

## Modélisation à 3D des influences de l'intensité et de l'angle d'inclinaison d'un champ électromagnétique sur le courant et la tension d'une cellule PV au silicium polycristallin

### [ 3D modelling of the effects of the intensity and the inclination angle of an electromagnetic field on the current and the voltage of a polycrystalline silicon PV cell ]

Mamoudou Saria<sup>1</sup>, Ramatou Saré<sup>1</sup>, Mahamadi Savadogo<sup>1</sup>, Vinci De Dieu Bokoyo Barandja<sup>2</sup>, Martial Zoungrana<sup>1</sup>, and Issa Zerbo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Energies Thermiques REnouvelables (L.E.T.RE), Ecole Doctorale Sciences et Technologies, Université Joseph KI-ZERBO, Ouagadougou, Burkina Faso

<sup>2</sup>Département de Physique, Université de Bangui, Bangui, Central African Republic

Copyright © 2022 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:** This work investigated, using a 3-D modelling, the influences of the magnitude and the inclination angle of an electromagnetic field (EMF) carried by AM radio waves on the current and the voltage of a polycrystalline silicon PV cell.

The electrons transport equations were solved to find the density of electrons and then to derive the current density and the voltage. Through numerical simulation, the effects of both the magnitude and the inclination angle of the EMF on the density of electrons, the current density and the open circuit voltage were studied.

Results of simulation showed that depending on the inclination angle (0 rad;  $\pi/2$  rad and  $\pi$  rad), the EMF acts differently on the electrical parameters ( $J_{sc}$  and  $V_{oc}$ ). The analysis also showed that, regardless of the inclination angle of the EMF, there is an open circuit current ( $J_{oc}$ ) proportional to the magnitude of the EMF (inversely proportional to the distance). This current ( $J_{oc}$ ) is lost by Joule heating either at the junction ( $\theta = 0$  rad) or in the base ( $\theta = \pi/2$  rad and  $\theta = \pi$  rad). Finally, the analysis showed that, for  $\theta = \pi$  rad (reverse polarization of the PV cell), there is an operating domain ( $S_f \leq S_{f_{eq}}$ ) in which the PV cell is blocked. And another operating domain ( $S_f > S_{f_{eq}}$ ) in which the PV cell is a current generator unlike a PN junction diode which remains blocked in reverse bias.

**KEYWORDS:** PV cell, radio waves, inclination angle, Joule heating, avalanche effect.

**RESUME:** L'objectif de ce travail est d'étudier, à 3-D, les influences de l'intensité et de l'angle d'inclinaison du champ électromagnétique transporté par des ondes radio AM sur le courant et la tension d'une cellule PV.

Les équations de transport ont été résolues afin d'établir l'expression de la densité des électrons qui a permis de déduire les expressions de la densité de courant et de la tension. Ensuite nous avons étudié, par simulation numérique, les influences de l'intensité et de l'angle d'inclinaison du champ électromagnétique sur la densité des électrons, la densité de courant et la tension de circuit ouvert.

Les résultats des simulations ont montré qu'en fonction de l'angle d'inclinaison (0 rad;  $\pi/2$  rad et  $\pi$  rad), le champ électromagnétique agit différemment sur les paramètres électriques ( $J_{cc}$  et  $V_{co}$ ). L'analyse a également montré que, quel que soit l'angle d'inclinaison du champ électromagnétique, il existe un courant en circuit ouvert ( $J_{co}$ ) proportionnel à l'intensité du champ électromagnétique (inversement proportionnelle à la distance). Ce courant ( $J_{co}$ ) est perdu par effet Joule soit à la jonction ( $\theta = 0$  rad) soit dans la base ( $\theta = \pi/2$  rad et  $\theta = \pi$  rad). Enfin, l'analyse a montré que, pour  $\theta = \pi$  rad (polarisation inverse de la cellule PV), il existe un domaine de fonctionnement ( $S_f \leq S_{f_{eq}}$ ) dans lequel la cellule PV est bloquée. Et un autre domaine de fonctionnement ( $S_f > S_{f_{eq}}$ ) dans lequel la cellule PV est un générateur de courant contrairement à une diode à jonction PN qui reste bloquée en polarisation inverse.

**MOTS-CLEFS:** Cellule PV, ondes radio, angle d'inclinaison, effet Joule, effet d'avalanche.

## 1 INTRODUCTION

Les enjeux climatiques et environnementaux combinés à la question d'accès à l'énergie ont entraîné une ruée globale vers les énergies renouvelables et particulièrement l'énergie solaire PV. Ainsi, on assiste ces dernières années à une explosion des projets solaire PV dans les politiques et stratégies gouvernementales. A l'échelle individuelle, les infrastructures solaires PV ont aussi connu un boom surtout dans les zones périurbaines et rurales où elles cohabitent avec les sources émettrices et réceptrices d'onde électromagnétique. Ce qui pose la problématique de l'effet du champ électromagnétique issu des ondes radio sur le fonctionnement des cellules et modules PV.

Des études portant sur les effets de l'intensité et de l'angle d'inclinaison des ondes radio ont déjà été faites à une dimension (1D) par Zerbo et al. [1] et Saria et al. [2] sur une cellule PV au silicium polycristallin soumise à un éclairage multispectral. Toutefois à une dimension, ces études ne rendent pas compte d'un certain nombre de phénomènes physiques qui ont lieu au sein de la base et au niveau des faces latérales du grain: mouvements latéraux des électrons libres dans la base, recombinaisons aux joints de grain, comportement de l'onde électromagnétique dans la cellule PV au cours de sa propagation. Seule une étude à trois dimensions (3D) permet de prendre en compte ces différents phénomènes. D'où l'intérêt de l'étude à trois dimensions (3D).

Aussi, les études précédentes [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9] se sont intéressées uniquement à l'effet des champs électromagnétiques possédant une orientation fixe (la composante électrique orientée de la jonction vers la face arrière de la base). Seuls Saria et al. [2] se sont intéressés à l'effet d'un champ électromagnétique dont la composante électrique est orientée de la face arrière de la base vers la jonction. Mais cette étude a été menée à une dimension (1D). Or l'étude à une dimension (1D), comme notifié plus haut, ne rend pas compte de tous les phénomènes physiques qui se produisent à l'intérieur de la base d'une cellule PV. D'où l'intérêt de la présente étude à trois dimensions (3D) qui nous permettra d'investiguer sur l'influence des ondes radio sur la tension et le courant d'une cellule PV au silicium polycristallin.

Dans un premier temps, nous étudierons la propagation d'une onde électromagnétique, d'angle d'inclinaison quelconque dans un grain de cellule PV au silicium polycristallin sous éclairage multispectral. Mais par la suite, nous nous limiterons à trois valeurs particulières de l'angle d'inclinaison à savoir 0 rad;  $\pi/2$  rad et  $\pi$  rad. En effet, les études à 1D [1], [2] ont montré que l'effet du champ électromagnétique est plus important sur une cellule PV au silicium polycristallin pour les angles d'inclinaison respectifs de 0 et  $\pi$  rad alors que pour un angle d'inclinaison de  $\pi/2$  rad le champ électromagnétique n'a aucun effet sur la cellule PV. Ensuite, nous analyserons les composantes du vecteur densité de courant obtenues grâce à la résolution de l'équation de magnéto-transport avant d'établir l'équation de continuité des électrons libres dans la base du grain de cellule PV. A partir des expressions de la densité des électrons, de la densité de photocourant et de la phototension, nous procéderons à la simulation de l'effet de l'intensité et de l'angle d'inclinaison des ondes radio AM sur ces paramètres.

## 2 ETUDE THÉORIQUE

L'étude porte sur une cellule PV au silicium polycristallin de type n<sup>+</sup>-p-p<sup>+</sup> constituée d'un assemblage d'éléments appelés monocristaux et caractérisés par un arrangement tridimensionnel périodique d'atomes. Les faces de contact entre les monocristaux sont appelées joints de grains qui sont de grands centres de recombinaison des porteurs de charge [10], [11]. Dans la réalité, les monocristaux sont de taille et de forme différentes les uns des autres [11], mais pour les besoins de la modélisation, nous considérons des grains de forme parallélépipédique.

Ainsi, la Figure 1 représente le grain de cellule PV soumis à un éclairage multispectral constant et à une onde électromagnétique se propageant suivant l'axe (Ox). Les composantes électrique et magnétique du champ électromagnétique forment un angle droit entre eux et tournent autour de l'axe (Ox) en faisant un angle  $\theta$  quelconque respectivement avec les axes (Oy) et (Oz).

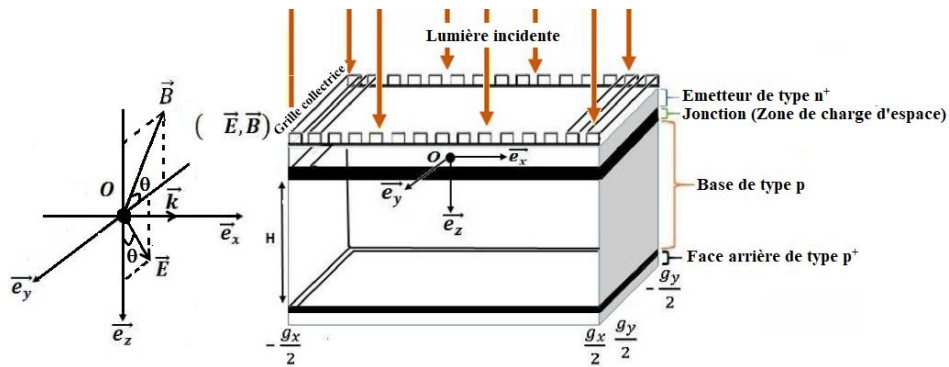


Fig. 1. Grain de cellule PV au silicium polycristallin éclairé et soumis à un champ électromagnétique incliné

L'étude sera menée dans la base du grain de la cellule PV en considérant les mêmes hypothèses que Barandja et al [9]. En effet, on négligera le champ électrique cristallin en supposant la base quasi-neutre. On se placera également en régime de faible injection en supposant que la concentration des électrons photogénérés dans la base de type p, est très faible par rapport au taux de dopage de cette base. On supposera que la génération et la distribution des électrons dans la base sont uniformes suivant les axes (Ox) et (Oy).

Nous considérons dans cette étude des ondes radio AM émises, dans la zone de Fraunhofer ( $r > 50$  m), par une antenne radio AM qui émet sur de grandes distances contrairement à une antenne radio FM. Aussi, nous supposons que le rayonnement électromagnétique, émis par l'antenne radio AM dans le vide, est isotrope. Ainsi, cette antenne radio AM, située à une distance  $r$  de la cellule PV, émet dans le vide avec une puissance de rayonnement  $P_r$  des ondes radio dont l'intensité du champ électrique  $E_0$  est donnée par l'Equation (1):

$$E_0(r) = \frac{1}{2r} \sqrt{\frac{P_r Z_0}{\pi}} \tag{1}$$

Avec  $Z_0 = 376,720 \Omega$  l'impédance caractéristique du vide et  $P_r = 2$  MW, la puissance de rayonnement de l'antenne radio AM choisie dans cette étude.

L'Equation (1) montre que l'amplitude du champ électrique est une fonction décroissante de la distance  $r$ .

### 2.1 EQUATION DE DISPERSION

Les expressions complexes des champs électrique et magnétique transportés par l'onde électromagnétique dans le vide, sont données respectivement par les Equations (2.a) et (2.b):

$$\vec{E}(x, \theta, r, t) = E_0(r) [-\sin(\theta) \vec{e}_y + \cos(\theta) \vec{e}_z] \exp i(kx - \omega t) \tag{2.a}$$

$$\vec{B}(x, \theta, r, t) = -B_0(r) [\cos(\theta) \vec{e}_y + \sin(\theta) \vec{e}_z] \exp i(kx - \omega t) \tag{2.b}$$

$E_0(r)$  et  $B_0(r)$  représentent respectivement les amplitudes des champs électrique et magnétique dans le vide;  $k$  représente le module du vecteur d'onde.

La combinaison des quatre équations de Maxwell permet d'obtenir la relation de dispersion de l'onde électromagnétique dans le grain de cellule PV au silicium polycristallin. Elle est donnée par l'Equation (3):

$$\underline{k}^2 = \mu\omega(\varepsilon\omega + i\gamma) \tag{3}$$

$\mu$  et  $\varepsilon$  représentent respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du silicium.  $\omega$  représente la pulsation de l'onde électromagnétique.

Nous constatons que la relation de dispersion, Equation (3), ne dépend pas de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de l'onde électromagnétique. Cela confirme le fait que l'onde électromagnétique transporte de l'énergie au cours de sa propagation dans le grain et l'absorption de

cette énergie ne dépend pas de l'angle d'inclinaison  $\theta$  mais plutôt de la distance parcourue dans le grain. Par ailleurs, nous retrouvons la même expression de la relation de dispersion que Ouédraogo et al. [7] et Barandja et al [8].

En utilisant les mêmes hypothèses que Ouédraogo et al. [7], la résolution de l'Equation (3) permet d'obtenir le module du vecteur d'onde ou nombre d'onde donné par l'Equation (4) ainsi que le vecteur d'onde, Equation (5):

$$\underline{k} = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} + i \frac{1}{l_p} \quad (4)$$

La grandeur  $l_p$  représente la longueur caractéristique de pénétration de l'onde électromagnétique dans le grain de cellule PV.

$$\vec{k} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \exp i \left( \frac{\gamma}{2\varepsilon\omega} \right) \vec{e}_x \quad (5)$$

La grandeur  $\gamma$  représente la conductivité du grain de cellule PV au silicium polycristallin.

En remplaçant l'Equation (4) dans l'Equation (2.a) et en résolvant l'équation de Maxwell-Faraday, on obtient respectivement les Equations (6.a) et (6.b) dans le grain de cellule PV moyennant quelques approximations [7].

$$\vec{E}(x, \theta, r, t) = E_0(r) [-\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z] \exp(-x/l_p) \exp i \omega (\sqrt{\varepsilon\mu}x - t) \quad (6.a)$$

$$\vec{B}(x, \theta, r, t) = -\frac{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r} E_0(r)}{c} [\cos(\theta)\vec{e}_y + \sin(\theta)\vec{e}_z] \exp(-x/l_p) \exp i \omega (\sqrt{\varepsilon\mu}x - t) \quad (6.b)$$

Avec  $B_0(r) = \frac{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}}{c} E_0(r)$  l'amplitude du champ magnétique, dans le grain de cellule PV, qui est aussi une fonction décroissante de la distance  $r$ .

Le terme  $\exp(-x/l_p)$  représente le facteur d'atténuation de l'onde électromagnétique dans le grain de cellule PV. Il permet de caractériser le comportement de l'onde électromagnétique à l'intérieur du grain de cellule PV au silicium polycristallin [7], [8].

Ouédraogo et al. [7] et Barandja et al. [8] ont montré que l'atténuation d'une onde électromagnétique qui se propage dans un grain d'une cellule PV au silicium polycristallin est négligeable et que le facteur d'atténuation est assimilé à l'unité soit  $\exp(-x/l_p) \square 1$ .

Finalement, en notation réelle, les expressions des champs électrique et magnétique à l'intérieur du grain de la cellule PV au silicium polycristallin, sont données par les Equations (7.a) et (7.b):

$$\vec{E}(x, \theta, r, t) = E_0(r) [-\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z] \cos \left[ \omega \left( x\sqrt{\mu\varepsilon} - t \right) \right] \quad (7.a)$$

$$\vec{B}(x, \theta, r, t) = -\frac{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r} E_0(r)}{c} [\cos(\theta)\vec{e}_y + \sin(\theta)\vec{e}_z] \cos \left[ \omega \left( x\sqrt{\varepsilon\mu} - t \right) \right] \quad (7.b)$$

En utilisant les mêmes hypothèses que Barandja et al. [9] pour les conditions initiales, c'est-à-dire, à  $t = 0, x = y = 0$ , les Equations (7.a) et (7.b) peuvent être réécrites et on obtient les Equations (8.a) et (8.b):

$$\vec{E}(r, \theta) = E_0(r) [-\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z] \quad (8.a)$$

$$\vec{B}(r, \theta) = -\frac{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r} E_0(r)}{c} [\cos(\theta)\vec{e}_y + \sin(\theta)\vec{e}_z] \quad (8.b)$$

## 2.2 EQUATION DE MAGNETOTRANSPORT ET VECTEUR DENSITE DE COURANT

Les photons ayant une énergie supérieure à celle du gap du silicium sont absorbés lorsque le grain de cellule PV au silicium polycristallin est éclairé par la lumière de soleil ou toute autre lumière multispectrale. En supposant que le rendement quantique interne est égal à l'unité alors chaque photon absorbé crée effectivement une paire électron-trou en cédant son énergie à un électron de la bande de valence qui se libère et passe dans la bande de conduction.

Dans la base de type p du grain de cellule PV au silicium polycristallin, l'excès d'électrons subit les phénomènes de diffusion, de migration et de déflexion magnétique en présence du champ électromagnétique.

Le mouvement de ces électrons excédentaires, par rapport à l'équilibre thermodynamique, donne naissance à un courant de diffusion dû à la différence de concentration des électrons, un courant de migration dû au champ électrique et un courant induit par le champ magnétique dont la somme donne le courant global.

Au cours de leur mouvement, les électrons peuvent être recombinés à la face arrière de la base, en volume et à la jonction. Les électrons qui n'ont pas été recombinés à la jonction, la traversent grâce au champ électrique de la zone de charge d'espace (ZCE) et se retrouvent dans l'émetteur pour être collectés par les grilles.

Le mouvement des électrons excédentaires dans la base du grain de cellule PV donne naissance à un courant global qui est régi par l'équation de magnéto-transport, Equation (9).

$$\vec{j}_n = eD_n \vec{\nabla} \delta(x, y, z) - \mu_n \vec{j}_n \wedge \vec{B} + e\mu_n \delta(x, y, z) \vec{E} \quad (9)$$

A partir de l'Equation (9), nous déterminons les expressions des composantes du vecteur densité de courant suivant les différents axes du repère:

$$\begin{cases} j_x = eD_n^* \left[ \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} + \mu_n B_0 \sin(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} - \mu_n B_0 \cos(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right] - e\mu_n \mu_n^* B_0 E_0 \delta(x, y, z) \\ j_y = eD_n^* \left[ -\mu_n B_0 \sin(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} + \left\{ 1 + (\mu_n B_0 \cos(\theta))^2 \right\} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} + (\mu_n B_0)^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right] - e\mu_n^* \sin(\theta) E_0 \delta(x, y, z) \\ j_z = eD_n^* \left[ \mu_n B_0 \cos(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} + (\mu_n B_0)^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} + \left\{ 1 + (\mu_n B_0 \sin(\theta))^2 \right\} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right] + e\mu_n^* \cos(\theta) E_0 \delta(x, y, z) \end{cases} \quad (10)$$

Avec  $D_n^* = \frac{D_n}{1 + (\mu_n B_0)^2}$  et  $\mu_n^* = \frac{\mu_n}{1 + (\mu_n B_0)^2}$  respectivement le coefficient de diffusion des électrons et leur mobilité en présence de champ électromagnétique.

L'Equation (10) montre que les trois composantes du vecteur densité de courant dépendent de l'angle d'inclinaison  $\theta$  du champ électromagnétique. Aussi il existe un courant de conduction suivant chacun des trois axes du repère.

Sachant que  $B_0 = \frac{\sqrt{\mu_r \epsilon_r} E_0}{c}$  et en tenant compte de la perméabilité magnétique relative et la permittivité diélectrique relative du silicium et aussi de la vitesse de la lumière dans le vide respectivement  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 12$  et  $c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$  on montre que l'intensité du champ magnétique est négligeable. Par conséquent l'Equation (10) se simplifie et donne l'Equation (11):

$$\begin{cases} j_x = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} \\ j_y = eD_n^* \left[ 1 + \left\{ \mu_n B_0 \cos(\theta) \right\}^2 \right] \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} - e\mu_n^* \sin(\theta) E_0 \delta(x, y, z) \\ j_z = eD_n^* \left[ 1 + \left\{ \mu_n B_0 \sin(\theta) \right\}^2 \right] \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} + e\mu_n^* \cos(\theta) E_0 \delta(x, y, z) \end{cases} \quad (11)$$

L'Equation (11) montre que les phénomènes de conduction ont principalement lieu suivant les axes (Oy) et (Oz).

Les études à une dimension menées par Zerbo et al. [1] et Saria et al. [2] ont montré que l'effet du champ électromagnétique sur le fonctionnement d'une cellule PV au silicium polycristallin est plus perceptible pour les valeurs particulières respectives de l'angle d'inclinaison  $\theta = 0 \text{ rad}$  et  $\theta = \pi \text{ rad}$  du champ électromagnétique. Ces mêmes études ont montré également qu'un angle d'inclinaison  $\theta$

$= \pi/2$  rad n'a aucun effet sur le fonctionnement d'une cellule PV. Aussi, dans la suite du travail, nous nous intéresserons uniquement à ces trois valeurs particulières de l'angle d'inclinaison à savoir  $\theta = 0$  rad;  $\theta = \pi/2$  rad et  $\theta = \pi$  rad.

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad

La nouvelle expression de l'Equation (11) est donnée par l'Equation (12):

$$\begin{cases} j_x(x, y, z, r, \theta = 0) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} \\ j_y(x, y, z, r, \theta = 0) = eD_n^* \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} \\ j_z(x, y, z, r, \theta = 0) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} + e\mu_n^* E_0 \delta(x, y, z) \end{cases} \quad (12)$$

L'Equation (12) est une version simplifiée du vecteur densité de courant trouvé par Barandja et al [9]. L'Equation (12) montre que les phénomènes de diffusion et de conduction s'observeront principalement suivant l'axe (Oz). Et les signes des termes de diffusion et de conduction, étant identiques et positifs, nous assisterons à une conjugaison de leurs actions sur les électrons. Quant aux axes (Ox) et (Oy), on observera des phénomènes de diffusion qui y seront négligeables puisque la distribution des électrons y est uniforme.

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi/2$  rad

Dans ce cas, la nouvelle expression de l'Equation (11) est donnée par l'Equation (13):

$$\begin{cases} j_x(x, y, z, r, \theta = \pi/2) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} \\ j_y(x, y, z, r, \theta = \pi/2) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} - e\mu_n^* E_0 \delta(x, y, z) \\ j_z(x, y, z, r, \theta = \pi/2) = eD_n^* \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \end{cases} \quad (13)$$

L'Equation (13) montre l'existence de courant de conduction uniquement suivant l'axe (Oy). Les phénomènes de diffusion étant négligeables suivant les axes (Ox) et (Oy) alors la diffusion des électrons s'observera essentiellement suivant l'axe (Oz).

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad

L'Equation (14) est la nouvelle expression de l'Equation (11) en considérant un angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad:

$$\begin{cases} j_x(x, y, z, r, \theta = \pi) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} \\ j_y(x, y, z, r, \theta = \pi) = eD_n^* \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} \\ j_z(x, y, z, r, \theta = \pi) = eD_n^* \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} - e\mu_n^* E_0 \delta(x, y, z) \end{cases} \quad (14)$$

L'Equation (14) montre que les phénomènes de diffusion et de conduction s'observeront essentiellement suivant l'axe (Oz) étant donné que les phénomènes de diffusion sont négligeables suivant les axes (Ox) et (Oy). La différence fondamentale d'avec le cas où  $\theta = 0$  rad (cellule PV polarisée en directe) est que dans le cas où  $\theta = \pi$  rad (polarisation inverse de la cellule PV), les termes de densité de courant de diffusion et de conduction ont des signes opposés. De ce fait, nous assisterons à une compensation des actions de la diffusion et de la conduction sur le mouvement des électrons.

### 2.3 EQUATION DE CONTINUITÉ ET DENSITÉ DES ÉLECTRONS

La distribution spatiale et temporelle des électrons libres dans la base du grain de cellule PV au silicium polycristallin est régie par l'équation de continuité, donnée par l'Equation (15) en régime statique:

$$\frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n + G_n(z) - \frac{\delta(x, y, z)}{\tau_n} = 0 \quad (15)$$

La grandeur physique  $G_n(z)$  représente le taux de génération des paires électrons-trous suivant l'axe (Oz) croissant. Dans le cas d'un éclairage multispectral,  $G_n(z)$  est donnée par l'Equation (16):

$$G_n(z) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i z) \quad (16)$$

Avec  $a_i$  et  $b_i$  des constantes obtenues à partir des valeurs tabulées du rayonnement solaire et de la dépendance du coefficient d'absorption du silicium avec la longueur d'onde dans les conditions standards Air Mass 1,5.

En remplaçant le vecteur densité de courant  $\vec{j}_n$  par les expressions de ses différentes composantes, Equation (11) dans l'Equation (15) et en effectuant les différentes dérivées partielles, nous obtenons l'équation de continuité donnée par l'Equation (17):

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + C_y(\theta) \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + C_z(\theta) \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} + L_E(\theta) \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\delta(x, y, z)}{L_n^{*2}} + \frac{G_n(z)}{D_n^*} = 0 \quad (17)$$

Avec

$$C_y(\theta) = 1 + [\mu_n B_0 \cos(\theta)]^2, C_z(\theta) = 1 + [\mu_n B_0 \sin(\theta)]^2, L_E(\theta) = \frac{\mu_n}{D_n} E_0 \cos(\theta), L_n^{*2} = D_n^* \tau_n$$

Considérons les trois valeurs particulières de l'angle d'inclinaison du champ électromagnétique et déterminons les expressions correspondantes de l'équation de continuité.

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad

L'équation de continuité (17) se simplifie en l'Equation (18)

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + [1 + (\mu_n B_0)^2] \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\mu_n E_0}{D_n} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\delta(x, y, z)}{L_n^{*2}} + \frac{G_n(z)}{D_n^*} = 0 \quad (18)$$

Nous retrouvons la même expression de l'équation de continuité que Barandja et al [9].

Le terme  $\frac{\mu_n E_0}{D_n} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z}$ , de signe positif, est une dérivée première de la densité des électrons par rapport à la position z. Il traduit donc un phénomène de diminution des électrons ou déplétion des électrons de l'intérieur vers la face arrière de la base de la cellule PV et aussi une accélération de ces électrons vers la jonction sous l'effet du champ électrique suivant l'axe (Oz).

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi/2$  rad

L'équation de continuité (17) se simplifie ici et donne l'Equation (19):

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + (1 + (\mu_n B_0)^2) \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} - \frac{\delta(x, y, z)}{L_n^{*2}} + \frac{G_n(z)}{D_n^*} = 0 \quad (19)$$

Pour cette valeur particulière de l'angle d'inclinaison, nous notons l'absence du terme  $\frac{\mu_n E_0}{D_n} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z}$ . Ce qui traduit l'absence d'une action du champ électrique sur les électrons suivant l'axe (Oz).

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad

L'équation de continuité (17) se simplifie encore et donne l'Equation (20)

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + \left[1 + (\mu_n B_0)^2\right] \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} - \frac{\mu_n E_0}{D_n} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\delta(x, y, z)}{L_n^2} + \frac{G_n(z)}{D_n^*} = 0 \quad (20)$$

Ici, le terme de dérivée première de la densité des électrons par rapport à la position  $z$ ,  $-\frac{\mu_n E_0}{D_n} \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z}$ , est de signe négatif. Il traduit donc un phénomène d'augmentation des électrons ou réplétion des électrons vers la face arrière de la base de la cellule PV et aussi une accélération de ces électrons vers la face arrière de la base.

L'Equation (17) est une équation différentielle de second ordre à plusieurs variables et la densité des électrons qui représente sa solution est donnée par l'Equation (21):

$$\delta(x, y, z, Sf, r, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \left( \left[ A_{jk} \operatorname{ch}(\beta z) + B_{jk} \operatorname{sh}(\beta z) \right] \exp(\alpha z) - \sum_{i=1}^3 K_{jk} \exp(-b_i z) \right) \cos(C_{jx} x) \cos(C_{ky} y) \quad (21)$$

$$\text{Avec } \alpha = -\frac{L_E(\theta)}{2}, \beta = \frac{1}{2} \left[ L_E^2(\theta) + \frac{4}{L_{jk}^2(\theta)} \right]^{1/2}, C_{xj} = C_j, c_{yk} = \frac{c_k}{\sqrt{c_y(\theta)}}, K_{jk} = \frac{-a_i}{D_{jk}(\theta) \left[ b_i^2 - L_E(\theta) b_i - \frac{1}{L_{jk}^2(\theta)} \right]}$$

$$L_{jk}(\theta) = \left( \frac{C_x(\theta) C_{jx}^2 + C_y(\theta) C_{ky}^2 + \frac{1}{L_n^2}}{1 + (\mu_n B_0 \sin(\theta))^2} \right)^{-1/2}, D_{jk}(\theta) = \left[ \frac{16 \sin\left(\frac{C_{xj} g_x}{2}\right) \sin\left(\frac{C_{yk} g_y}{2}\right)}{D_n^*(\theta) (C_{xj} g_x + \sin(C_{xj} g_x)) (C_{yk} g_y + \sin(C_{yk} g_y))} \right]^{-1}$$

$$D_n^*(\theta) = \frac{D_n \left( 1 + [\mu_n B_0 \sin(\theta)]^2 \right)}{1 + (\mu_n B_0)^2}$$

Les valeurs des constantes  $C_{xj}$  et  $C_{yk}$  sont obtenues en résolvant les équations relatives aux conditions aux limites aux joints de grain [12], [13]. Quant aux constantes  $A_{jk}$  et  $B_{jk}$ , elles sont obtenues en résolvant les équations relatives aux conditions aux limites à la jonction émetteur-base ( $z = 0$ ) et à la face arrière ( $z = H$ ) de la base du grain de cellule PV [12], [13].

## 2.4 DENSITÉ DE PHOTOCOURANT

Le flux des électrons qui arrivent à la jonction crée un courant dont une partie est transmise à une résistance de charge extérieure et une autre partie pouvant être perdue par effet joule à la jonction du grain de cellule PV. Ce courant est la somme du courant de diffusion, du courant de conduction créé par le champ électrique et du courant induit par la présence du champ magnétique. Dans le cas où  $c$ 'est uniquement un courant de diffusion qui traverse la jonction alors l'expression de la densité de ce courant à la jonction est donnée par l'Equation (22):

$$J_{ph}(Sf, r, \theta) = \frac{e D_{jk}(r)}{g_x g_y} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{\frac{g_y}{2}} \left( \frac{\partial \delta(x, y, z, Sf, r, \theta)}{\partial z} \right)_{z=0} dx dy \quad (22)$$

L'Equation (22) représente la norme du vecteur courant de diffusion par unité de surface. En exploitant l'Equation (10) et en faisant une analogie avec l'Equation (22), nous établissons l'expression générale de la densité de photocourant en divisant le module du vecteur courant par la surface traversée par ce même vecteur courant. Cette expression générale est donnée par l'Equation (23):

$$J_{ph} = \frac{1}{g_x g_y} \left\{ \left[ \int_{-\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{\frac{g_y}{2}} j_x \Big|_{z=0} dx dy \right]^2 + \left[ \int_{-\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{\frac{g_y}{2}} j_y \Big|_{z=0} dx dy \right]^2 + \left[ \int_{-\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{\frac{g_y}{2}} j_z \Big|_{z=0} dx dy \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (23)$$



Avec  $g_x$  et  $g_y$ , les dimensions du grain de cellule PV au silicium polycristallin;  $j_x, j_y$  et  $j_z$  représentent les composantes du vecteur densité de courant données par l'Equation (10).

Après des calculs, la nouvelle expression de la densité de photocourant est donnée par l'Equation (24):

$$J_{ph}(Sf, r, \theta) = \frac{e}{g_x g_y} \sum_j \sum_k R_{jk} \left[ \left\{ 1 + (\mu_n B_0)^2 \left[ 1 + (\sin(\theta))^2 \left( 1 + (\mu_n B_0)^2 \right) \right] \right\} Sf^2 + \mu_n^* E_0 \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] \left\{ 2 \cos(\theta) Sf + \mu_n^* E_0 \right\} \right]^{1/2} Z_{jk}(0, r, \theta) \quad (24)$$

L'Equation (24) montre que la densité de photocourant dépend de l'amplitude des champs électrique et magnétique de l'onde électromagnétique, de son angle d'inclinaison et du point de fonctionnement  $Sf$  du grain de cellule PV.

Nous analyserons l'expression de la densité de photocourant pour les trois valeurs particulières de l'angle d'inclinaison à savoir  $\theta = 0$  rad;  $\theta = \pi/2$  rad et  $\theta = \pi$  rad.

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad

Dans ce cas, qui a été étudié par Barandja et al. [9], la force électrique entraîne une migration des électrons dans la même direction que leur diffusion c'est-à-dire de la face arrière du grain de cellule PV vers la jonction. Ainsi, la densité de courant de diffusion et la densité de courant de conduction sont positives. Et l'expression de la densité de courant de l'Equation (24) se simplifie pour donner l'Equation (25):

$$J_{ph}(Sf, r, \theta = 0) = \frac{e}{g_x g_y} \sum_j \sum_k R_{jk} \left[ 1 + (\mu_n B_0(r))^2 \right]^{1/2} \left[ Sf + \mu_n^* E_0(r) \right] Z_{jk}(0, r, \theta = 0) \quad (25)$$

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi/2$  rad

Les analyses faites plus haut sur les différentes composantes du vecteur densité de courant, Equation (13), ont montré que les phénomènes de diffusion ont principalement lieu suivant l'axe (Oz) et ceux de la conduction, uniquement suivant l'axe (Oy). Donc les directions de ces phénomènes sont perpendiculaires. Alors la force électrique entraîne une migration des électrons perpendiculairement à leur diffusion. Le courant de diffusion et celui de conduction sont également positifs tandis que dans l'étude à une dimension [1], le courant de conduction est nul. La nouvelle expression, Equation (26), de la densité de courant est obtenue à partir de l'Equation (24):

$$J_{ph}(Sf, r, \theta = \pi/2) = \frac{e}{g_x g_y} \sum_j \sum_k R_{jk} \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] \left\{ \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right] Sf^2 + (\mu_n^* E_0)^2 \right\}^{1/2} Z_{jk}(0, r, \theta = \pi/2) \quad (26)$$

✓ Angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad

Pour cette valeur de l'angle d'inclinaison, la force électrique entraîne une migration des électrons dans le sens opposé à celui de leur diffusion comme dans l'étude à une dimension [2]. Dans ce cas, la densité de courant de diffusion est positive alors que celle du courant de conduction est négative.

L'expression de la densité de courant de l'Equation (24) se simplifie et donne l'Equation (27):

$$J_{ph}(Sf, r, \theta = \pi) = \frac{e}{g_x g_y} \sum_j \sum_k R_{jk} \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right]^{1/2} \left[ Sf - \mu_n^* E_0 \right] Z_{jk}(0, r, \theta = \pi) \quad (27)$$

Comme dans la modélisation à 1-D [2], il existe une valeur particulière de la vitesse dynamique à la jonction  $Sf$  pour laquelle la densité de courant de l'Equation (27) est nulle. Par conséquent, pour cette valeur particulière du point de fonctionnement, la puissance électrique délivrée à une résistance de charge extérieure est également nulle. L'Equation (28) donne l'expression de cette valeur particulière du point de fonctionnement (vitesse dynamique à la jonction à l'équilibre):

$$Sf_{eq}(r) = \mu_n^* E_0(r) \quad (28)$$

Enfin, l'Equation (27) peut être réécrite en utilisant cette valeur particulière du point de fonctionnement:

$$J_{ph}(Sf, r, \theta = \pi) = \frac{e}{g_x g_y} \sum_j \sum_k R_{jk} \left[ 1 + (\mu_n B_0)^2 \right]^{1/2} [Sf - Sf_{eq}] Z_{jk}(0, r, \theta = \pi) \quad (29)$$

Pour toute valeur du point de fonctionnement inférieure à celle de la vitesse dynamique à la jonction à l'équilibre ( $Sf < Sf_{eq}$ ), la densité de photocourant est négative et elle est positive dans le cas contraire ( $Sf > Sf_{eq}$ ).

### 2.5 PHOTOTENSION

L'expression de la phototension, Equation (30), est obtenue en appliquant la loi de Boltzmann.

$$V_{ph}(Sf, r, \theta) = V_T \ln \left( 1 + \frac{N_B}{n_i^2} \int_{\frac{g_x}{2}}^{\frac{g_x}{2}} \int_{\frac{g_y}{2}}^{\frac{g_y}{2}} \delta(x, y, z, Sf, r, \theta)_{z=0} dx dy \right) \quad (30)$$

Avec  $V_T$  la tension thermique,  $N_B$  le taux de dopage en atomes accepteurs dans la base et  $n_i$  la concentration des porteurs intrinsèques à l'équilibre thermodynamique.

## 3 RÉSULTATS ET DISCUSSION

A partir des expressions de la densité des électrons, de la densité de photocourant et de la phototension obtenues grâce à la résolution des équations de transport à 3 D dans le paragraphe précédent, nous allons effectuer une simulation afin d'analyser l'influence de l'intensité et de l'angle d'inclinaison des ondes radio AM sur les paramètres précédemment cités.

La simulation sera menée pour chacune des trois valeurs de l'angle d'inclinaison  $\theta = 0 \text{ rad}$ ,  $\pi/2 \text{ rad}$  et  $\pi \text{ rad}$  et en considérant les valeurs suivantes des constantes:  $L_n = 0,015 \text{ cm}$ ;  $D_n = 26 \text{ cm}^2/\text{s}$ ;  $\mu_n = 1000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ;  $g_x = g_y = 1,5 \times 10^{-2} \text{ cm}$ ;  $S_{gb} = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $S_b = 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H = 0,03 \text{ cm}$ .

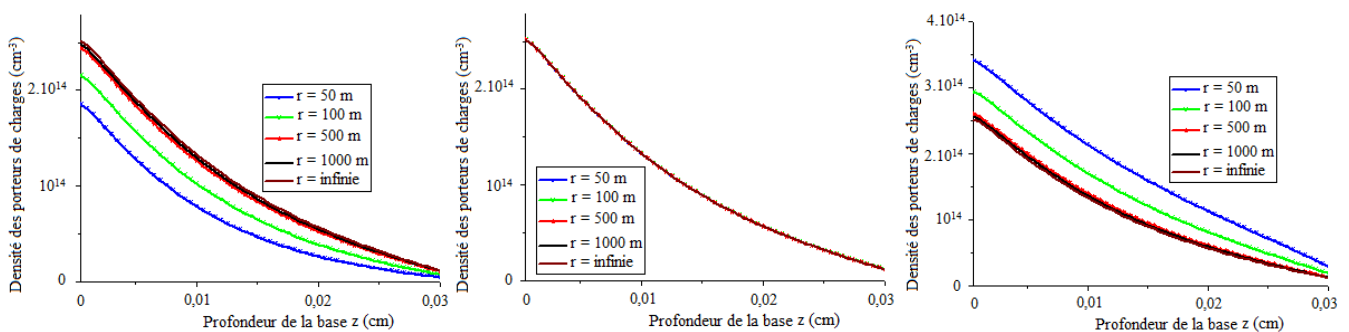
Dans les points qui suivent, nous étudierons la densité des électrons dont l'évolution en circuit ouvert puis en court-circuit permet de prévoir respectivement l'évolution de la tension de circuit ouvert puis de la densité de courant de court-circuit.

### 3.1 EFFET DE L'INTENSITE ET DE L'ANGLE D'INCLINAISON DU CHAMP ÉLECTROMAGNETIQUE SUR LA DENSITE DES ÉLECTRONS

Dans ce point, nous allons tout d'abord étudier la densité des électrons en circuit ouvert puis en court-circuit.

#### 3.1.1 DENSITE DES ÉLECTRONS EN CIRCUIT OUVERT

L'évolution de la densité des électrons en fonction de la profondeur de la base du grain de cellule PV et pour différentes valeurs de la distance source d'ondes radio-cellule PV, est donnée par les courbes de la Figure 2.



**Fig. 2. Densité des électrons en fonction de la profondeur de la base, pour différentes valeurs de la distance ( $Sf = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ ). (a)  $\theta = 0 \text{ rad}$  (b)  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  (c)  $\theta = \pi \text{ rad}$**

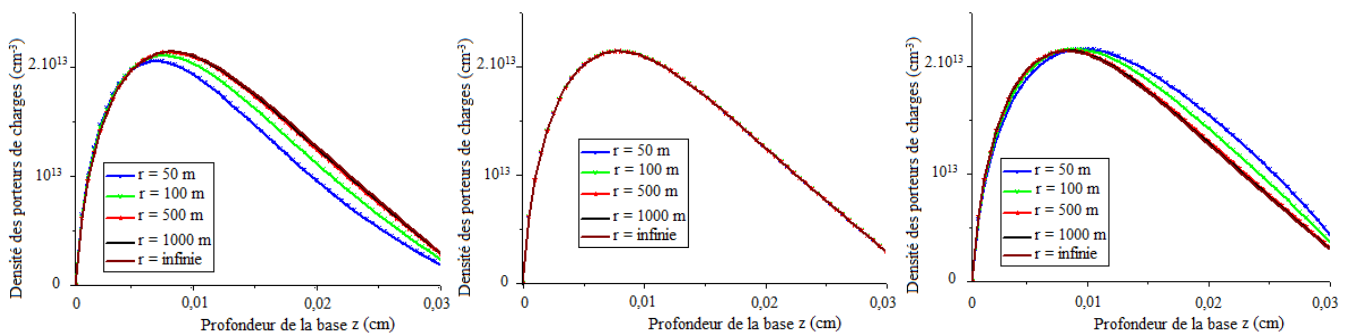
En circuit-ouvert, les différentes courbes présentent la même allure avec un gradient de densité des électrons négatif à la jonction. L'amplitude du champ électromagnétique étant une fonction décroissante de la distance  $r$ , lorsque la distance source-cellule PV diminue

alors l'intensité du champ électromagnétique augmente. La composante électrique de ce champ, influence le mouvement des électrons libres. Cela entraîne une variation progressive de la densité des électrons à la jonction sauf dans le cas où l'angle d'inclinaison est  $\theta = \pi/2$  rad (Figure 2.b). Ainsi, pour la valeur de l'angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad, l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique entraîne une diminution ou déplétion des électrons dans la base du grain de cellule PV (Figure 2.a). La déplétion des électrons dans la base est due à la migration des électrons vers la jonction qu'ils traversent pour donner naissance à un courant de fuite qui sera perdu par effet Joule à la jonction. Cette diminution de la densité des électrons à la jonction aura pour conséquence, une diminution de la tension de circuit ouvert avec l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique.

A l'opposé, pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad, l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique entraîne une augmentation ou réplétion des électrons dans la base du grain de cellule PV (Figure 2.c). En effet, la présence du champ électromagnétique empêche les électrons de traverser la jonction. Mieux, il les repousse vers la profondeur de la base. Au cours de cette répulsion, les électrons accélérés vers la face arrière de la base du grain de cellule PV, entrent en collision avec les atomes de silicium du réseau cristallin et cassent des liaisons pour créer des paires électron-trou. Les nouveaux électrons et trous sont aussi accélérés par le champ électrique et peuvent à leur tour créer de nouvelles paires, et ainsi de suite augmentant alors la densité des électrons libres dans la base: c'est l'effet d'avalanche. L'accélération des électrons vers la face arrière de la base sous l'effet du champ électrique donne naissance à un courant de conduction. Ainsi, par comparaison, la densité des électrons à la jonction est plus importante pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad (Figure 2.c) que pour  $\theta = 0$  rad (Figure 2.a). Par conséquent, nous obtiendrons une tension de circuit ouvert plus grande pour  $\theta = \pi$  rad que pour  $\theta = 0$  rad avec l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique.

### 3.1.2 DENSITE DES ÉLECTRONS EN COURT-CIRCUIT

La Figure 3 présente l'évolution de la densité des électrons en fonction de la profondeur de la base du grain de cellule PV et pour différentes valeurs de la distance.



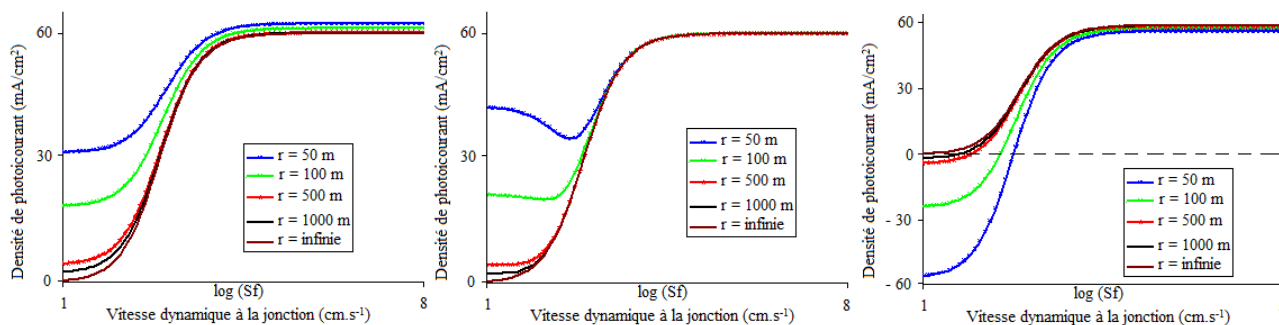
**Fig. 3. Densité des électrons en fonction de la profondeur de la base, pour différentes valeurs de la distance ( $S_f = 8 \times 10^8 \text{ cm. s}^{-1}$ ) (a)  $\theta = 0 \text{ rad}$  (b)  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  (c)  $\theta = \pi \text{ rad}$**

On remarque que les courbes des Figures 3.a; 3.b et 3.c, ont la même allure: gradient d'électrons positif près de la jonction, gradient nul à une certaine profondeur de la base où la densité des électrons est maximale puis gradient négatif jusqu'à la face arrière de la base où la densité des électrons est faible. Le gradient des électrons positif près de la jonction permet à tous les électrons situés dans cette zone de traverser la jonction et participer au courant alors que dans une zone à gradient négatif, les électrons sont recombinaison soit en volume soit à la face arrière de la base.

Avec la réduction de la distance (augmentation du champ électromagnétique), on observe sur les courbes de la Figure 3.a ( $\theta = 0 \text{ rad}$ ) une déplétion des électrons et un gradient des électrons près de la jonction de plus en plus élevé indiquant que la densité de courant de court-circuit augmentera. Quant aux courbes de la Figure 3.c ( $\theta = \pi \text{ rad}$ ), on observe une réplétion des électrons et un gradient des électrons près de la jonction de plus en plus faible indiquant que la densité de courant de court-circuit diminuera. Enfin, les courbes de la Figure 3.b montrent que le champ électromagnétique n'a aucun effet sur le grain de cellule PV lorsque  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ .

### 3.2 EFFET DE L'INTENSITE ET DE L'ANGLE D'INCLINAISON DU CHAMP ÉLECTROMAGNETIQUE SUR LA DENSITE DE COURANT

Les courbes de la Figure 4 donnent l'évolution de la densité de photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour plusieurs valeurs de la distance.

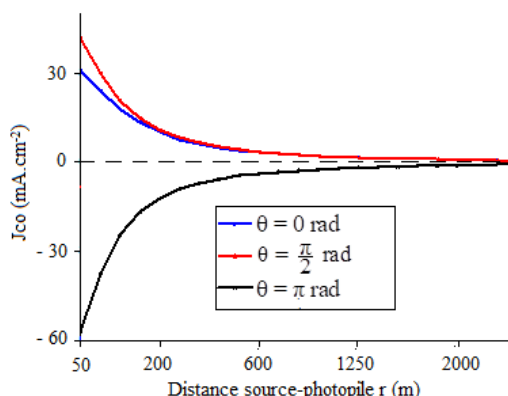


**Fig. 4. Densité de photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction, pour différentes valeurs de la distance. (a)  $\theta = 0$  rad (b)  $\theta = \pi/2$  rad (c)  $\theta = \pi$  rad**

Les courbes des Figures 4.a; 4.b et 4.c présentent trois zones.

- Une première zone correspondant à un état de fonctionnement en circuit ouvert caractérisée par des faibles valeurs de la vitesse dynamique à la jonction ( $Sf \leq 10^2$  cm.s<sup>-1</sup>). Dans cette zone, la densité de courant électrique est nulle en l'absence de champ électromagnétique (distance infinie). Par contre, en présence de champ électromagnétique (distance variant de 1000 m à 50 m), la densité de courant électrique est non nulle, mieux, elle est proportionnelle à l'intensité du champ électromagnétique. En effet, pour les angles d'inclinaison  $\theta = 0$  rad et  $\theta = \pi/2$  rad, la densité du courant électrique qui se résume au courant de conduction est positive et sa valeur augmente avec l'intensité du champ électromagnétique (diminution de la distance) tandis que, pour  $\theta = \pi$  rad, le courant de conduction est négatif. Sa valeur absolue augmente également avec la diminution de la distance

La Figure 5 donne l'évolution de la densité de courant de circuit ouvert en fonction de la distance.



**Fig. 5. Densité de courant de circuit ouvert en fonction de la distance**

En l'absence de champ électromagnétique, le courant de conduction est nul (Figure 5). Par contre, en sa présence, un courant de conduction apparaît, mieux, son intensité augmente avec la valeur du champ électromagnétique. Ce courant de conduction, n'est pas délivré à une résistance de charge extérieure. Il est perdu par effet joule soit à la jonction, soit dans la base selon l'angle d'inclinaison avec lequel le champ électromagnétique transporté par les ondes radio AM rencontre le grain de photopile. En effet, pour l'angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad, le courant de conduction est perdu par effet Joule à la jonction. Il est alors appelé courant de fuite et contribue à chauffer la jonction émetteur-base du grain de cellule PV. Pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi/2$  rad, le courant de conduction est plus important que celui observé avec l'angle d'inclinaison  $\theta = 0$  rad. Ce courant est dû à la migration des électrons dans la base du grain de cellule PV, selon l'axe (Oy) comme l'a indiqué l'Equation (13). Par conséquent, pour  $\theta = \pi/2$  rad, le courant de conduction contribue à chauffer la base du grain de cellule PV soumis à l'influence du champ électromagnétique. Enfin, pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi$  rad, le courant de conduction est négatif. Il est produit à l'intérieur de la base grâce au mouvement des électrons. Sa valeur absolue augmente avec l'intensité du champ électromagnétique soit avec la diminution de la distance. Ainsi, l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique entraîne une augmentation de l'intensité du courant de conduction produit par la migration des électrons de la jonction vers la face arrière de la base.

- Une deuxième zone, correspondant à l'état de fonctionnement intermédiaire ( $10^2 \text{ cm.s}^{-1} < Sf < 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Dans cette zone, les phénomènes de diffusion sont bien présents alors que ceux de conduction dépendent de l'intensité du champ électrique donc de la distance. C'est également dans cette zone que se trouve le courant maximal produit par le grain de cellule PV quel que soit l'angle d'inclinaison du champ électromagnétique

Pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi \text{ rad}$ , on observe sur les courbes de la Figure 4.c que lorsque la distance varie de 1000 m à 50 m (augmentation de l'intensité du champ électromagnétique), il existe un point de fonctionnement particulier ( $Sf_{eq}$ ) pour lequel la densité de courant est nulle. En effet, à un instant donné dans la base, la quantité d'électrons créés par l'effet d'avalanche est telle que leur flux de diffusion orienté vers la jonction compense exactement le flux migratoire vers la face arrière de la base ayant créé l'effet d'avalanche. Le point de fonctionnement particulier pour lequel il y a un équilibre entre le flux migratoire et le flux de diffusion est appelé vitesse dynamique à l'équilibre ( $Sf_{eq}$ ). Cette vitesse dynamique à la jonction à l'équilibre qui est une fonction décroissante de la distance (Equation 28) est représentée à la Figure 6.

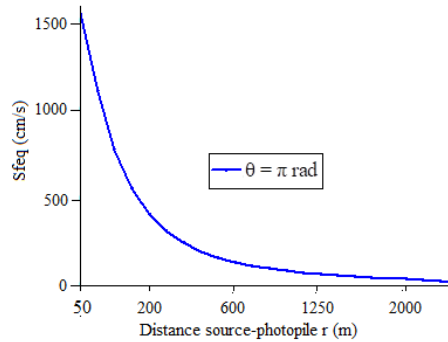


Fig. 6. Vitesse dynamique à l'équilibre en fonction de la distance

La Figure 6 montre que lorsque la distance diminue, la valeur de la vitesse dynamique à l'équilibre croît. Ainsi, pour tout état de fonctionnement pour lequel ( $Sf = Sf_{eq}$ ), les phénomènes de diffusion et ceux de conduction se compensent exactement. Par conséquent, le courant électrique résultant est alors nul. Par ailleurs, pour tout état de fonctionnement tel que  $Sf < Sf_{eq}$ , la cellule PV ne fournit aucun courant électrique à une résistance de charge extérieure. Elle est donc bloquée. Elle commence à fournir du courant électrique à un circuit extérieur lorsque  $Sf > Sf_{eq}$ . Ainsi, une cellule PV polarisée en inverse par un champ électromagnétique est soit générateur de courant soit bloquée contrairement à une diode à jonction PN qui est bloquée. Cet état de fonctionnement (générateur de courant ou bloqué) dépend de l'intensité du champ électromagnétique donc de la distance.

- Une troisième zone, correspondant aux grandes valeurs de la vitesse dynamique à la jonction ( $Sf \geq 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ ), c'est la zone de fonctionnement en court-circuit. La valeur de la densité de courant  $y$  est maximale puisque les phénomènes de diffusion sont les plus prépondérants bien qu'il existe des phénomènes de conduction dépendant de l'intensité du champ électrique donc de la distance

La Figure 7 donne l'évolution de la densité de courant de court-circuit en fonction de la distance.

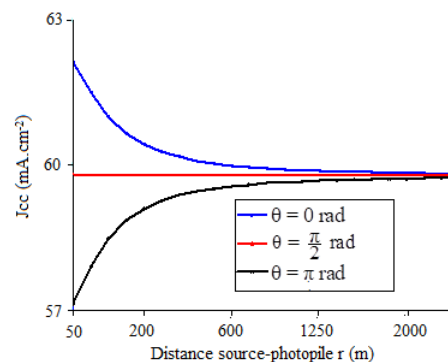


Fig. 7. Densité de courant de court-circuit en fonction de la distance

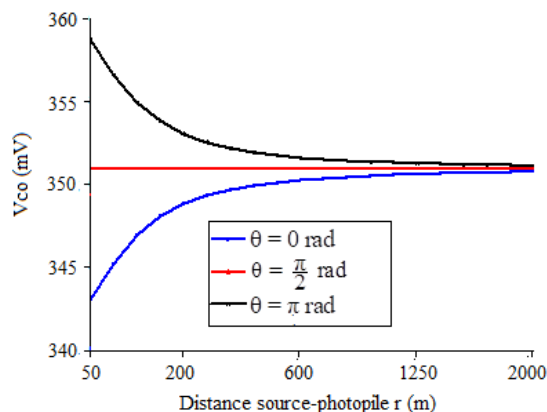
La diminution de la distance entraîne une augmentation de la densité de courant de court-circuit de l'ordre de 4% pour  $\theta = 0 \text{ rad}$  et une diminution du même ordre de grandeur (4%) pour  $\theta = \pi \text{ rad}$ . Par contre, pour le cas particulier de l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , la valeur du courant de court-circuit correspond à celle qu'on obtiendrait en l'absence de champ électromagnétique. Une comparaison des

valeurs numériques nous permet de dire qu'une cellule PV polarisée en direct par un champ électromagnétique produit un courant de court-circuit plus important que la même cellule PV polarisée en inverse.

### 3.3 EFFET DE L'INTENSITE ET DE L'ANGLE D'INCLINAISON DU CHAMP ÉLECTROMAGNETIQUE SUR LA TENSION DE CIRCUIT OUVERT

La phototension aux bornes d'un grain de cellule PV dépend de la densité des électrons à la jonction. Or cette densité des électrons est influencée par la présence du champ électromagnétique. De ce fait, la phototension sera également influencée par la présence du champ électromagnétique. Dans ce paragraphe, nous analyserons l'effet du champ électromagnétique sur la tension de circuit ouvert, pour trois valeurs particulières de l'angle d'inclinaison.

La Figure 8 donne l'allure de la tension de circuit ouvert en fonction de la distance.



**Fig. 8. Tension de circuit ouvert en fonction de la distance**

Pour l'angle d'inclinaison  $\theta = 0 \text{ rad}$ , la tension de circuit ouvert diminue d'environ 2% avec la diminution de la distance alors qu'elle augmente d'environ 2% lorsque  $\theta = \pi \text{ rad}$ . Par contre, pour  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , quelle que soit la distance source-cellule PV, les courbes sont confondues indiquant que la tension de circuit ouvert n'est pas influencée par la présence de champ électromagnétique.

## 4 CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié l'effet de l'intensité et de l'angle d'inclinaison d'un champ électromagnétique sur la tension et le courant produit par un grain de cellule PV au silicium polycristallin éclairée par une lumière multispectrale.

Les résultats des simulations, en utilisant les courbes de densité des électrons en circuit ouvert, ont montré que pour la valeur de l'angle d'inclinaison  $\theta = 0 \text{ rad}$ , l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique entraîne une diminution ou déplétion des électrons dans la base du grain de cellule PV. Cela a pour conséquence une diminution de la tension de circuit ouvert d'environ 2% et l'apparition d'un courant de circuit ouvert, proportionnel à l'intensité du champ électromagnétique, qui sera perdu par effet Joule à la jonction. A l'opposé, pour l'angle d'inclinaison  $\theta = \pi \text{ rad}$ , l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique entraîne une augmentation ou réplétion des électrons dans la base du grain de cellule PV dû à l'effet d'avalanche. On a une augmentation de la tension de circuit ouvert d'environ 2% et l'apparition d'un courant de circuit ouvert, proportionnel à l'intensité du champ électromagnétique et qui sera perdu par effet Joule dans la base du grain de cellule PV.

Quant aux courbes de densité des électrons en court-circuit, elles ont montré que pour  $\theta = 0 \text{ rad}$  on a une déplétion des électrons et un gradient des électrons près de la jonction de plus en plus élevé avec pour conséquence une augmentation de la densité de courant de court-circuit d'environ 4% avec l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique. A l'opposé, pour  $\theta = \pi \text{ rad}$ , on observe une réplétion des électrons et un gradient des électrons près de la jonction de plus en plus faible ce qui a pour conséquence une diminution de la densité de courant de court-circuit d'environ 4% avec l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique.

Pour  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , les courbes de densité d'électrons restent inchangées montrant ainsi que le champ électromagnétique n'a aucun effet sur le mouvement des électrons suivant l'axe ( $Oz$ ) alors que les courbes de densité de courant ont montré la présence d'un courant de circuit ouvert. En effet, ce courant de circuit ouvert est dû à la migration des électrons suivant l'axe ( $Oy$ ) comme l'a montré l'analyse des composantes du vecteur densité de courant. Il sera perdu également par effet Joule dans la base du grain de cellule PV.

Enfin, pour  $\theta = \pi$  rad et à un instant donné dans la base, la quantité d'électrons créés par l'effet d'avalanche est telle que leur flux de diffusion orienté vers la jonction compense exactement le flux migratoire vers la face arrière de la base. Dans ce cas le courant est nul et le point de fonctionnement correspondant est appelé vitesse dynamique à l'équilibre ( $Sf_{eq}$ ). Ainsi, pour tout point de fonctionnement tel que  $Sf \leq Sf_{eq}$ , la cellule PV est bloquée. Par contre, pour tout point de fonctionnement tel que  $Sf > Sf_{eq}$ , la cellule PV est un générateur de courant contrairement à une diode à jonction PN qui reste bloquée en polarisation inverse.

## REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient International Science Program (ISP) qui soutient leurs travaux de recherche à travers le projet BUF 01.

## REFERENCES

- [1] I. Zerbo, M. Zoungrana, M. Saria, A. Ouedraogo, and D. Zougmore, «Effect of Incidence Angle Varying from 0 rad to  $\pi/2$  rad and Intensity of Radio Waves on the Performance of a Silicon Solar Cell,» *Advances in Science and Technology Research Journal*, vol. 11, no. 4, pp. 68–75, 2017.
- [2] M. Saria, B. Zouma, B. Korgo, V. D. B. Barandja, M. Zoungrana, I. Zerbo, and D. Zougmore, «Effect of Reverse Polarisation of an Electromagnetic Field on the Performance of a Silicon PV Cell,» *Advances in Materials Science and Engineering*, vol. 2020, Article ID 1320268, 6 pages.
- [3] I. Zerbo, M. Zoungrana, A.D. Seré, F. Ouedraogo, R. Sam, B. Zouma et F. Zougmore, «Influence d'une onde électromagnétique sur une photopile au silicium sous éclairage multi spectral en régime statique,» *Revue des Energies Renouvelables*, vol. 14, no. 3, pp. 517–532, 2011.
- [4] O. Sow, I. Zerbo, S. Mbodji, M. I. Ngom, M. S. Diouf and G. Sissoko, «Silicon solar cell under electromagnetic waves in steady state: electrical parameters determination using the I-V and P-V characteristics,» *International Journal of Science, Environment and Technology*, vol. 1, no. 4, pp. 230–246, 2012.
- [5] I. Zerbo, M. Zoungrana, A. D. Seré, F. Zougmore, «Silicon solar cell under electromagnetic wave in steady state: effect of the telecommunication source's power of radiation,» *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 29, 012019, 2012.
- [6] I. Zerbo, M. Zoungrana, A. Ouedraogo, B. Korgo, B. Zouma and D. J. Bathiebo, «Influence of electromagnetic waves produced by an amplitude modulation radio antenna on the electric power delivered by a silicon solar cell,» *Global Journal of Pure and Applied Sciences*, vol. 20, pp. 139–148, 2014.
- [7] A. Ouedraogo, V. D. B. Barandja, I. Zerbo, M. Zoungrana, E. W. Ramde, and D. J. Bathiebo, «A theoretical study of radio wave attenuation through a polycrystalline silicon solar,» *Turkish Journal of Physics*, vol. 41, no. 4, pp. 314–325, 2017.
- [8] V. D. B. Barandja, B. Zouma, A. O. Mackpayen, M. Zoungrana, I. Zerbo, and D. J. Bathiebo, «Propagation of Electromagnetic Wave into an Illuminated Polysilicon PV Cell,» *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2020, Article ID 6056712, 7 pages.
- [9] V. D. B. Barandja, B. M. Pakouzou, E. W. Ramdé, J. M'boliguipa, M. Saria, M. Zoungrana, I. Zerbo, «Modelling the response of an Illuminated Polysilicon Solar Cell under the influence of Radio Waves, a 3D approach,» *Energy Reports*, vol. 7, pp. 2094–2100, 2021.
- [10] M. Zoungrana, I. Zerbo, F. I. Barro, R. Sam, F. Touré, M. L. Samb and F. Zougmore, «Modélisation à 3-D de l'influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur une photopile au silicium polycristallin sous éclairage concentré,» *Revue des Energies Renouvelables*, vol. 14, no. 4, pp. 649–664, 2011.
- [11] M. Zoungrana, I. Zerbo, A. Seré, B. Zouma and F. Zougmore, «3D Study of Bifacial Silicon Solar Cell Under Intense Light Concentration and Under External Constant Magnetic Field,» *Global Journal of Engineering Research*, vol. 10, no. 1&2, pp. 113–124, 2011.
- [12] H. L. Diallo, A. S. Maiga, A. Wereme and G. Sissoko, «New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell,» *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 42, pp. 203–211, 2008.
- [13] A. Dieng, I. Zerbo, M. Wade, A. S. Maiga and G. Sissoko, «Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: The influence of the applied magnetic field on the electrical parameters,» *Semiconductor Science and Technology*, 26, 095023, 9 pp, 2011.