ordre 20).

Pour une base d'épaisseur 0,025 cm ;

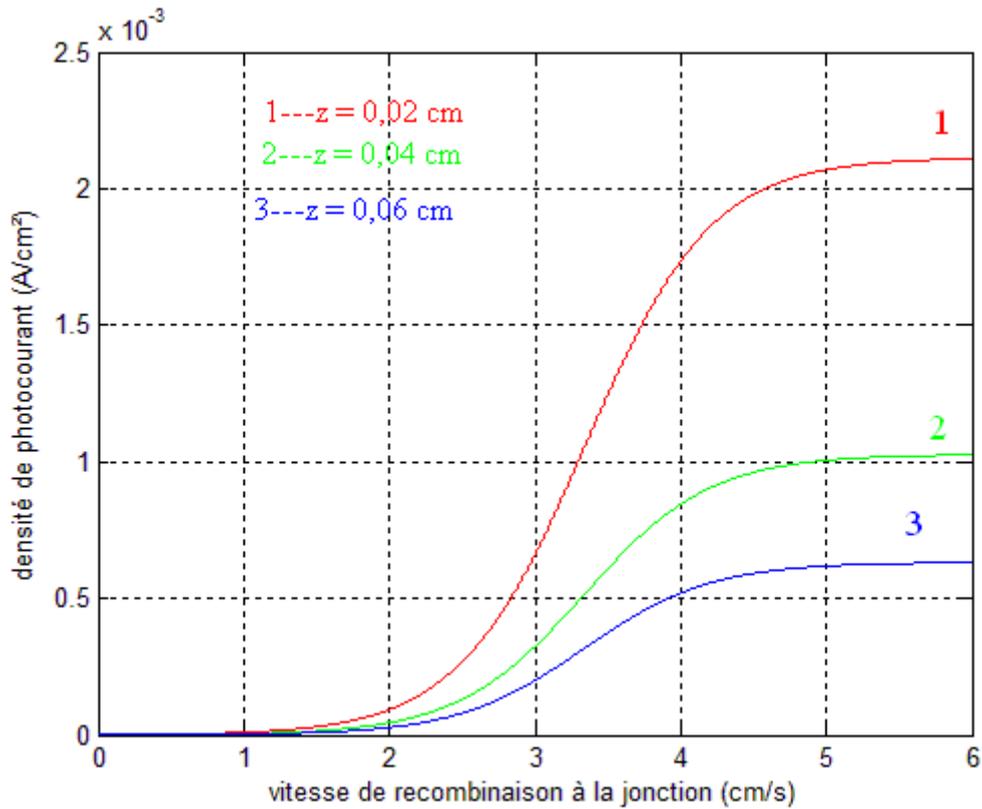


Figure 14 : Effet de la profondeur sur le photocourant ( $D_n = 26cm^2 \cdot s^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)

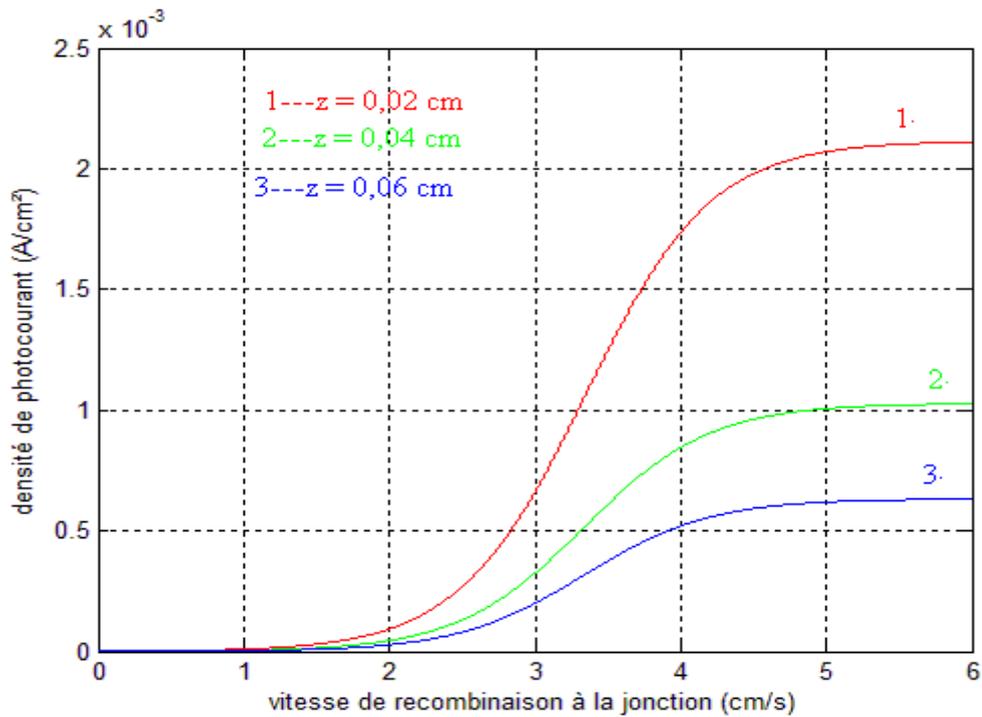


Figure 15 : Effet de la profondeur sur le photocourant ( $D_n = 26cm^2 \cdot s^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)

Pour une base estimée à 0,035 cm ;

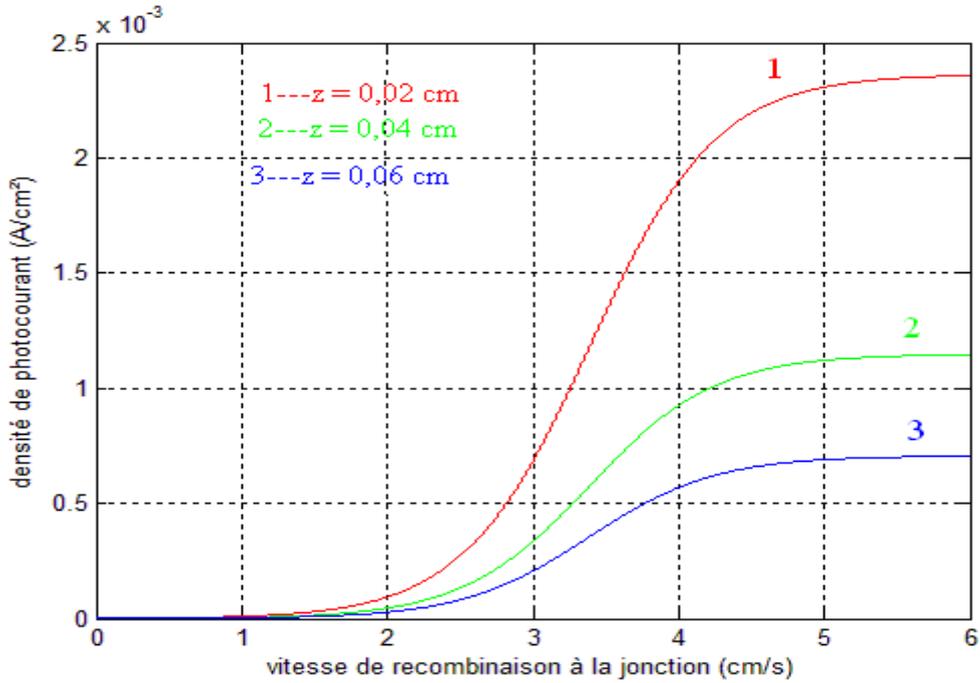


Figure 16: Effet de la profondeur sur le photocourant ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01\text{ cm}$ )

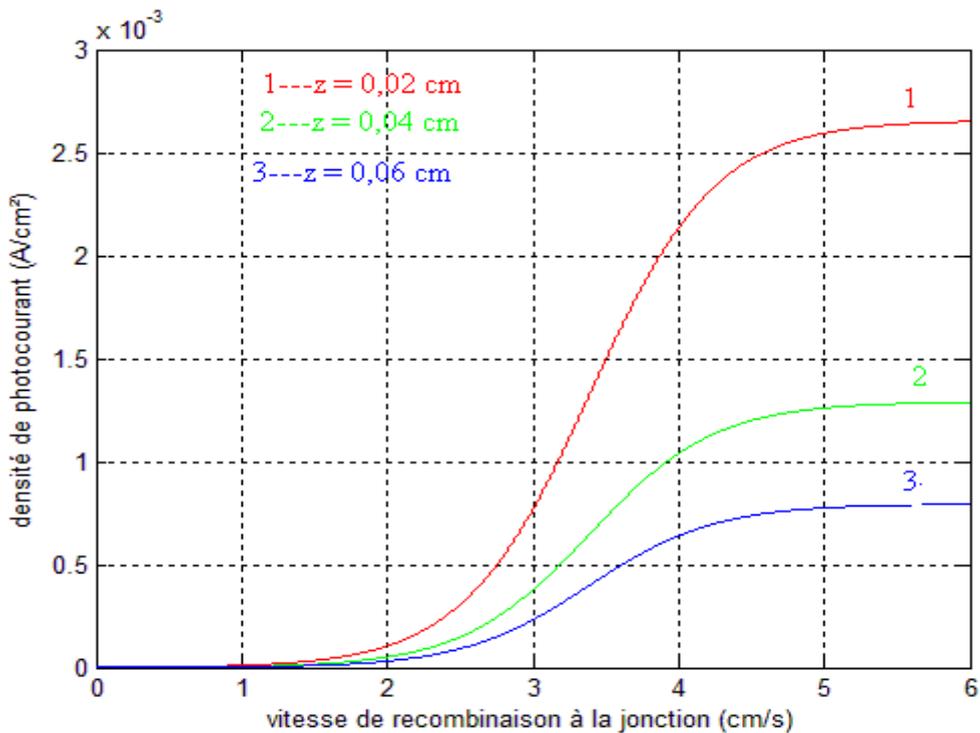


Figure 17: Effet de la profondeur sur le photocourant ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01\text{ cm}$ )

L'observation de ces profils montre que le photocourant est d'autant plus faible que la profondeur de la base est importante, il est à noter aussi qu'une augmentation de l'épaisseur de la base entraîne une légère croissance de la densité de photocourant

### **II-5 ETUDE DE LA PHOTOTENSION AUX BORNES DE LA PHOTOPILE :**

Elle caractérise la barrière de potentiel présente au niveau de la jonction émetteur-base.

La phototension d'une photopile éclairée par sa face avant, s'exprime par la relation suivante :

$$V_{ph}(S_f, z) = V_T \ln \left[ 1 + \frac{N_b}{n_0^2} n(x, S_f, z) \Big|_{x=0} \right] \quad (2.17)$$

$$\text{Avec } V_T = \frac{kT}{q} \quad (2.18)$$

Où :

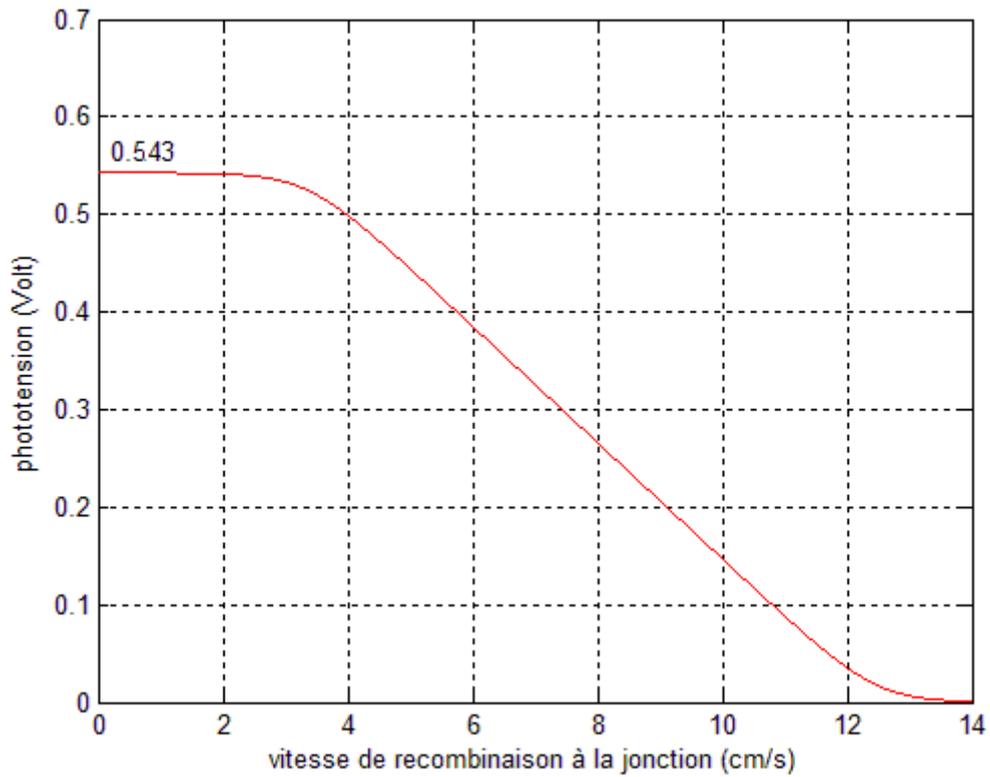
- $n_0$  désigne la concentration intrinsèque des porteurs minoritaires ( $1,55 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) ;
- $N_b$  désigne le taux de dopage de la base en atomes d'impureté ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) ;
- $V_T$  est la tension thermique ;
- $k$  est la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ),  $T$  la température et  $q$  la charge de l'électron ( $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ).

En définitif l'expression de la phototension global sera :

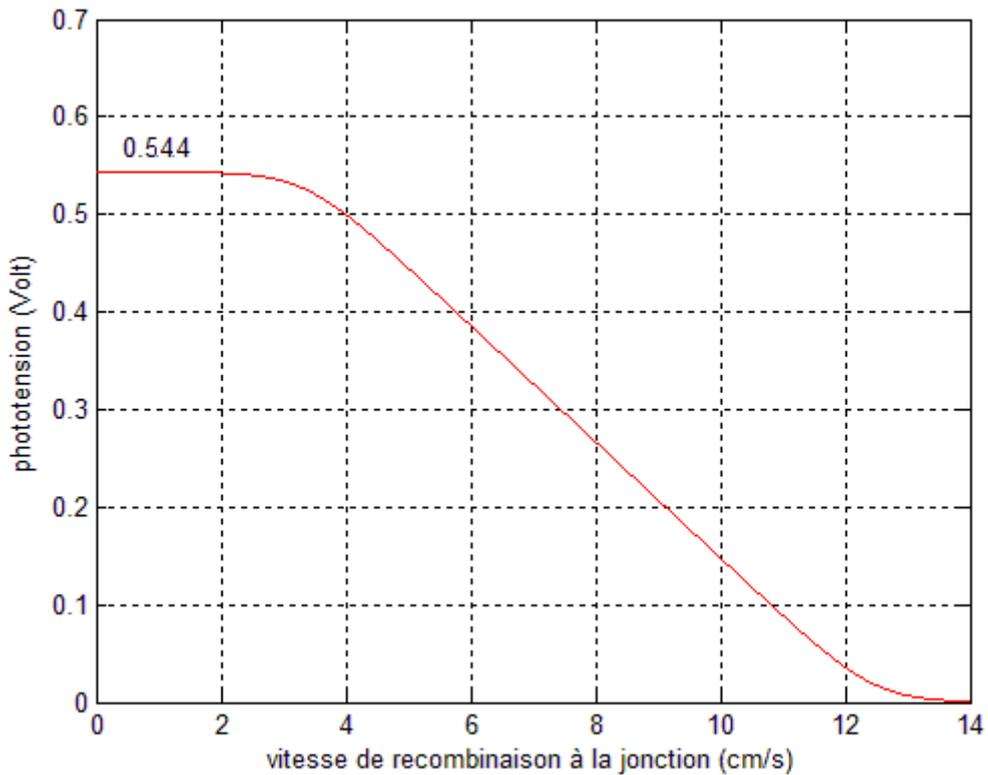
$$V_{ph}(S_f, z) = V_T \ln \left[ 1 + \frac{N_b}{n_0^2} a_0 \right] \quad (2.19)$$

#### *II-5-1 Profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction :*

En nous arrêtant d'une part au dixième terme de la série et d'autre part au vingtième rang, nous obtenons la représentation de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction figure 18 et 19.



**Figure 18** : Profil de la phototension dans la base en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction  
( $z = 0,02\text{cm}$   $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01\text{cm}$   $w_1 = 0,03\text{cm}$ )



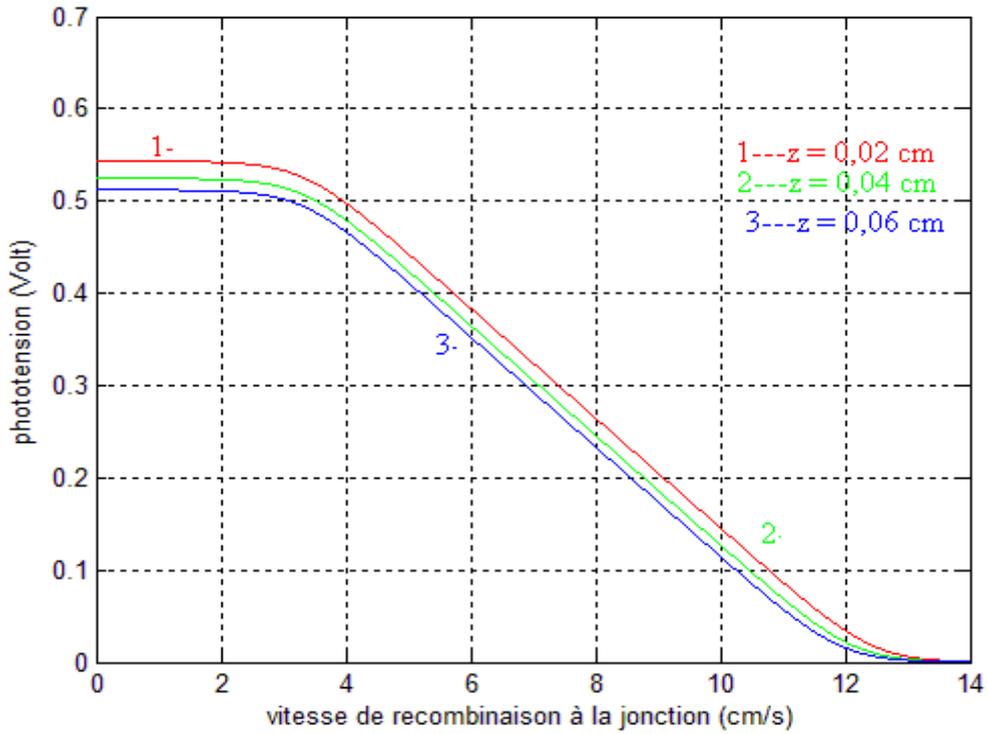
**Figure 19 : Profil de la phototension dans la base en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction**  
 ( $z = 0,02\text{cm}$   $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01\text{cm}$   $w_1 = 0,03\text{cm}$ )

L'analyse de ce profil montre que pour des grandes valeurs de la vitesse recombinaison  $S_f$ , la phototension tend vers une valeur nulle car y a plus de charge à la jonction et pour les faibles valeurs de cette vitesse du fait qu'il n'y ait pas de passage de charge, la phototension reste constante et sa valeur correspond à la tension de circuit ouvert  $V_{co}$ .

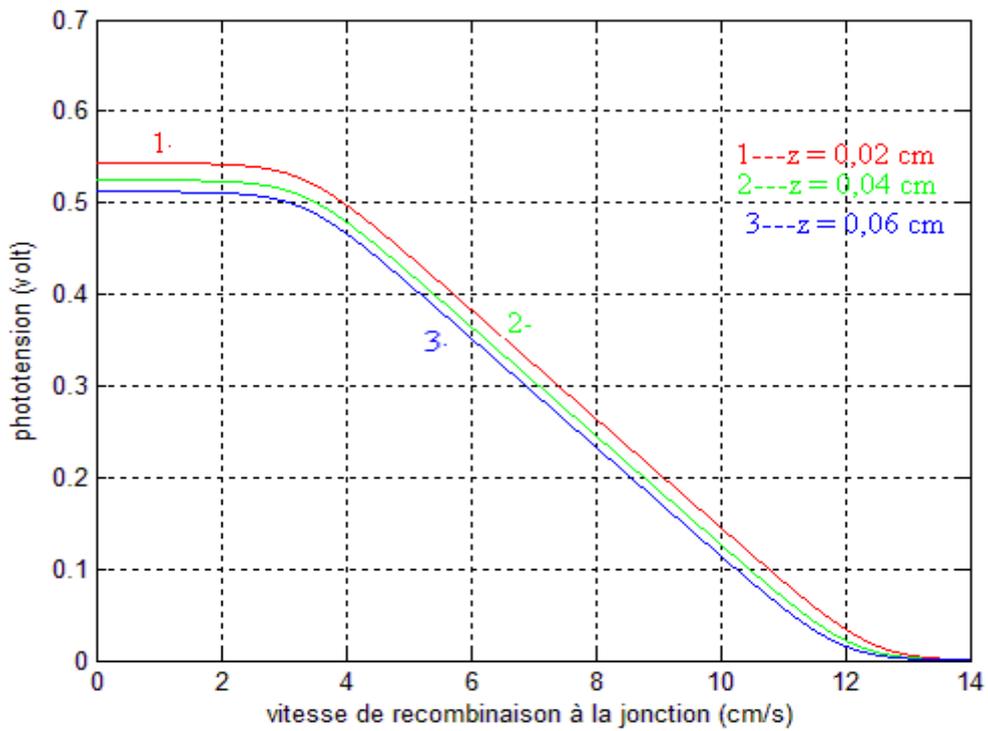
**II-5-2 Effet de la profondeur sur la phototension :**

En fixant l'épaisseur  $x$  de la base, et en faisant varier la profondeur de cette région, nous obtenons pour différents ordres de développement les profils donnés par les figures 20, 21, 22 et 23.

Pour une épaisseur de 0,025 cm



**Figure 20** : Effet de la profondeur sur la phototension ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)



**Figure 21** : Effet de la profondeur sur la phototension ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)

Pour une épaisseur de 0,035 cm

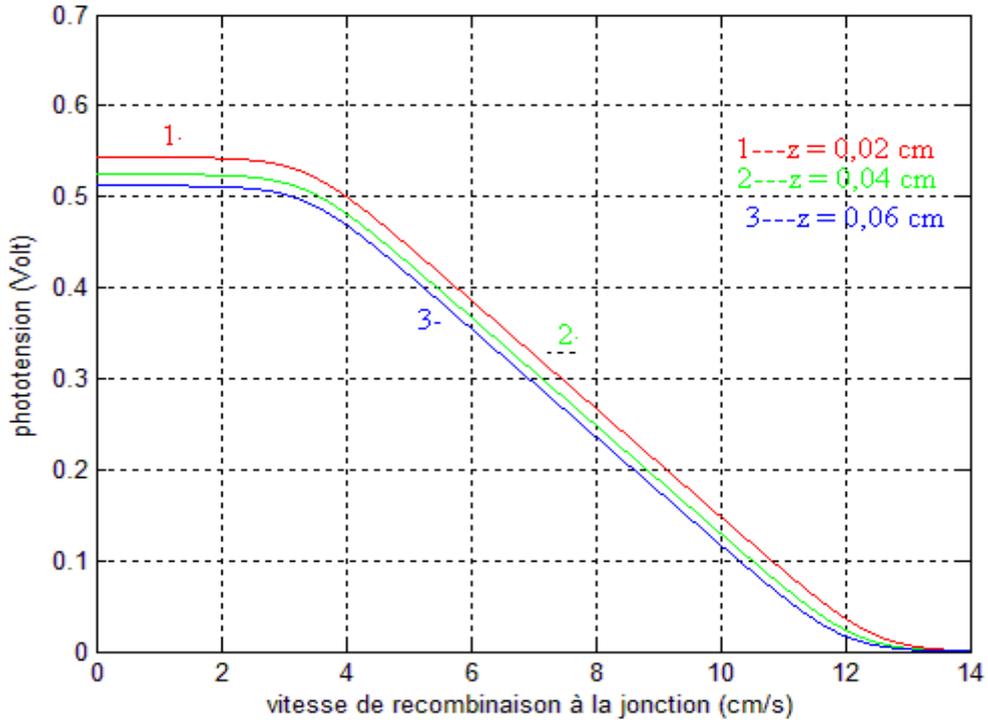


Figure 22 : Effet de la profondeur sur la phototension ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)

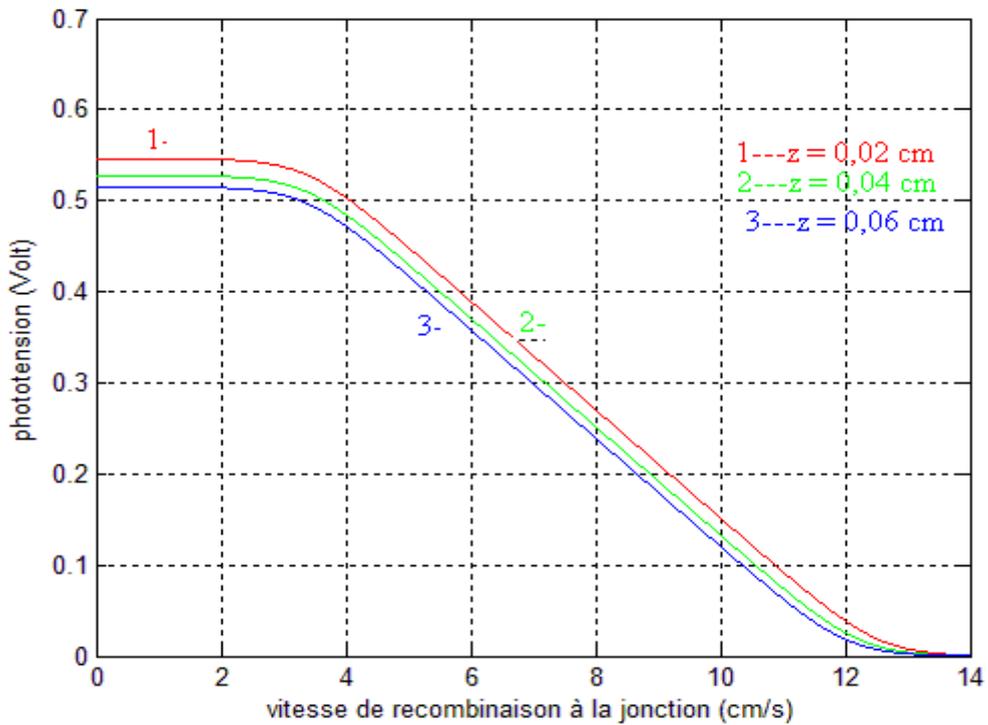


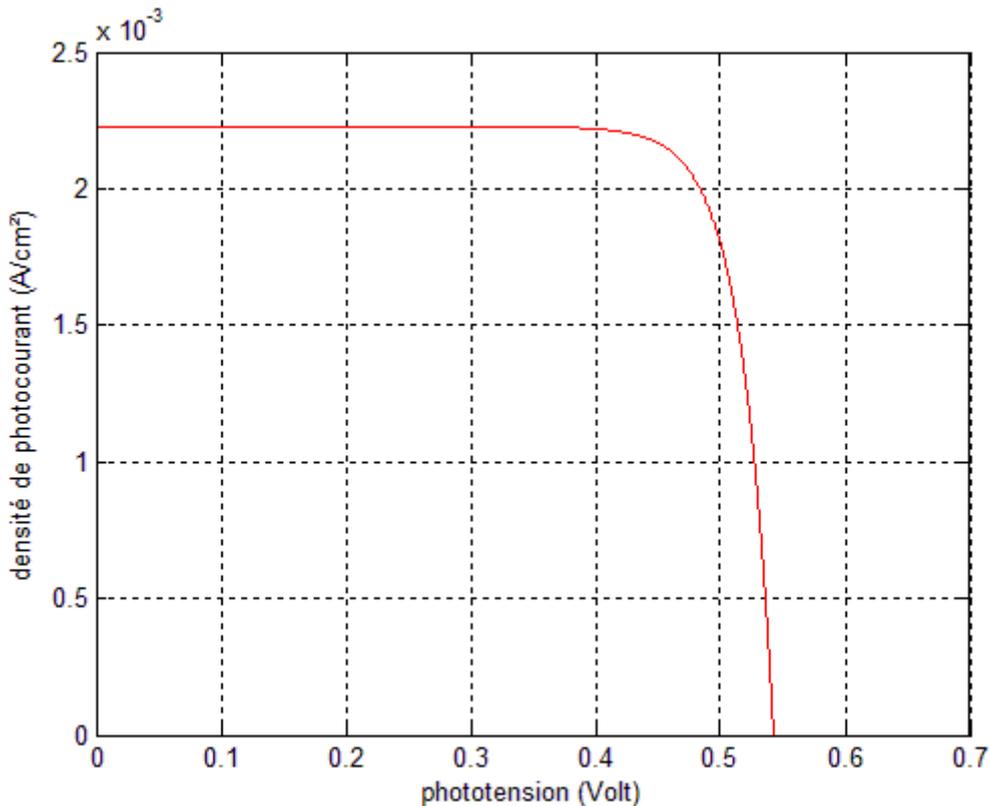
Figure 23 : Effet de la profondeur sur la phototension ( $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01$  cm)

Pour ces différents profils nous notons d'une part que la phototension diminue quand la profondeur de la base devient plus significative, et d'autre part elle croit dès l'instant que l'épaisseur de la base augmente ; mais cette croissance est faible à cause du caractère logarithmique de la phototension.

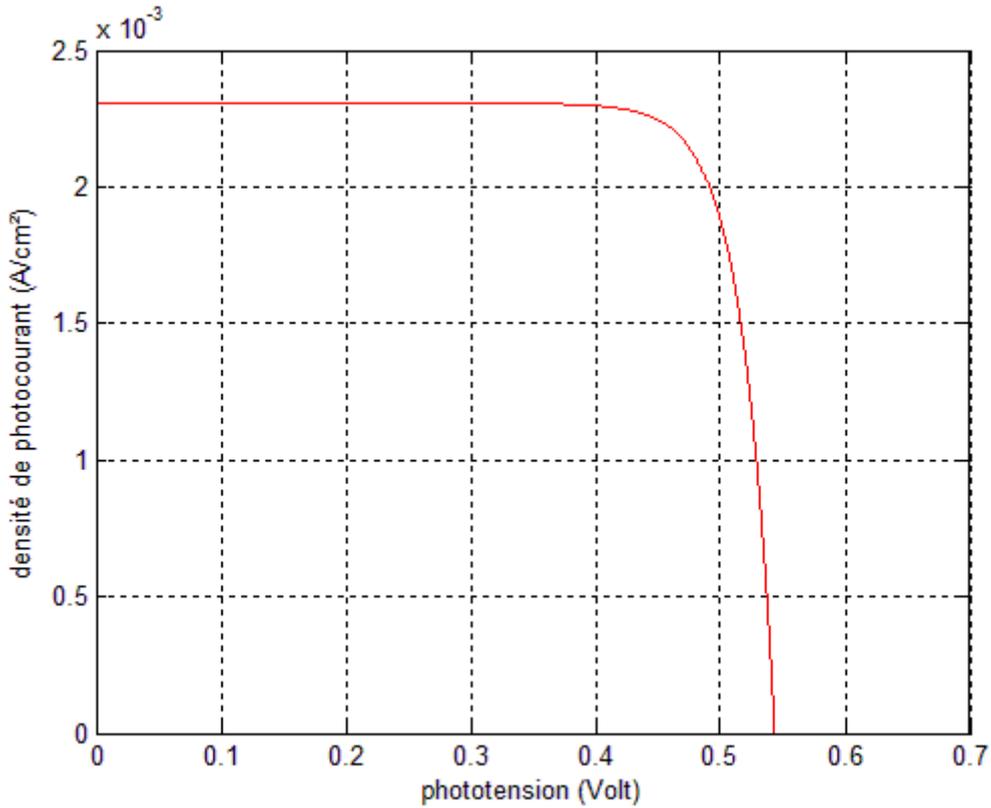
Et nous remarquons que le passage du dixième au vingtième terme de la série se fait un accroissement plus ou moins faible de la phototension.

## II-6 CARACTERISTIQUES I-V DE LA PHOTOPILE :

Etant donné que la phototension et la densité de photocourant sont toutes fonctions de la vitesse de recombinaison à la jonction  $S_f$ , ainsi nous pouvons représenter ces deux grandeurs l'une en fonction de l'autre (à savoir la densité de photocourant en fonction de la phototension) delà nous obtenons la caractéristiques I-V de la cellule solaire. Et pour différents ordres de développement (10 et 20) nous aurons les profils ci-après donnés par les figures 24 et 25.



**Figure 24** : Caractéristique I-V ( $z = 0,02\text{cm}$  ;  $D_n = 26\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $L_n = 0,01\text{cm}$ )



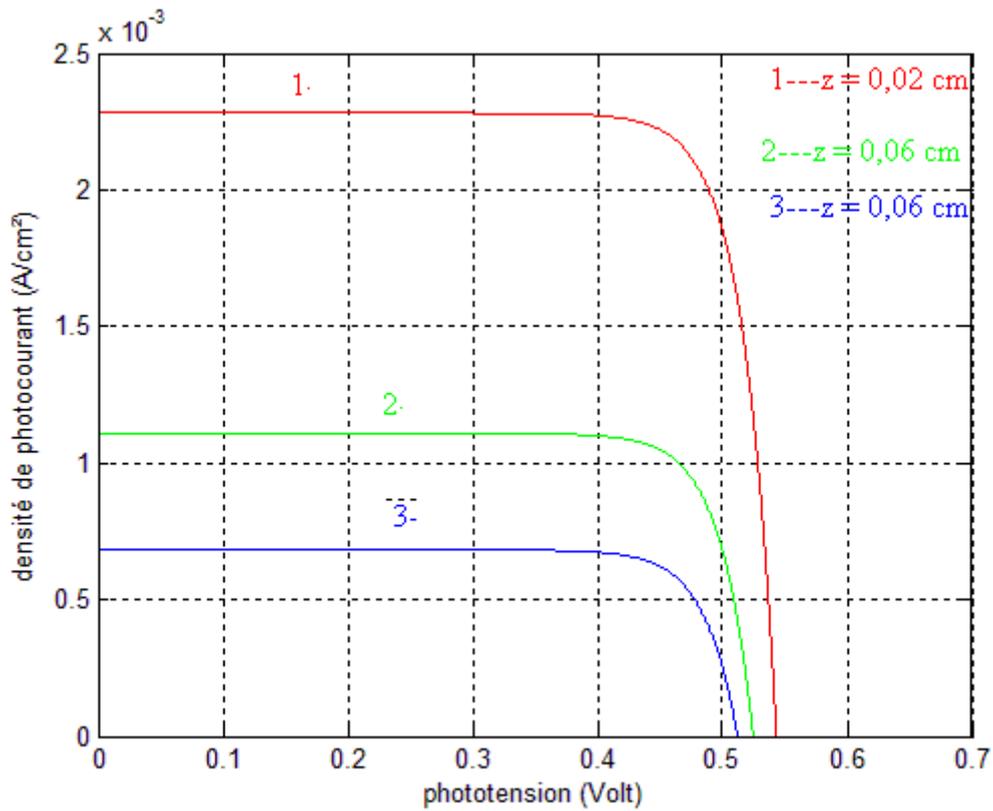
**Figure 25** : Caractéristique I-V ( $z = 0,02\text{ cm}$  ;  $D_n = 26\text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $L_n = 0,01\text{ cm}$ )

L'analyse de ces courbes nous révèle que les valeurs du photocourant de court-circuit et de la tension en circuit ouvert deviennent plus grandes lors du passage de l'ordre 10 à l'ordre 20.

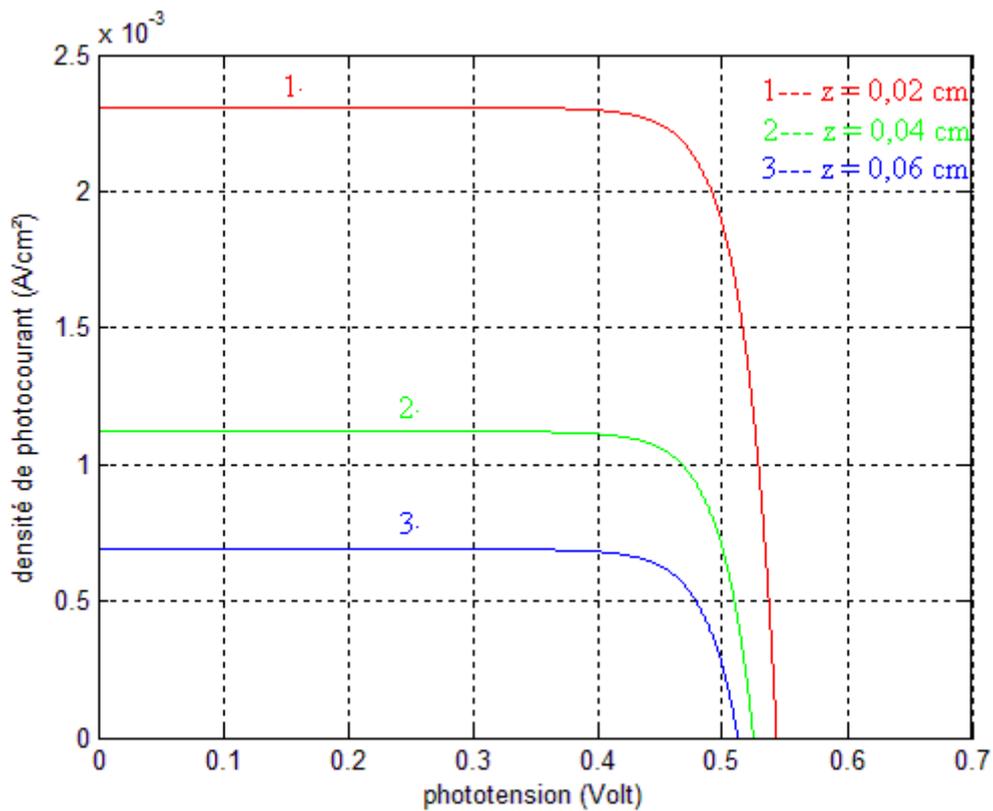
Mais il est à noter encore une fois que cette augmentation demeure toujours faible.

*II-6-1 Effet de la profondeur sur la caractéristique I-V :*

Sur les figures 26 et 27, nous avons représenté la caractéristique I-V pour différentes profondeurs de la base en se limitant respectivement aux ordres 10 et 20 :



**Figure 26 :** Caractéristique I-V ( $w_1 = 0,03 \text{ cm}$   $D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01 \text{ cm}$ )



**Figure 27 :** Caractéristique I-V ( $w_1 = 0,03 \text{ cm}$   $D_n = 26 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$   $L_n = 0,01 \text{ cm}$ )

Dans ces différents profils nous notons une diminution du photocourant de court-circuit  $J_{CC}$  et de la tension en circuit ouvert  $V_{CO}$  au fur à mesure que la profondeur la base devient plus grande.

Ce qui nous permet de tirer la conclusion suivante.

## **II-7 CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet d'un développement mathématique sur les paramètres phénoménologiques d'une photopile à jonction verticale parallèle.

Ce que l'on peut en retenir est que pour chaque paramètre physique de la cellule solaire étudié le passage d'un ordre de développement à un autre supérieur s'est fait avec une augmentation de sa valeur maximale. Dans ce chapitre aussi, nous avons pu relever l'effet de la profondeur de la base sur la densité des porteurs, sur le photocourant, sur la phototension et sur la caractéristique I-V; plus cette dimension est faible et plus ces paramètres phénoménologiques seront importants et vice versa.

### **III- CONCLUSION GENERALE**

A partir des phénomènes physiques comme la recombinaison et la génération des porteurs, nous avons pu déterminer les expressions de la densité des porteurs minoritaires dans la base, la densité de photocourant, la phototension en somme les paramètres phénoménologiques de la cellule solaire. De ces expressions nous avons étudié l'influence d'un développement mathématique sur ces paramètres puis ensuite analyser l'effet de la profondeur de la base. De manière générale l'étude que nous venons d'effectuer nous a permis de présenter une méthode de détermination des paramètres microscopiques d'une cellule solaire à partir d'une analyse mathématique basée sur les séries entières.

Ce travail a été effectué uniquement en régime statique et sans tenir compte de la contribution de l'émetteur. C'est ainsi que dans l'avenir nous nous projetons, de le reprendre en

- tenant compte de la contribution de l'émetteur,
- faisant une modélisation à trois dimensions de la photopile à jonction verticale parallèle
- réalisant cette étude en régime transitoire avec variation du point de fonctionnement, dynamique fréquentiel pour une détermination des paramètres électriques
- prenant considération l'effet de l'angle d'incidence, des recombinaisons en volume, d'un champ magnétique, champ électrique ou bien les deux combinés.

Le tout dans le but de mieux rendre compte des paramètres réels de la photopile.

## BIBLIOGRAPHIE

### CHAPITRE I

[I-1] Wikipedia: <http://fr.wikipedia.org/wiki/Photo%C3%A9lectricit%C3%A9>

[I-2] <http://www.lei.ucl.ac.be/~matagne/SOLAIRE>

[I-3] S. R Dhariwal and D. R. Mehrotra. Solar Cells, 25 (1988), pp.223-23

[I-4] J-S. Park, F. A. Lindholm and A. Neugroschel J.Appl.Phys.62 (3), 1987, pp. 948-953

[I-5] D. Caputo, G. De Cerare, F. Irrera, F. Palma and M. Tucci J.Appl.Phys.76 (6), 1994, pp.3524-3541

[I-6] J. Roos Macdonald J.Appl.Phys.75 (2), 1994, pp 1059-1069.

[I-7] G. Jäger-Waldau and H. U. Habermeier, G. Zwicker, E. Bucher J.Appl.Phys. 75 (2), 1994, pp. 804-808.

[I-8] C. Donolato, M. Kittler. J. Appl. Phys. 64 (6), 1988, pp. 1330.

[I-9] M. A. GREEN Silicon solar cells: Advanced principal and practice. Pp. 259-261

[I-10] « Etude du rendement quantique interne d'une photopile série au silicium polycristallin à jonction verticale en régime de modulation de fréquence » Zeina Bako Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, UCAD, Sénégal (2008).

[I-11] J.F. WISE, Vertical junction solar cell, U.S Patent 3690953, (1970)

[I-12] J. DUGAS Solar Energy Materials and Solar Cells 32 (1994) 71- 88, North-Holland

[I-13] Diffusion lengths of silicon solar cells from luminescence images P. Würfel, T. Trupke, M. Rüdiger, T. Puzzer, E. Schäffer, W. Warta, S.W. Glunz, 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference

[I-14] « Détermination des paramètres de recombinaison à partir de l'étude de la caractéristique courant-tension d'une photopile sous éclairage » Nzonzolo, Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, UCAD, Sénégal, 2004

[I-15] A. Mandelis, J.Appl.Phys.Vol.66 (11), (1989) 5572-5583

[I-16] Photopiles solaires : Physique des photopiles **A. RICAUD** : Lausanne, Suisse, 1997

**CHAPITRE II**

**[II-1]** Photopiles Solaires, Alain Ricaud presses polytechnique et universitaires Romandes Lausanne, Suisse, 1997.

**[II-2]** Energie Solaire Photovoltaïque : Physique des convertisseurs photovoltaïque Bernard Ecquer. Ecole d'Eté de l'UNESCO, Paris, 1993.

**[II-3]** H. EL GHITANI and S. MARTINUZZI J. Appl. Phys., Vol. 66, No. 4, (1989), pp. 1717-

**[II-4]** « Etude du rendement quantique interne d'une photopile série au silicium polycristallin à jonction verticale en régime de modulation de fréquence » Zeina Bako Thèse de 3ème cycle, UCAD, Sénégal (2008)

**[II-5]** Alain Ricaud, Photopiles Solaires, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, (1997)

**[II-6]** Th. Pernau, P. Fath. E. Bucher Photovoltaic specialists conference, Conference Record of the Twenty- Ninth IEEE, pp 442-445, (2002)

**[II-7]** « Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au Silicium polycristallin sous éclairage multispectrale en régime dynamique fréquentiel : Méthodes de détermination des paramètres de recombinaison », M. Issa ZERBO, Thèse de troisième cycle Université de Ouagadougou (2005)

**ANNEXE MATHÉMATIQUES****L'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la base :**

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x)}{L_n^2} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (1)$$

Avec :

→  $L_n$  : est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires la base,  $L_n^2 = D_n \tau_n$ →  $D_n$  : est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base→  $\tau_n$  : est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base→  $r_\lambda$  : est le coefficient de réflexion à la longueur d'onde  $\lambda$ →  $\alpha_\lambda$  : est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda$ 

$$N_{0\lambda} = \frac{(1 - r_\lambda) F_{0\lambda}}{\delta D_n L_\lambda} \text{ et } \beta_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\delta} \cdot L_\lambda}$$

$$\alpha_\lambda^{-1} = L_\lambda \text{ si } \delta \gg \left( \frac{1}{L_n^2} \right)$$

Si la solution de l'équation s'écrit sous la forme d'une série entière on a :

$$n = \sum_0^{+\infty} a_n x^n = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots + \infty \quad (2)$$

En mettant l'expression (2) dans l'équation (1), et avec une résolution mathématique on trouve que :

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = \sum_2^{+\infty} n(n-1) a_n x^{n-2} = \sum_0^{+\infty} (n+1)(n+2) a_{n+2} x^n \quad (3)$$

$$x^n \left\{ (n+1)(n+2) a_{n+2} - \frac{1}{L_n^2} a_n \right\} = - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (4)$$

On remarque d'après la résolution que tous les termes pairs s'écrivent en fonction de  $a_0$  et les termes impairs fonction de  $a_1$ .

$$a_2 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(0+1)(0+2)} a_0 - \frac{1}{(0+1)(0+2)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (5)$$

$$a_4 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(2+1)(2+2)} a_2 - \frac{1}{(2+1)(2+2)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta_\lambda z} \quad (6)$$

En remplaçant  $a_2$  par sa valeur donnée par la relation (2.3)

$$a_4 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(2+1)(2+2)} \cdot \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(0+1)(0+2)} a_0 - \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(2+1)(2+2)} \cdot \frac{1}{(0+1)(0+2)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} - \frac{1}{(2+1)(2+2)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (7)$$

Ce qui donne

$$a_4 = \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^4} a_0 - \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^2} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} - \frac{2!}{4!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (8)$$

De même pour les termes impairs tels on aura :

$$a_3 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(1+1)(1+2)} a_1 - \frac{1}{(1+1)(2+1)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} = \frac{1}{3!} \frac{1}{L_n^2} a_1 - \frac{1}{3!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (9)$$

$$a_5 = \frac{1}{L_n^2} \frac{1}{(3+1)(3+2)} a_3 - \frac{1}{(3+1)(3+2)} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (10)$$

Et en remplaçant  $a_3$  par l'expression (9) on aura ainsi :

$$a_5 = \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^4} a_1 - \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^2} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} - \frac{3!}{5!} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \quad (11)$$

Ainsi en généralisant on obtient l'expression suivante :

$$n(x) = a_0 \left[ 1 + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^2}{2!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^4}{4!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^6}{6!} + \dots \right] - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \left\{ \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 2! \right) + \frac{x^6}{6!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{4!}{L_n^2} + 2! \right) + \dots \right\} + a_1 \left[ x + \frac{1}{L_n^2} \frac{x^3}{3!} + \frac{1}{L_n^4} \frac{x^5}{5!} + \frac{1}{L_n^6} \frac{x^7}{7!} + \dots \right] - \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta\lambda z} \left\{ \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} \left( \frac{1}{L_n^2} + 3! \right) + \frac{x^7}{7!} \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{5!}{L_n^2} + 3! \right) + \dots \right\} \quad (12)$$

**Calcul de  $a_0$  et de  $a_1$  :**

Condition aux limites

a) A la jonction

$$\left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{S_f}{D_n} n(x)|_{x=0} \quad (13)$$

b) Au milieu de la base

$$\left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=\frac{w_1}{2}} = 0 \quad (14)$$

On remarque aussi que

$$n(0) = a_0 \text{ et } \left. \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = a_1 \quad (15)$$

En tenant compte de (4) on obtient alors

$$a_1 = \frac{S_f}{D_n} a_0 \quad (16)$$

Avec la relation (4) on trouve  $a_0$

$$a_0 = \frac{\left[ \left( \frac{w_1}{2} \right) + \frac{1}{3!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^3 \left( \frac{1}{L_n^2} + 2! \right) + \frac{1}{5!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^5 \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{4!}{L_n^2} + 2! \right) + \dots \right] + \left[ \frac{1}{2!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^2 + \frac{1}{4!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^4 \left( \frac{1}{L_n^2} + 3! \right) + \frac{1}{6!} \left( \frac{w_1}{2} \right)^6 \left( \frac{1}{L_n^4} + \frac{5!}{L_n^2} + 3! \right) + \dots \right]}{\left[ \frac{1}{L_n^2} \left( \frac{w_1}{2} \right) + \frac{1}{3!} \frac{1}{L_n^4} \left( \frac{w_1}{2} \right)^3 + \frac{1}{5!} \frac{1}{L_n^6} \left( \frac{w_1}{2} \right)^5 + \dots \right] + \frac{S_f}{D_n} \left[ 1 + \frac{1}{2!} \frac{1}{L_n^2} \left( \frac{w_1}{2} \right)^2 + \frac{1}{4!} \frac{1}{L_n^4} \left( \frac{w_1}{2} \right)^4 + \dots \right]} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_g} N_{0\lambda} e^{-\beta \lambda z} \quad (17)$$

### Densité de photocourant au niveau de la base

$$j_n(S_f, z, \lambda) = q D_n \left. \frac{\partial n(x, S_f, \lambda, z)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (18)$$

$$j_n(S_f, z, \lambda) = q D_n a_1 \quad (19)$$

### Densité de phototension au niveau de la base

$$V_{ph}(S_f, \lambda, z) = V_T \ln \left[ 1 + \frac{N_b}{n_0^2} n(x, S_f, \lambda, z) \right]_{x=0} \quad (20)$$

Avec :

→  $N_b$  est le taux de dopage des impuretés dans la base

→  $n_0$  Est la concentration intrinsèque des porteurs dans la base

→  $V_T$  est la tension thermique :  $V_T = \frac{kT}{q}$

Avec

$q$  est la charge élémentaire ;

$k$  : est la constante de Boltzmann ;

$T$  : la température.

Ainsi on aura :

$$V_{ph}(S_f, \lambda, z) = V_T \ln \left[ 1 + \frac{N_b}{n_0^2} a_0 \right] \quad (21)$$