UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCE DE LA TERRE DE L'UNIVERS ET DE L'INGÉNIEUR (PCSTUI)

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE



Année: **2017** N° d'ordre:

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Présentée par

M. MAYORO DIEYE

Maître ès Sciences

Option: ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈME

SUJET DE RECHERCHE

Étude en régime statique d'une photopile polycristalline sous éclairement multispectral constant et sous irradiation, par des particules

Soutenue publiquement le 15 / 07 / 2017 devant le jury composé de:

Jury	Nom et Prénoms	Grade	Établissement
Président	A. Seydou. MAÏGA	Professeur titulaire	UGB/Saint-louis
	Moustapha DIENG	Maître de	FST/UCAD
Rapporteurs		Conférences	
	Martial ZOUNGRANA	Maître de	Univ. P. J. K Zerbo
		Conférences	
	Ibrahima LY	Maître de	EPT/Thiès
Examinateurs		Conférences	
	Moustapha THIAME	Maître assistant	Univ. A. SECK/Zig
	Doudou GAYE	Dr. Assistant V.	ESP/UCAD
Directeurs	Grégoire SISSOKO	Professeur titulaire	FST/UCAD
	Senghane MBODJI	Maître de	UAD/Bambey
		Conférences	

ÉCOLE DOCTORALE -PCSTUI-FST-UCAD-2017

Ce modeste travail a été effectué sous la direction de M. SENGHANE MBODJI Maître de Conférences à l'UAD de Bambey et de M. GRÉGOIRE SISSOKO, Professeur títulaire de classe exceptionnelle, Chevalier de l'ordre national du lion et Rédacteur en Chef du Journal des Sciences (<u>www.cadids.org</u>) au département Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de Dakar-UCAD (Sénégal).

DÉDICACES

Je dédie ce modeste travail spécialement.

À feu mon grand-père Mame Dame DIEYE et Tante Anta Diop que la terre vous soit légère et que le tout puissant vous accueille dans son paradis. Les conseils que vous m'aviez donnés resteront à toujours graver dans mon esprit.

À mon papa Aladji DIEYE

À ma maman **Fambaye DIEYE** la brave, l'endurante, ma partenaire, ma plus que confidente, ma conseillère, merci pour ton immense soutien (moral, financier,...)!!! Merci de ta confiance vis-à-vis de mon humble personne!!! Je ne saurais trouver les termes adéquats pour te rendre un vibrant hommage, longue vie à toi.

<< Je t'aime plus que tout ma chère Mère >>

À mes Frères et Sœurs

À ma bien aimée et douce moitié (Ndeye Nogaye DIOP)

À mes Neveux et Nièces

À mes Oncles et Tantes

À mes Cousins et Cousines

À mes Ami(e)s

À Mame Ndeye DIEYE, Baye DIEYE, Bass DIEYE, Pape DIOP.

À Tous mes Camarades du Labo SOLMATS.

Pour finir, à tous ceux qui ont de près ou de loin contribué à la réussite de ce travail.

Le professeur **Grégoire SISSOKHO**, le Dr **DIONE**, le Dr **NDIAYE**, le Dr **DIAGNE**, le **Dr DIAO**, le **Dr GAYE**, Mr **Saliou NIANG**, Mr **DIAW**, Mr **BA**.

À Vous Tous

Je dédie ce modeste travail

Merci mille fois pour votre gentillesse, votre compétence

Et votre compréhension.

À Tous les Professeurs qui nous ont enseigné

Car si nous sommes là Aujourd'hui c'est bien grâce à Vous Tous

Donc un grand merci pour Vous.

REMERCIEMENTS

La thèse est une expérience pleine d'enseignements, de découvertes, d'espoir, de remises en question, d'obstacles et de rencontres. Au-delà de tout cela, elle reste indéniablement une expérience extrêmement enrichissante.

Au terme de ce mémoire de thèse unique, nous adressons nos remerciements à l'endroit de:

Monsieur Grégoire SISSOKO, Professeur Titulaire à la Faculté des Sciences et Techniques de L'U.C.A.D pour avoir bien voulu m'accepter au sein du Groupe International de Recherche en Énergies Renouvelables (GIRER). Je tiens à le remercier infiniment pour avoir accepté de diriger cette thèse mais surtout de m'avoir accueilli dans le laboratoire bien avant le démarrage de cette thèse en me donnant l'opportunité de faire une immersion dans la thématique des énergies renouvelables. Je ne saurais trouver de mots assez forts pour vous exprimer toute ma gratitude. J'ai su apprécier tout au long de ce périple, vos qualités de chercheur dont j'ai beaucoup su tirer profit. Par le soutien constant que vous m'avez apporté et vos qualités humaines vous avez toujours su m'insuffler un nouvel élan jusqu'à l'aboutissement de ce travail. Comme le disait M. MBODJI vous êtes un Panafricanisme.

Je vous remercie de m'avoir donné le « virus » du photovoltaïque, dont je ne suis pas prêt de guérir...

Votre soutien pédagogique va jusqu'à m'associer dans vos TD. Puisse le Tout Puissant vous accorder la récompense de vos bienfaits. L'honneur que vous me faites en participant à ce jury me va droit au cœur.

Fruit d'une collaboration assez soutenue, ce mémoire est **un hommage** que vous rend votre disciple.

Ma reconnaissance va aussi à l'endroit de Monsieur **Senghane MBODJI**, Maître de Conférences à l'UADB. Assez rapidement, il a su me confier beaucoup de responsabilités dans l'organisation et la présentation de mes travaux. C'est grâce à cette confiance que j'ai pu, pendant ces trois années, m'épanouir au niveau professionnel.

Je vous remercie pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury.

Monsieur Amadou S. MAÏGA, Professeur Titulaire de l'Université Gaston Berger de Saint-Louis. Vous avez été disponible et gentil à notre égard de. Que vous trouvez ici, toute ma gratitude en acceptant de participer et de présider ce jury. Monsieur **Moustapha DIENG**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences et Techniques de L'U.C.A.D. Je suis très honoré par votre présence comme membre du jury qui témoigne l'intérêt que vous accordez à ce travail.

Monsieur Martial ZOUNGRANA, Maître de Conférences à l'Université J. K de Zerbo. C'est plus qu'un honneur pour nous de vous avoir parmi le jury. La distance est longue mais vous avez qu'à même honorer par votre présence. Toute l'équipe vous dit un très grand merci et nous vous souhaitons la bienvenue au Sénégal (Pays de la téranga).

Monsieur **Ibrahima LY**, Maître de Conférences à l'école polytechnique de Thiès. Votre sagesse m'a toujours rassuré, et en face de vous je me sens bien à l'aise. Vous avez accepté de participer à ce jury. J'en suis fier et je vous en remercie.

Monsieur **Moustapha THIAME**, Maître assistant à l'Université A Seck de Ziguinchor pour l'intérêt que vous n'avez cessé de manifester pour ce travail. Votre présence comme membre de ce jury m'honore à plus d'un titre.

Monsieur **Doudou GAYE**, Docteur Assistant V. de L'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Je vous remercie pour votre disponibilité et votre soutien sans faille pour l'accomplissement de ce travail. Je suis très honoré par votre présence comme membre de jury qui témoigne l'intérêt que vous accordez à ce travail.

Je souhaite en particulier exprimer ma reconnaissance à M. **M. DIONE** pour le dynamisme et l'enthousiasme dont il a fait preuve tout au long de ce travail, ainsi que pour la qualité de l'éclairage scientifique qu'il a su apporter à cette étude.

J'exprime toute ma gratitude à l'ensemble de ma famille pour son soutien au cours de ces trois années ainsi que celles qui ont précédées. Je pense en particulier à mon père, ma mère et mes 3 frères et une sœur qui ont toujours su m'entourer et me faciliter la vie. J'espère que chacun d'entre eux, d'où ils sont, sont fiers de moi.

Je remercie toute la famille du professeur **Grégoire SISSOKO** pour leur hospitalité.

Je remercie tous les docteurs et doctorants de l'équipe: Dr NDIAYE, Dr DIAO, Dr DIAGNE, Dr GAYE, Dr. ABDERAHIM, Dr SEGA, Dr AMARY.

Je remercie la famille **DIEYE** de Keur **IBRA DIEYE** pour le soutient qu'ils m'ont gratifié et continuent de le faire tout au long de mes études.

Pape DIOP et sa famille à Cambéréne 1 pour leur hospitalité et leurs encouragements.

À Saint-Louis, j'ai eu la chance de côtoyer des personnes extraordinaires: M. Tapha DIAW, M. Saliou NIANG, M. BA. Je veux les remercier pour tous les bons moments qu'on a passés ensemble et pour leur indispensable et infaillible soutien.

À l'Amicale des Élèves Ressortissants d'Hydrobase Fass DIEYE.

Je remercie vivement tous les membres du groupe GIRER mes camarades chercheurs du Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Énergie Solaire de 'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (L.A.S.E.S) avec qui j'ai eu la chance et le plaisir de travailler.

À mes ami(e)s: Awa DIEYE, Papa BA, Ousseynou DIEYE, Ousseynou Mariteuw DIEYE, Aladji DIEYE et Nana FALL, Naciire MBENGUE, Fatou DIA pour leur sympathie et l'aide indispensable qu'ils m'ont apporté tout au long de ce travail.

Et pour finir, merci à nos parents, à nos frères et sœurs, ainsi qu'à Mame Ndeye DIEYE, Tante Fatou SECK DIOP, Baye DIEYE, Bass DIEYE et nos tantes pour leur soutien inébranlable depuis toutes ces années. Déjà un quart de siècle qu'ils me supportent... dans tous les sens du terme.

Un grand merci à mes promotionnaires et plus particulièrement à ceux du même groupe de recherche.

C'est toujours difficile de citer des personnes une à une, dans quelque but que ce soit, sans en omettre pour reprendre le célèbre proverbe wolof « Kou liim djoum ». Je remercie sincèrement tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à ce travail d'une manière ou d'une autre.

MERCI A TOUS !!!

L'AVENTURE MA THÈSE!!!!!!



SOMMAIRE

DÉDICACES	ii
REMERCIEMENTS.	<u>iii</u>
NOMENCLATURE	<u>xiii</u>
LISTE DES FIGURES	<u>xvi</u>
LISTE DES TABLEAUX.	<u>.xxii</u>
INTRODUCTION GÉNÉRALE	<u>1</u>
Introduction générale	2
CHAPITRE I:	<u>5</u>
ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	<u>5</u>
Introduction	<u>6</u>
I-1-Les environnements radiatifs	<u>6</u>
I-1-1-L'environnement radiatif spatial.	6
I-1-1-Le vent solaire.	<u>7</u>
I-1-1-2.Les éruptions solaires.	8
I-1-1-3.Le rayonnement cosmique.	9
I-1-1-4.Les ceintures de radiations.	10
I-1-2-L'environnement radiatif atmosphérique et terrestre issus du rayonnement cosmiq	<u>ue</u>
I-1-3-Le rayonnement alpha.	
I-1-4-L'environnement radiatif sous accélérateur.	
I-2-Les dégradations dans les semi-conducteurs	
I-3-ÉTAT DE L'ART:	<u>15</u>
<u>I-3-1-Effecs from large p solar proton events on performance of space solar arrays in geostationary orbit environment [I-21].</u>	15
I-3-2-Radiation damage in silicon detectors [I-22]:	15
I-3-3-Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar cells [I-	
I-3-4-Quantify inglow energy proton damage in multijunction solar cells [I-24]	
<u>I-3-5-Analysis and modeling of electron and proton irradiation effects in Cu(In,Ga)Se₂ scells [I-25].</u>	solar

I-3-6-Displacement damage dose analysis of proton irradiated cigs solar cells on flexib substrates [I-26].	
I-3-7-Silicon solar cells recombination and electrical parameters [I-27]	
I-3-8-Les défauts cristallographiques.	
I-3-8-1-Les dislocations.	
I-3-8-2-Les joints de grain	
I-3-8-3-Les sous joints.	
I-3-8-4-Les surfaces.	
I-3-8-5-Influence des défauts au sein de la photopile.	
I-3-8-6-Vitesses de recombinaison.	
I-3-9-Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. I. Model [I-31]	-
I-3-10-Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalling silicon cells. II. Experimental results [I-42]	
I-3-11-3D modelling of a reverse cell made with improved multicristalline silicon wafe 43]	_
I-3-12-Quasi three-dimensional simulation for thin film polycrystalline silicon solar ce	lls [I-
I-3-13-Grain boundary effects in polycrystalline silicon solar cells. I: Solution of the the dimensional diffusion equation by the Green's function method [I-45]	
I-3-14-Grain boundary effects in polycrystalline silicon solar cells [I-45] II: Numerical calculation of the limiting parameters and maximum efficiency	
I-3-15-Short-circuit current of polycrystalline silicon solar cells with respect to grain si and grain boundary recombination velocity [I-46]	
I-3-16-Thickness of p/n junction space-charge layers [I-47]	<u>35</u>
I-3-17-Bifacial silicon solar cell space charge width determination by a study in model effect of the magnetic field [I-48]	
I-3-18-Silicon solar cell space charge region width determination by a study in modelli [I-49]	
I-3-19-Capacitance voltage characterization of poly Si-SiO ₂ -Si structures [I-50]	38
I-3-20-Exercice de PC1 sur la variation de l'épaisseur d'un condensateur plan [I-51]	39
I-3-21-Solar Cell Technology [I-52].	
Conclusion.	
CHAPITRE II: ÉTUDE THÉORIQUE	

Introduction	<u>46</u>
II-1-Description de la photopile bifaciale	<u>46</u>
II-2-Équation de continuité	<u>49</u>
II-2-1-Conditions aux limites aux joints de grain	<u>50</u>
II-2-2-Équations transcendantes.	<u></u> 51
II-2-3-Conditions aux limites.	<u>52</u>
II-2-4-Solution de l'équation de continuité	<u>53</u>
II-3-Profil de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la	
profondeur dans la base	<u>53</u>
II-3-1-Effet de la taille de grain sur la densité des porteurs de charges minoritaires	<u>53</u>
II-3-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la densité des porteurs de charges minoritaires	<u>55</u>
II-3-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité des porteurs de charges minoritair	
II-3-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité des porteurs de charges minoritaires.	
II-3-5-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf sur la densité des porteurs de charges minoritaires.	
II-4-Profil à trois dimensions de la densité des porteurs de charges minoritaires dans	<u>la</u>
base	
II-5-Densité de courant.	
II-5-1-Effet de la taille de grain g sur la densité de courant.	
II-5-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la densité de cour	
II-5-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité de courant.	
II-5-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité de courant	
II-6-Profil à trois dimensions de la densité de courant	
II-7-Phototension	
II-7-1-Effet de la taille de grain g sur la phototension.	
II-7-2-Effet des vitesses de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la phototension	<u>73</u>
II-7-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la phototension	
II-7-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la phototension	
II-8-Profil à trois dimensions de la phototension	

II-9-Caractéristique Courant-tension(I-V)	<u>79</u>
II-9-1-Effet de la taille de grain g sur la caractéristique I-V de la photopile	<u>80</u>
II-9-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la caractéristique	e I-V
de la photopile	<u>81</u>
II-9-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la caractéristique I-V de la photopile	82
II-9-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la caractéristique I-V de la photopile	83
II-10-Courant de diode.	<u>83</u>
II-10-1-Effet de l'énergie irradiation Φ sur le courant de diode.	<u>84</u>
II-10-2-Effet du coefficient de dommage Kl sur le courant de diode.	85
II-11-Puissance électrique de la photopile	<u>86</u>
II-11-1-Effet de la taille grain g sur la puissance de la photopile	86
II-11-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la puissance électrique.	<u>88</u>
II-11-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la puissance électrique	<u>89</u>
II-11-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la puissance électrique.	<u>90</u>
II-12-Profil à trois dimensions de la puissance électrique	
Conclusion.	
CHAPITRE III: ÉTUDE DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES	
<u>Introduction</u>	<u>97</u>
III-1-LES VITESSES DE RECOMBINAISON	
III-1-1-Vitesse de recombinaison intrinsèque Sf ₀ .	<u>97</u>
III-1-1-Effet de la taille de grain g sur la vitesse de recombinaison Sf ₀	98
III-1-1-2-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la vitesse de recombinaison Sf ₀	100
III-1-1-3-Effet du coefficient de dommage Kl sur la vitesse de recombinaison Sf ₀	<u>100</u>
III-1-2-Vitesse de recombinaison à la face arrière Sb.	101
<u>Avec</u>	
III-1-2-1-Effet de la taille de grain g sur la vitesse de recombinaison à la face arrière	
III-1-2-2-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb.	<u>103</u>
III-1-2-3-Effet du coefficient de dommage Kl sur la vitesse de recombinaison à la facarrière Sb.	
III-2-Résistance série	105

III-2-1-Effet de la taille de grain g sur la résistance de série.	<u>107</u>
III-2-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la résistance de série.	
III-2-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la résistance de série	
III-2-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la résistance de série	<u>110</u>
III-3-Résistance shunt	<u>111</u>
III-3-1-Effet de la taille de grain g sur la résistance de shunt	113
III-3-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la résistance de shunt	
III-3-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ de grain sur la résistance de shunt	
III-3-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la résistance de shunt	<u>116</u>
Conclusion.	<u>117</u>
CHAPITRE IV:ÉTUDE DE LA CAPACITÉ	
DE DIFFUSION DE LA PHOTOPILE	.1118
Introduction	<u>119</u>
IV-1-Capacité de la photopile à l'interface jonction-base en fonction de la vitesse de	-
recombinaison à la jonction	<u>119</u>
IV-1-1-Effet des tailles de grain g sur la capacité de diffusion de la photopile	120
IV-1-2-Effet la de vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la capacité de diffusion de la photopile.	122
IV-1-3-Effet des énergies d'irradiation Φ sur la capacité de diffusion de la photopile	
IV-1-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la capacité de diffusion de la photopile.	
IV-2-Profil à trois dimensions de la capacité de diffusion de la photopile	
IV-3-Densité relative et élargissement de la zone de charge d'espace ZCE	
IV-3-1-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf _i sur la densité relative	
IV-3-2-Détermination de l'extension de la zone de charge d'espace Z _{0,av}	
IV-3-3-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf _i sur l'extension de la zone	
charge d'espace ZCE	
IV-3-4-Effet de la taille de grain g sur la densité relative.	<u>135</u>
IV-3-5-Effet de la taille de grain g sur l'extension Z _{0,av} de la zone de charge d'espace Z	
IV-3-6-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb sur la densité relat	
	137

IV-3-7-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur l'extens	$sion Z_{0,av} de$
la zone de charge d'espace ZCE.	138
IV-3-8-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité relative	
IV-3-9-Effet de l'énergie d'irradiation sur l'extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge	e d'espace
ZCE	141
IV-3-10-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité relative	143
IV-3-11-Effet du coefficient dommage Kl sur l'extension Z _{0,av} de la zone de cha	arge d'espace
ZCE	<u>145</u>
Conclusion	146
CONCLUSION GÉNÉRALE	148
Conclusion générale	149
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	I
Références bibliographiques:	I
ANNEXE MATHÉMATIQUE	A
Annexe mathématique	

NOMENCLATURE

Symboles	Désignations	Unítés
\mathcal{N}	Émetteur	
ZCE	Zone de Charge d'Espace	
\mathcal{P}	Base	
$\mathcal{P}^{\scriptscriptstyle +}$	Arrière de la photopile	
av	Indice relatif à l'éclairement par la	
	face avant	
g_x	Largeur du grain	(cm)
Яу	Longueur du grain	(cm)
g	Arrête d'un grain cubique	(cm)
S_{gb}	Vítesse de recombinaison aux joints	(cm.s ⁻¹)
	de grain	
Ф	Énergie d'irradiation	(MeV)
Kl	Coefficient de dommage	(cm ⁻² /MeV)
Sf	Vitesse de recombinaison des	(cm.s ⁻¹)
	porteurs minoritaires à la jonction	
Sf_o	Vitesse de recombinaison intrinsèque	(cm.s ⁻¹)
	à la jonction	
<i>S6</i>	Vítesse de recombinaison à la face	(cm.s ⁻¹)
	arríère	
X	Abscisse dans le grain, à la	(cm)
	profondeur z	
y	Ordonnée dans le grain, à la	(cm)

Symboles	Désignations	Unítés
	profondeur	
Z	Profondeur dans la base, comptée à	(cm)
	partir de la jonction (z=0)	
n_i	Concentration intrinsèque du	(cm ⁻³)
	matériau Si	
$\mathcal{N}_{\!\scriptscriptstyle{ar{ heta}}}$	Taux de dopage de la base en atomes	(cm ⁻³)
	d'impureté	
9	Charge élémentaire de l'électron	(C)
τ	Durée de vie moyenne des porteurs	(s)
	de charges minoritaires dans la base	
\mathcal{L}_o	Longueur de diffusion	(cm)
k,j	Indice relatif au nombre de termes	
	de la densité série	
a_i , b_i	Coefficients dans l'expression du	$(cm^{-3}.s^{-1},$
	taux de génération	$cm^{-1}.s^{-1}$)
C_k , C_j	Solutions des équations	(Rad.cm ⁻¹)
	transcendantes	
$\mathcal{L}(\mathcal{K}l,\Phi)$	Longueur de diffusion des porteurs	(cm)
	de charges minoritaires dans la base	
	en présence d'irradiation	
$\mathcal{D}(\mathcal{K}l,\Phi)$	Coefficient de diffusion des porteurs	$(cm^2.s^{-1})$
	dans la base en présence	
	d'irradiation	
$\mathcal{D}_{k,j}$	Coefficient de diffusion fonction de k	$(cm^2.s^{-1})$
	et j	
$\mathcal{L}_{\ell,j}$	Longueur de diffusion fonction de k	(cm)
	et j	

Symboles	Désignations	Unítés	
$Z_{k,j}$	Expression de la partie spatiale de la	(électrons.cm³)	
	densité des porteurs		
$\mathcal{A}_{\mathit{k},\mathit{j}}$, $\mathcal{B}_{\mathit{k},\mathit{j}}$	Coefficients de l'expression de Zkj(z)	(électrons.cm³)	
G(z)	Taux de génération global	$(\mathcal{N}/cm^3 s)$	
$\delta(x,y,z)$	Densité des électrons en un point	(électrons.cm ⁻³)	
	$\mathcal{M}(x,y,z)$		
J_{ph}	Densité de courant	(A.cm ⁻²)	
J_{cc}	Densité de courant de court-circuit	(A.cm ⁻²)	
γ_{ph}	Phototension	(V)	
γ_{co}	Phototension de circuit-ouvert	(V)	
С	Capacité de la zone de charge	(\mathcal{F}/cm^2)	
	d'espace		
${\mathcal H}$	Épaísseur de la base	(cm)	
Z_o	Extension de la zone de charge	(cm)	
	d'espace		
S	Surface en regard des armatures	(cm²)	
	d'un condensateur plan		
\mathcal{T}	Température	(\mathcal{K})	
k	Constante de Boltzmann	(J/°K)	
\mathcal{R}_{s}	Résistance série	(Ω.cm²)	
\mathcal{R}_{sh}	Résistance shunt	(Ω.cm²)	
\mathcal{R}_{ch}	Résistance de charge	(Ω)	
J_d	Courant de diode	(A.cm²)	

Symboles	Désignations	Unítés
\mathcal{F}	Force électrique de l'armature	(\mathcal{N})
\mathcal{E}	Champ électrique sur une armature	$(V.m^{-1})$
٤0	Permíttívíté du víde	$(\mathcal{F}.m^{-1})$
$Z_{o,co}$	Extension de la zone de charge	(cm)
	d'espace, en circuit-ouvert	
$Z_{o,cc}$	Extensíon de la zone de charge	(cm)
	d'espace, en court-circuit	
I_o	Flux incident	$(W.m^{-1})$
\mathcal{D}	Coefficient de diffusion	$(cm^2.s^{-1})$
α	Coefficient d'absorption	(cm ⁻³)
\mathcal{R}	Coefficient de réflexion	
λ	Longueur d'onde	(µm)
Q	Charge de l'armature positive	(C)
Δυ	Variation d'énergie du condensateur	(J)
И	Énergie du condensateur	(J)
η	Rendement du condensateur	(°/ _o)
$\mathcal{A}.\mathcal{M}$	Masse d'air	

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Représentation des mesures de vitesse du vent provenant de la sonde Ulysse [I-7]8
Figure 2:Éruptions solaires, 14 Juillet 2000 à 00: 06 (a) et 04 jan 2002 à 11: 07 (b) avec forte éjection de masse coronale. Images de données de la sonde SOHO [I-7]9
Figure 3: Abondance relative des ions provenant des rayons cosmiques dans l'espace interplanétaire [I-9]
Figure 4:Vue d'artiste des ceintures de radiation [I-5]
Figure 5:Flux total des particules présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude [I-13,14]
Figure 6:Dislocation coin
Figure 7: hélice ou vis
Figure 8: Schéma descriptif des joints de grain de torsion et de flexion
Figure 9 : Grain isolé25
Figure 10:Un grain avec quatre dislocations et plan yoz du grain
Figure 11:Modèle30
Figure 12: Schéma électrique simplifié de la photopile32
Figure 13:Schéma de l'extension de l'épaisseur du condensateur plan à potentiel constant40
Figure 14:Modélisation d'un grain de silicium poly cristallin
Figure 15:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour différentes valeurs de la taille de grains
Figure 16:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0.085cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains
Figure 17:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain $g = 0,0005$ cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation57
Figure 18:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs du coefficient de dommage58

une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction
Figure 20: Densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base z et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0,0005 cm
Figure 21: Densité des porteurs minoritaires en fonction de la Profondeur dans la base z et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain g=0,0005 cm
Figure 22:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour différentes tailles de grains
Figure 23: Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain
Figure 24:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes énergies d'irradiation
Figure 25:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g=0,0005 cm et différents coefficients de dommage
Figure 26: Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la taille de grain gx
Figure 27:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0 ,15 cm68
Figure 28:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain gx=0,095 cm
Figure 29:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain gx=0,11 cm70
Figure 30:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour différentes tailles de grain
Figure 31:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain73
Figure 32:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille grain g= 0,0005cm et différentes énergies d'irradiation
Figure 33:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g= 0.0005 cm et différents coefficients de dommage

Figure 34:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf et de la taille de grain gx
Figure 35:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain gx=0,01 cm77
Figure 36:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain, g=0,1 cm
Figure 37:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain gx=0,0095 cm
Figure 38:Densité de courant en fonction de la photo tension pour différentes tailles de grain
Figure 39:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain
Figure 40:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes énergies d'irradiation
Figure 41:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes valeurs de coefficients de dommage
Figure 42:Courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain $g = 0,0005cm$ et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation84
Figure 43:Courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain
Figure 44:Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes tailles de grains
Figure 45:Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g = 0,095cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains
Figure 46: Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation
Figure 47:Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage
Figure 48:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la taille de grain g

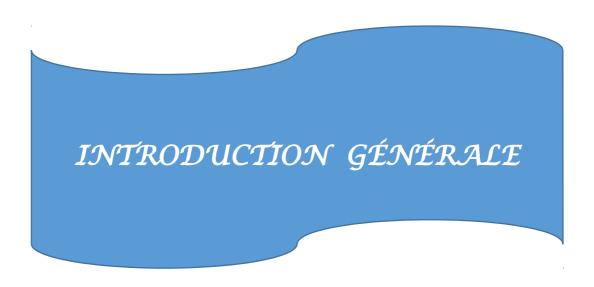
Figure 49:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0 ,15 cm92
Figure 50:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0,095 cm93
Figure 51:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain g=0 ,11 cm94
Figure 52:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour différentes valeurs de la taille de grains99
Figure 53:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain g = 0,004cm et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation
Figure 54:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain g = 0,004cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage
Figure 55: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour différentes valeurs de la taille de grains102
Figure 56: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain $g = 100 \mu m$ et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation
Figure 57: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain $g = 100 \mu m$ et pour différentes valeurs de coefficients de dommage
Figure 58:Caractéristique Courant – Tension
Figure 59:Circuit électrique équivalent de la photopile lorsqu'elle fonctionne pratiquement en circuit ouvert
Figure 60:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la taille de grains
Figure 61:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb
Figure 62:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0.003cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation 109

Figure 63:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain $g = 0,003$ cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage110
Figure 64:Caractéristique Courant – Tension
Figure 65:Circuit électrique équivalent de la photopile lorsqu'elle fonctionne pratiquement en court-circuit
Figure 66:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la taille de grains
Figure 67:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb
Figure 68:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain $g = 0,003$ cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation115
Figure 69:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain $g = 0.003$ cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage116
Figure 70:Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour différentes valeurs de la taille de grains
Figure 71:Capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g = 0,005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains
Figure 72:Capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation
Figure 73:Capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour une taille de grain $g = 0,0005$ cm et pour différentes valeurs de coefficient de dommage
Figure 74:Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la taille de grain gx
Figure 75:Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0,05 cm126
Figure 76:Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0,0095 cm
Figure 77:Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et du coefficient de dommage KI pour une taille de grain g=0.0035 cm

taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction
Figure 79:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base132
Figure 80:Inverse de la capacité en fonction de l'extension Z0 de la zone charge d'espace de la photopile lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction Sf change
Figure 81:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour différentes tailles de grain
Figure 82:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque la taille de grain varie
Figure 83:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction
Figure 84:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grains varie
Figure 85:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain $g = 0,0005$ cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation141
Figure 86:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque l'énergie d'irradiation varie
Figure 87:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain $g = 0,0005$ cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage144
Figure 88:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0, av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque le coefficient de dommage varie146

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 :Différentes radiations dans l'environnement spatial	12
Tableau 2:Capacité de la photopile, densité maximale et position du maximum dans le cas où Sfav varie, la photopile est éclairée par sa face avant g =30 μ m; H=300 μ m; Sgb=4.5*106 cm.s-1; Kl=10.5 cm-2/MeV; Φ =150 MeV	
Tableau 3:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0,av (cm) pour six tailles de grain et pour un éclairement par la face avant de la photopile, H=300μm; Sgb=4,5*106 cm.s-1; Kl=10,5 cm-2/MeV; Φ=150 MeV; Sfj =106 cm/s	36
Tableau 4:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0,av (cm) pour cinq vitesses de recombinaison aux joints de grains de grain et pour un éclairement par la face avant de la photopile, H=300 μ m; g=0,003 cm; Kl=6 cm-2/MeV; Φ =8 MeV; Sfj =5.105 cm/s	
Tableau 5:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0,av (cm) pour quatre énergies d'irradiation et pour un éclairement par la face avant de la photopile, H=300μm; g=0,003 cm; Sgb=224 cm/s; Kl=6 cm-2/MeV; Sfj =5.105 cm/s14	42
Tableau 6:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0,av (cm) pour quatre coefficients de dommage et pour un éclairement par la face avant de photopile, H=300μm; g=0.003 cm; Sgb=56 cm/s; Φ=80 MeV; Sfj =5.105 cm/s14	



Introduction générale

En raison du développement de l'industrie, du transport et des moyens de communication, une croissance de la consommation mondiale d'électricité a été observée pendant les dernières décennies. Cependant, l'essentiel de l'énergie électrique est produite par combustion de ressources non renouvelable (carbone, gaz, pétrole, nucléaire) dont le délai d'épuisement est estimé à quelques décennies. De plus, ce type de production d'énergie est très polluant. Le développement des sources d'énergie renouvelables et non polluantes est donc d'actualité.

Pour parer à d'éventuels déséquilibres entre l'offre et la demande énergétique, il est judicieux de se tourner vers les énergies renouvelables et non polluantes. Parmi ces énergies renouvelables, on peut citer le solaire photovoltaïque qui offre une bonne alternative puisque la puissance du rayonnement solaire au niveau du sol est d'environ 950 W/m² [1].

Cette conversion photovoltaïque se produit dans les matériaux semi-conducteurs. Dans un isolant électrique, les électrons de la matière sont liés aux atomes et ne peuvent se déplacer. Dans un conducteur électrique, les électrons sont totalement libres de circuler et permettent le passage d'un courant. Dans un semi-conducteur, la situation est intermédiaire: les électrons de valence ne peuvent circuler que si on leur apporte une énergie suffisante (de l'énergie solaire par exemple) pour les libérer de leurs atomes.

Elle peut se faire en régime:

- Statique [2-6]
- Dynamique
 - ✓ dynamique transitoire [7] [8]
 - ✓ dynamique fréquentielle [9] [10].

Actuellement, les meilleures modules ont un rendement de 15 à 20%, ce qui signifie qu'environ 80 % de l'énergie qui arrive sur la surface de la photopile n'est pas transformée en électricité [11]. En raison de ses faibles rendements comparés à son coût encore élevé (les panneaux photovoltaïques sont relativement onéreux même si leur prix chute progressivement), la production d'électricité par conversion photovoltaïque peine à se développer. Pour cette raison, un certain nombre d'axes de recherche en vue de caractériser les matériaux semi-conducteurs se sont développés ces dernières années. En effet, son utilisation requiert une attention particulière au niveau des satellites et autres stations spatiales. L'essentiel des panneaux solaires embarqués pour des missions spatiales sont au silicium. Ils sont placés dans l'espace profond. Dans cet environnement, les photopiles sont

soumises à des rayonnements ionisants capables de modifier leurs caractéristiques électriques lors de l'absorption d'une dose d'ionisation [12]. Ces composants voient leur population d'électrons et de trous modifiée. Ces perturbations influencent fortement leur fonctionnement. Aussi pour les applications terrestres, les sources de rayonnement nuisibles pour les semi-conducteurs sont en deux grandes parties :

Les phénomènes naturels et

☐ Les activités de l'homme.

Les phénomènes naturels proviennent essentiellement du milieu spatial. Nous pouvons citer l'éruption solaire, le vent solaire, le rayonnement cosmique et les ceintures de radiation. Les dégâts résultants des activités de l'homme sont plus importants car l'énergie et le débit des rayonnements sont très élevés. On retrouve des émissions radiatives dans les applications civiles (centrales nucléaires, et autres activités industrielles) et le milieu militaire (explosion nucléaire, etc...).

Tous ces phénomènes cités tantôt engendrent des émissions de particules chargées (ions, électrons etc...), de neutrons et de photons qui entrent en interaction avec la matière introduisant ainsi des perturbations au niveau des structures atomiques et à l'équilibre électrique des matériaux.

Dans notre travail, nous nous proposons d'effectuer une étude en modélisation d'une photopile au silicium polycristallin éclairée par une lumière polychromatique sur la face avant.

Cette thèse est structurée en quatre grandes parties :

- Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique dans lequel les généralités sur les rayonnements sont présentées ainsi que l'état de l'art sur l'irradiation de la photopile et une modélisation des effets des joints de grains et taille de grain, de la concentration des dislocations et des formes de grains des photopiles.
- Dans le second chapitre, nous faisons une étude théorique de la photopile bifaciale au silicium polycristallin à trois dimensions sous irradiation et sous l'effet des tailles de grain et des vitesses de recombinaison aux joints de grain. Cette étude est scindée en trois parties que sont: les paramètres phénoménologiques, les grandeurs telles que la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de courant, la phototension, la caractéristique (Courant-Tension), le courant de diode et la puissance électrique de la photopile.

- Le troisième chapitre portera sur les paramètres électriques (vitesses de recombinaison intrinsèque Sf0 et à la face arrière Sb; résistances série et shunt). Nous montrerons en particulier l'influence des paramètres tels que la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sur ces derniers.
- Le quatrième chapitre est dédié à l'étude de la capacité de diffusion de la photopile, de la densité relative et de l'extension Z₀ de la zone de charge d'espace de la jonction. Nous indiquerons dans cette partie l'effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf, de la taille de grain g, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb, de l'énergie d'irradiation ф et le coefficient de dommage Kl sur ces derniers.

En conclusion, nous indiquerons quelques perspectives d'approfondissement de ce travail.



Introduction

Nous présentons dans ce chapitre d'abord une étude descriptive des environnements radiatifs avec essentiellement les différentes radiations que l'on y rencontre. Ensuite les généralités sur les dégradations qu'entraînent ces radiations sont introduites.

Cette étude fera ressortir les principales hypothèses et conclusions de certains auteurs sur l'effet de l'irradiation sur des matériaux au silicium et aussi sur l'analyse de la dégradation des panneaux en environnement spatial par des particules issus des événements solaires, et en environnement terrestre par des particules qui ont réussi à traverser la magnétosphère et celles issues des applications civiles et militaires. Nous présentons aussi quelques études importantes illustrant les caractéristiques des joints de grain et les effets des tailles de grain et des vitesses de recombinaison aux joints de grains sur la photopile au silicium à trois dimensions.

Nous terminons ce chapitre par la détermination d'un modèle de résolution de l'équation de continuité à trois dimensions en supposant que les grains du substrat sont de forme cubique et enfin nous présenterons quelques travaux relatifs à la capacité de diffusion de la photopile.

I-1-Les environnements radiatifs

On peut distinguer essentiellement quatre types d'environnement radiatifs ; il s'agit de :

- → L'environnement radiatif spatial
- → L'environnement radiatif atmosphérique et terrestre issus du rayonnement cosmique
- → Le rayonnement alpha
- → L'environnement radiatif sous accélérateur

I-1-1-L'environnement radiatif spatial

Le terme radiation désigne en principe un transport d'énergie ou de matière en ligne droite (rayon); on parle aussi de rayonnement. L'irradiation est l'exposition d'un corps à un flux de rayonnement qui peut être ionisant (rayonnement dont l'énergie est suffisante pour ioniser la matière). Lors de l'expédition polaire Amundsen- Ellsworth-Nobile, il a été déterminé, à l'aide d'une méthode appelée « Fil Activé », le degré d'ionisation atmosphérique et la teneur de l'atmosphère en produits radioactifs [I-1,2].

Par convention, on distingue:

- les radiations de haute énergie (>100 keV);
- des radiations de basse énergie (<100 keV);

■ Les doses de rayonnement qui s'expriment en Gray (ancienne unité le rad) - 1 Gy = 1J/kg=100 rad.

Le soleil est un accélérateur de particules (protons et électrons rapides). La détection de protons énergétiques en provenance du Soleil a été observée dès 1942 par une augmentation du comptage des « détecteurs à neutrons » [I-3,4]. A cela s'ajoute l'observation d'une éruption solaire. L'observation du Soleil en tant qu'émetteur radio montre depuis 1942 la présence d'électrons énergétiques dans la couronne solaire. En 1970 il y'a eu les Premières observations du Soleil en rayons X et la première détection du Soleil et de ses raies gamma en 1972 (OSO7 et PROGNOZ) [I-3].

Les principales composantes de l'environnement radiatif spatial sont classées, suivant leur origine, en quatre catégories :

- x le vent solaire;
- x les éruptions solaires;
- x le rayonnement cosmique;
- x les ceintures de radiations.

Les composants électroniques, placés dans cet environnement, sont soumis à l'effet de photons, d'électrons, de protons et d'ions d'origines et d'énergies diverses [I-5].

I-1-1-Le vent solaire

Le vent solaire est un plasma magnétisé, sans collision, de faible densité. Le vent solaire emporte avec lui une infime partie du champ magnétique solaire et s'écoule continuellement autour de la magnétosphère terrestre à la vitesse moyenne de 400 km/s. Le vent solaire est constitué d'électrons, de protons et à un degré moindre d'hélions ou particules alpha qui forment, rappelons-le, un ensemble électriquement neutre (plasma). La densité du plasma est de l'ordre de 1012 particules par cm3 au niveau du soleil et de 10 particules par cm-3 particules au niveau de la terre. Le soleil perd plus d'un million de tonnes de matière par seconde.

Il existe des perturbations solaires qui affectent le vent solaire : les éjections de masse coronales (CME) qui correspondent à l'éjection d'une masse importante de matière solaire dans le milieu interplanétaire et les trous coronaux qui produisent des vents solaires rapides de plus de 600km/s. Les photographies du soleil prises lors d'éclipses où à l'aide de coronographe font apparaître d'immenses flammèches [1-5,6] qui s'étendent jusqu'à plus de

10 millions de kilomètres du soleil et permettent de visualiser la chromosphère et les protubérances.

Nous pouvons remarquer que la vitesse du vent solaire n'est pas uniforme sur la surface solaire. La vitesse du vent est en moyenne de 800 km/s sur les pôles et de 350 km/s sur la zone équatoriale [I-7]. La densité de ce plasma, de 10^{12} cm⁻³ au niveau du Soleil, tombe à 10 cm⁻³ au niveau de la terre [I-5].

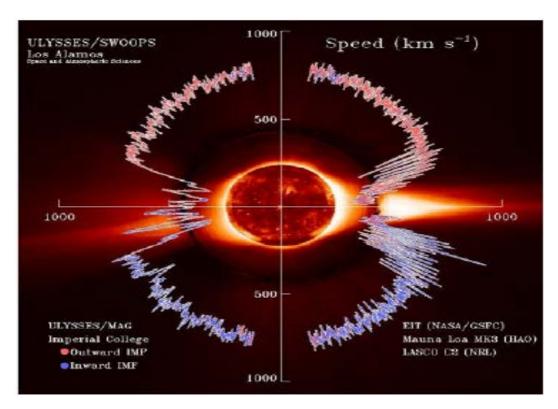


Figure 1: Représentation des mesures de vitesse du vent provenant de la sonde Ulysse [I-7].

I-1-1-2.Les éruptions solaires

Durant les éruptions solaires, d'importants flux de protons énergétiques sont produits et atteignent la Terre. De tels événements sont imprévisibles tant du point de vue du moment auquel ils apparaissent, que de leur magnitude, leur durée ou leur composition [I-6]. Le champ magnétique terrestre protège une région de l'espace proche de la Terre de ces particules (bouclier géomagnétique), mais elles atteigne facilement les régions polaires et les hautes altitudes telles que les orbites géostationnaires. Les éruptions solaires suivent un cycle de 11ans, appelé cycle solaire ou cycle magnétique, constitué d'environ 4 ans de faible activité et 7ans de forte activité ponctuée par des événements mineurs, majeurs et exceptionnels.

Dans le cadre du contexte radiatif, on peut distinguer deux types d'éruptions solaires :

- ♦ les éruptions solaires à électrons et protons, dont la durée va de quelques heures à quelques jours, et dont l'émission principale est constituée de protons d'énergies importantes (jusqu'à quelques centaines de MeV).
- ♦ les éruptions solaires à ions lourds, dont l'émission principale est constituée d'ions lourds. Ces éruptions envoient des ions de forte énergie (quelques dizaines de MeV par nucléon, à quelques centaines de GeV par nucléon) et leur composition est variable d'une éruption à l'autre.

Il est donc important d'avoir une estimation des flux de protons et ions lourds solaires pour pouvoir définir les dégradations et les taux d'événements singuliers qui leur sont associés. Les Figures 1.12 (a et b) ci-dessous illustrent deux dates d'éruption solaire.

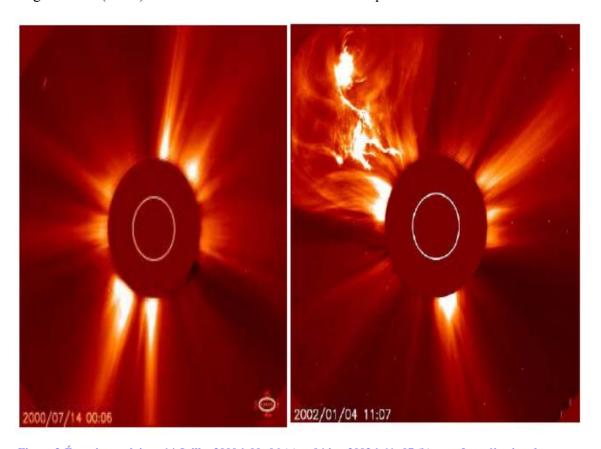


Figure 2:Éruptions solaires, 14 Juillet 2000 à 00: 06 (a) et 04 jan 2002 à 11: 07 (b) avec forte éjection de masse coronale. Images de données de la sonde SOHO [I-7].

I-1-1-3.Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique a été découvert par V. Hess en 1912 (cette découverte lui valut du reste le Prix Nobel) grâce à des mesures effectuées à partir de ballons sondes. Il est constitué de 1% d'ions (noyaux d'atomes lourds privés d'une partie de leur cortège électronique) de très grande énergie (Énergie > 1 MeV), de 85% de protons, 2% d'électrons et de 12% de noyaux

d'hélium [I-8]. Une partie, correspondant aux ions les plus énergétiques, est extragalactique et l'autre partie est d'origine galactique. Les flux de ces particules sont faibles mais, puisqu'elles incluent des ions lourds énergétiques, elles induisent une très forte ionisation quand elles traversent la matière : certains ions atteignent l'énergie de 10²¹eV. Ces particules peuvent donner lieu à des événements singuliers (SEU, latchup) dans les composants électroniques fortement intégrés, tout comme des interférences (perturbations dans les communications) et des effets radio biologiques.

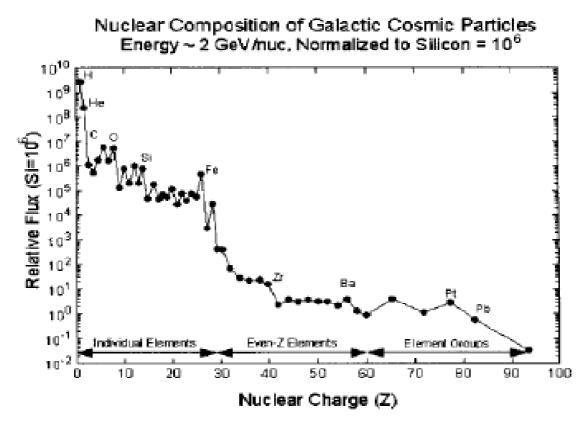


Figure 3: Abondance relative des ions provenant des rayons cosmiques dans l'espace interplanétaire [I-9].

I-1-1-4.Les ceintures de radiations

Le champ géomagnétique terrestre peut piéger de façon plus ou moins stable les particules (essentiellement électrons et protons). Il en résulte la présence de « ceintures de radiations », structures toroïdales nichées à l'intérieur de la magnétosphère [I-10].

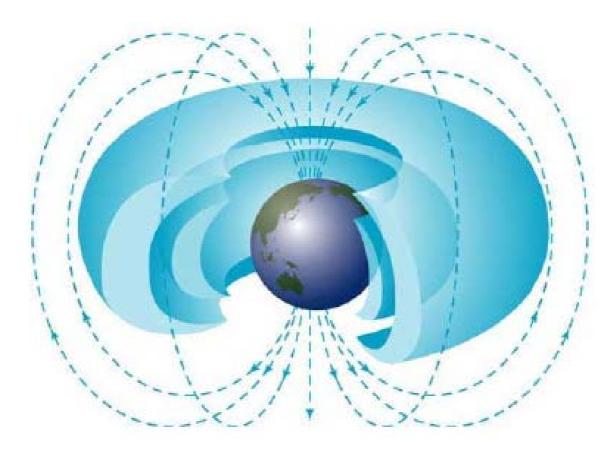


Figure 4: Vue d'artiste des ceintures de radiation [I-5]

Les particules piégés dans les ceintures de radiation suivent des trajectoires hélicoïdales le long des lignes de champs magnétiques [I-5]. Le gradient du champ magnétique couplé avec la charge de la particule induit sur celle-ci une force qui oblige la particule à rebrousser chemin. Ainsi, les particules sont contraintes à faire des allers-retours le long d'un tore suivant un mouvement de dérive [I-11].

Les ceintures de radiations sont principalement constituées d'électrons d'énergie allant jusqu'à quelques MeV et de protons d'énergie allant jusqu'à plusieurs centaines de MeV.

Le tableau 1 suivant regroupe les différentes radiations que l'on rencontre dans l'environnement spatial.

PROVENANCE PARTICULES ENERGIES FLUX 10 à 10° cm⁻² s⁻¹ Protons < qq. 100 MeV Ceintures de radiations (dont 99% < 10 MeV) 10^{-2} à 10^{7} cm⁻² s⁻¹ < 7 MeV Electrons (dont 99% < 2 MeV) 108 à 1010 cm 2 s 1 Protons < 100 keV Vent solaire Electrons < qq. keV Particules α (7 à 8 %) 10¹⁰ cm⁻² s⁻¹ 10 MeV à 1 GeV Protons Eruptions solaires Particules α $\sim 10^2 \,\mathrm{\dot{a}} \, 10^3 \,\mathrm{cm}^{-2} \,\mathrm{s}^{-1}$ 10 MeV à qq. 100 MeV IONS LOURDS 1 cm⁻² s⁻¹ 100 MeV 10² à 10⁶ MeV Rayons cosmiques Protons (87%) $10^4 \, \text{cm}^{-2} \, \text{s}^{-1} 10^6 \, \text{MeV}$ Fortes énergies Particules \alpha (12 \%) 1 MeV à 10¹⁴ MeV IONS LOURDS (1 %)

Tableau 1 :Différentes radiations dans l'environnement spatial

I-1-2-L'environnement radiatif atmosphérique et terrestre issus du rayonnement cosmique

Après avoir présenté l'environnement radiatif spatial et celui proche de la terre, nous allons nous intéresser aussi à l'environnement radiatif atmosphérique et terrestre.

La Terre et son environnement immédiat sont protégés des radiations cosmiques par son champ magnétique et son atmosphère. Ceux-ci constituent un véritable écran semi-perméable arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace. Néanmoins, du fait de l'intégration des technologies, les particules qui franchissent cette barrière naturelle présentent un niveau de dangerosité qui ne cesse de croître vis à vis de la fiabilité des systèmes électroniques terrestres modernes. L'environnement radiatif atmosphérique résulte essentiellement de l'interaction des particules primaires, issues des rayonnements cosmiques, avec les atomes constituant les molécules de l'atmosphère (entre autre : 78 % d'azote et 21 % d'oxygène) [I-12].

L'énergie des particules primaires peut être supérieure au GeV. Les rayonnements les moins énergétiques (<1 GeV) sont renvoyés dans l'espace par le champ magnétique terrestre avant d'atteindre l'atmosphère. Les premières collisions entre les rayons énergétiques (> 1GeV) et l'atmosphère ont lieu aux alentours de 50 km d'altitude.

Dans la suite ils seront appelés « rayons terrestres » d'origine cosmique. Les rayons terrestres d'origine cosmique sont constitués de neutrons (n), de protons(p), de pions (Π), de muons (μ), d'électrons (e) et de photons (γ). Toutes ces particules peuvent potentiellement interagir avec la matière; nous présentons dans la figure suivante le flux total des particules présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude .

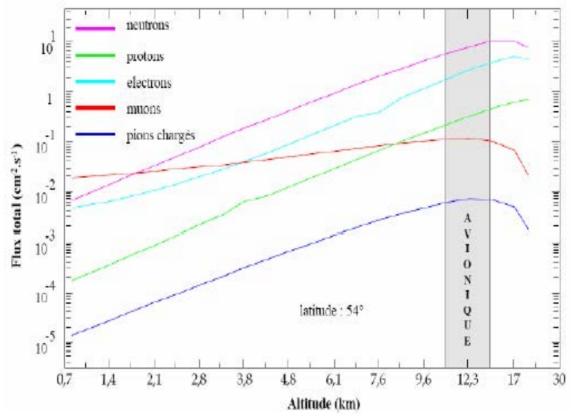


Figure 5:Flux total des particules présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude [I-13,14].

De toutes ces particules, les neutrons sont les plus dangereux car n'étant pas chargés, ceux-ci sont très pénétrants dans l'atmosphère. Ils perdent peu d'énergie au contact des molécules de l'atmosphère et demeurent ainsi très abondants au niveau du sol. Leurs interactions nucléaires avec les atomes des matériaux du composant créent des particules ionisantes dites « secondaires » qui sont à l'origine des erreurs induites dans les composants électroniques [I-15,16].

I-1-3-Le rayonnement alpha

L'environnement alpha est issu de l'activité tellurique de certains éléments lourds présents à l'état de trace dans les matériaux utilisés dans la fabrication des semi-conducteurs. Avec l'intégration technologique et la réduction des charges stockées dans les composants, ils sont à l'origine d'un nombre d'erreurs logiques de plus en plus important au niveau du sol [I-17].

La radioactivité « fossile » ou tellurique est la réminiscence de la formation de notre planète. Il y a plusieurs milliards d'années, la terre a été formée par des isotopes radioactifs créés dans les étoiles. Ces atomes sont dits radioactifs ou instables car ils émettent spontanément des particules pour atteindre un état plus stable: c'est la décroissance radioactive. Il existe plusieurs formes de décroissances radioactives qui produisent des particules alpha (noyaux d'Hélium), des particules bêta (électrons) et des particules gamma (photons). Seule la décroissance alpha produit une particule avec un pouvoir ionisant suffisamment important au regard de la sensibilité des mémoires.

I-1-4-L'environnement radiatif sous accélérateur

Compte tenu de la présence d'un nombre croissant de réacteurs nucléaires, d'usines de production ou de retraitement de combustibles, d'usines de traitement de déchets, ou encore d'installation de stockage de déchets, les composants électroniques sont exposés à des flux de particules radioactives.

Au sein même des réacteurs, les produits issus de la fission des combustibles nucléaires sont principalement des neutrons, des particules α et γ à des doses et des débits de dose très élevés (pouvant atteindre le GGy en dose cumulée). Hors réacteurs, c'est essentiellement des γ qui sont recensées (de l'ordre du kGy = 1 Mrad).

La qualification et la sélection des composants électroniques destinés aux applications spatiales passent par l'évaluation au sol des contraintes radiatives prévalant dans l'espace et la mise en place de tests accélérés, autrement dit, dans des temps relativement courts par rapport aux durées des missions [I-18,19]. Ceci nécessite l'utilisation, comme moyens de test, d'accélérateurs de particules délivrant tout un panel de particules (électrons, neutrons, protons et ions lourds) dont l'énergie peut atteindre plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de *GeV*.

I-2-Les dégradations dans les semi-conducteurs

Malgré la multitude d'effets constatés suite à l'irradiation d'un semi-conducteur, on peut subdiviser les dégradations causées en deux grandes familles [I-20]:

✔ les dommages qui ont lieu dans le volume (sur la structure cristalline) dus aux énergies non ionisantes (NIEL). Il s'agit surtout de dégradations dues à des déplacements au sein de la structure cristalline, de la création de défauts.

Ce type de défaut entraîne généralement une modification du taux de dopage effectif, une augmentation du courant de fuite de même qu'une augmentation du taux de recombinaison.

✓ Les dommages qui ont lieu en surface; ils sont essentiellement dus à une énergie d'ionisation qui a pour conséquence une accumulation de charge positive.

I-3-ÉTAT DE L'ART:

Nous présentons dans ce paragraphe quelques études importantes sur la caractérisation de photopiles solaires sous irradiation, de l'influence de taille de grain et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur une photopile au silicium polycristallin.

I-3-1-Effecs from large p solar proton events on performance of space solar arrays in geostationary orbit environment [I-21]

Les auteurs de cet article présentent une analyse les dégradations des panneaux solaires montés sur deux satellites en orbite géostationnaire suite à des événements solaires importants. En effet, une comparaison entre les prévisions et les courants réels mesurés (c'est-à-dire les performances des différents panneaux solaires) a montré l'influence qu'ont eue les éruptions solaires des 14-15 juillet 2000 et 8-9 novembre 2000.

Les auteurs ont d'abord analysé le rayonnement solaire correspondant à ces deux événements et montré qu'ils transportaient à eux seuls un flux équivalent supérieur au flux annuel normal de protons soit environ 3,5.10¹³ cm⁻². Ils ont alors montré que les dégradations occasionnées étaient telles que l'on pouvait conclure ainsi:

- Pour le premier satellite (SESAT), les variations causées par une période d'une année et cinq mois seraient équivalentes à celles prévues pour une période normale de trois ans soit un écart de 9 par rapport aux prévisions.
- Pour le deuxième satellite, les variations causées sur une période de deux ans sont équivalentes à celles prévues pour une durée de 3,5 ans soit un écart de 12,5.

Les auteurs démontrent ainsi l'importance des événements solaires majeurs sur les performances des panneaux solaires à bord des satellites en orbite géostationnaire.

I-3-2-Radiation damage in silicon detectors [I-22]:

Les auteurs de ce travail présentent les effets de l'irradiation sur des détecteurs au silicium. Ils montrent les principaux types d'effets observés;

- **a** augmentation de courant de fuite,
- réduction de la mobilité des porteurs,
- augmentation de la durée de collecte de charge,
- augmentation du temps de montée du signal de sortie,

diminution de la sensibilité à l'éclairement.

Les auteurs, partant de la relation empirique entre le coefficient de dommage donné cidessous et le type de radiation, proposent un résumé de valeurs de coefficients de dommage pour des particules données et des énergies particulières.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + Kl \cdot \varphi \tag{I-1}$$

Dans cette équation, K1 désigne le coefficient de dommage, Φ l'énergie d'irradiation, τ_0 la durée de vie des porteurs avant irradiation et τ celle après irradiation.

I-3-3-Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar cells [I-23]

Ce travail présente les résultats de l'irradiation de photopiles mono et poly cristallines par des protons d'un accélérateur des protons. Les photopiles sont soumises à deux énergies différentes avec deux flux différents (20,3 MeV et 3,24.10¹¹ particules/cm², puis 10,7 MeV et 2,28.10¹¹ particules/cm²). Les auteurs comparent ensuite les performances des photopiles avant et après irradiation pour un lot de 16 photopiles et montrent que ces dégradations pour les photopiles poly cristallines sont 5% inférieures à celles des monocristallines. De plus, les dégradations sur les polycristallines vont jusqu'à 30% et celles des monocristallines à 35%. La dégradation de performance peut dans les cas être présentée par la relation (I-2):

$$D = D_0 - C \cdot \log\left(1 + \frac{\varphi}{\varphi_0}\right) \tag{I-2}$$

Où D désigne la performance après irradiation et D_0 celle avant irradiation; Φ_0 est un coefficient d'ajustement et Φ l'énergie d'irradiation.

I-3-4-Quantify inglow energy proton damage in multijunction solar cells [I-24]

Dans cet article, les auteurs présentent une étude en modulation destinée à quantifier les effets d'irradiation de cellules multi jonctions (trois jonctions) par des protons de faible énergie. Pour cela, ils utilisent la méthode de transport de Monte Carlo (SRIM) basée sur la méthode d'analyse des doses de dommage dus au déplacement.

Cette simulation est effectuée dans trois différentes conditions notamment:

- Protons mono énergétiques et unidirectionnels avec incidence normale sur les photopiles non couvertes : c'est-à-dire le test de base.
- Protons mono énergétiques et omnidirectionnels
- Toujours des protons mono énergétiques et omnidirectionnels dont les trajectoires sont modifiés pour tenir compte du transport du faisceau à travers une vitre protectrice : c'est le cas le plus représentatif pour le milieu spatial.

L'objectif essentiel est de trouver les corrélations entre les résultats de tests effectués au sol et les dégradations qui pourraient survenir dans l'espace.

Les auteurs montrent alors que dans un environnement spatial, les photopiles multi-jonctions auront une répartition uniforme pour ce qui concerne les dommages dans les zones actives.

De plus, les tests au sol avec des protons de faible énergie n'apportent pas de précision supplémentaire significative aux résultats obtenus si on analyse les résultats en termes de dommage dus au déplacement des particules. Si une dégradation préférentielle d'une région par rapport aux autres régions de la photopile est observée, cela est due surtout aux sensibilités différentes pour chacune des cellules et non à une réelle non uniformité de répartition des dégradations.

I-3-5-Analysis and modeling of electron and proton irradiation effects in Cu(In,Ga)Se₂ solar cells [I-25]

Une étude théorique et expérimentale des défauts créés suite à une irradiation d'une photopile de type CIGS par un flux de protons et des électrons est faite.

A partir d'une spectroscopie d'impédance et de l'analyse des dégradations induites sur les propriétés de la photopile, le taux d'injection des défauts pour les CIGS suite à une irradiation par les protons aussi bien que par des électrons a été trouvé. La résistance du CIGS par rapport au bombardement par les électrons est nettement meilleure à celle par les protons; de plus lors d'un bombardement par des électrons seule la tension de circuit ouvert est détériorée alors que dans le cas du bombardement par les protons, toutes les valeurs montrent que le CIGS semble 1000 fois plus résistant à l'irradiation par les électrons que par les protons.

I-3-6-Displacement damage dose analysis of proton irradiated cigs solar cells on flexible substrates [I-26]

L'analyse de l'irradiation par des protons de photopile de type CIGS Cu In(Ga)Se₂ est présenté. L'étude montre que les cellules sur substrats flexibles présentent des résultats semblables à celles sur verre en termes de dose de dommage (Dd).

Les caractéristiques I-V sous obscurité ont été présentées avant et après irradiation ; elles ont montré que le comportement de la photopile dépendait alors de la tension de polarisation, car pour des faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité est réduit (après irradiation) tandis que pour les tensions de polarisation plus grandes, c'est le contraire : le courant d'obscurité augmente après irradiation.

La caractéristique P-V montre que la puissance maximale diminue avec le flux de protons incidents de la photopile CIGS.

Le tracé des points de puissance maximale en fonction de la dose de dommage Dd permet de trouver une relation empirique avec Po : puissance maximale avant irradiation, P celle après irradiation, C et Dx des coefficients obtenus par ajustement logarithmique.

Cette étude montre que la dégradation primaire causée par l'irradiation par les protons est la réduction de la tension de circuit ouvert due à l'augmentation du courant d'obscurité.

I-3-7-Silicon solar cells recombination and electrical parameters [I-27]

Dans cet article, l'auteur montre qu'Aujourd'hui, les besoins énergétiques du monde sont en constante augmentation. Toutefois, les sources d'énergie sont limitées. L'énergie solaire photovoltaïque (PV) est l'une des rares sources capables de fournir les besoins en énergie de ce monde. La conversion de la lumière du soleil en électricité en utilisant le système solaire est un moyen très intéressant de production d'une énergie alternative ou dite renouvelable. Le système photovoltaïque utilise diverses matériaux et des technologies tels que silicium cristallin (c-Si), tellurure de cadmium (CdTe), L'arséniure de gallium (GaAs), les fîlms de chalcopyrite; Cuivre-Indium-Sélénium (CuInSe2); etc... Le défi des chercheurs est d'améliorer l'efficacité des cellules solaires. Différentes méthodes de caractérisations ont été développées pour caractériser les cellules solaires. C'est ce qui a permis la détermination des paramètres de recombinaison et électrique. En effet, il est important de connaître ces paramètres pour estimer le degré de la perfection et la qualité des cellules solaires en silicium. Dans ce travail, la photopile est présentée dans ses différentes formes: Mono-faciale ; Bifaciale.

Les différents mécanismes de recombinaison ont été présentés:

◆ La recombinaison Auger: Lorsque l'énergie de l'électron qui tombe dans la bande de valence est transférée en énergie cinétique pour.

- x Un autre électron libre qui sera transféré à un niveau supérieur à la bande de conduction
- **x** Un trou à un niveau profond de la bande de valence.
- ◆ La recombinaison Shockley-Read-Hall (par défaut). Ils sont de deux ordres:
- x Celles qui sont dues à des défauts dans le réseau cristallin ou d'impuretés chimiques;
- x Celles qui se produisent quand un niveau profond capte un électron.
- La recombinaison radiative ou recombinaison bande à bande. Quand la jonction est polarisée en direct, la recombinaison peut être radiative. Il est à l'opposé du phénomène d'absorption. Les porteurs libres passent directement de la bande de conduction à la bande de valence par émission d'un photon. Cette recombinaison est liée à la durée de vie τ des porteurs minoritaires en excès. Ils interviennent aussi dans la diffusion de porteurs de charge par le terme U(x) donnée dans l'expression suivante:

$$U(x) = \frac{\delta n(x)}{\tau}$$

 $\delta n(x)$ est la densité de porteurs en Excès et , la durée de vie des porteurs.

I-3-8-Les défauts cristallographiques

Ce sont les imperfections structurales du cristal. Dans le silicium polycristallin, ces principaux défauts sont: les dislocations, les joints de grain, les sous-joints et les surfaces délimitant le volume du cristal et les défauts ponctuels tels que les liaisons pendantes et les lacunes.

Ces défauts surviennent accidentellement lors de la recristallisation.

Leurs nocivités s'expliquent par le fait qu'ils représentent des sites privilégiés de diffusion des impuretés contenues dans le volume du cristal [I-28].

I-3-8-1-Les dislocations

Les dislocations sont les imperfections primaires les plus complexes et probablement les moins connues. La notion de dislocation avait été introduite pour la première fois pour traduire la facilité avec laquelle les cristaux pouvaient subir des déformations plastiques. La présence de ces défauts linéaires auraient pour origine le glissement de certains plans atomiques du cristal par rapport à d'autres. Ces mouvements peuvent également provenir de situations accidentelles tels que les chocs thermiques survenus durant la formation de l'édifice cristallin.

Frank a montré qu'en particulier les dislocations catalysent la croissance cristallographique de sorte qu'un cristal contenant des dislocations croîtrait de loin plus rapidement qu'un autre n'en

possédant pas [I-29]. Cependant la plupart des cristaux ainsi formés paraissent avoir beaucoup plus de dislocations qu'il n'en est nécessaire pour la recristallisation. Par conséquent beaucoup de dislocations sont formées accidentellement ou résultent d'une condensation de sites vacants ou d'atomes en position interstitielle lorsque la solution considérée est refroidie au-dessous du point de fusion du cristal [I-30]. Ce sont des défauts linéaires en volume pouvant atteindre la surface. Elles sont créées par des distorsions du réseau cristallin produites par le glissement de certaines parties du cristal par rapport à d'autres [I-31].

Nous avons:

◆ La dislocation coin: qui se forme lorsque les deux parties décalées du cristal, sont telles que le nombre de plan atomique se trouvant dans ces derniers diffèrent d'au moins une unité.

Nous présentons dans la figure suivante la dislocation coin:

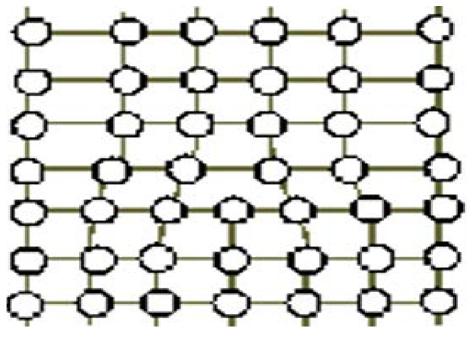


Figure 6:Dislocation coin

◆ La dislocation hélice ou vis: elle est disposée dans un plan parallèle au vecteur déplacement du cristal. Dans ce dernier cas le déplacement affecte toute l'épaisseur du cristal et s'effectue suivant la direction du vecteur déplacement de sorte que dans la région perturbée du cristal, les plans réticulaires forment une surface hélicoïdale.

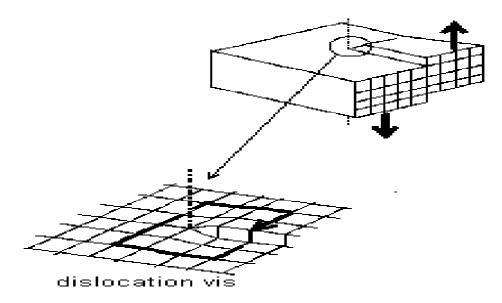


Figure 7: hélice ou vis

I-3-8-2-Les joints de grain

Le joint de grain est la zone de transition entre deux cristaux de même nature mais désorientés l'un par rapport à l'autre. La relation qui lie les deux cristaux est une rotation. Il résulte de l'interpénétration des deux régions adjacentes une zone où le cristal est perturbé sur une épaisseur de quelques distances interatomiques. La réalité du joint de grain consiste le plus vraisemblablement en un arrangement d'atomes que l'expérience ne permet pas d'atteindre actuellement. Cependant deux approches ont été développées pour analyser la structure granulaire de ce bicristal: la première approche propose une description géométrique de l'organisation idéale des deux cristaux voisins interpénétrés au niveau du joint de grain [I-32]; la deuxième approche, énergétique ,attribue au joint une disposition des atomes correspondant à une énergie libre minimale.

Deux approches ont été développées pour analyser la structure granulaire du bicristal:

- ◆ D'abord une description géométrique de l'organisation idéale des deux cristaux voisins interpénétrés au niveau du joint de grain [I-31].
- ◆ Ensuite une approche énergétique qui attribue aux joints de grain une disposition des atomes correspondante à une énergie minimale [I-33].

Sa structure du joint de grain dépend de son axe de rotation et de la translation entre les origines des deux réseaux en jonction ainsi que de la géométrie de leur interface.

On distingue:

Le joint de torsion si la rotation s'effectue autour d'un axe perpendiculaire au plan de l'interface;

- Le joint de flexion si l'axe de rotation est contenu dans le plan du joint;
- Le joint quelconque qui est la résultante des deux précédentes.

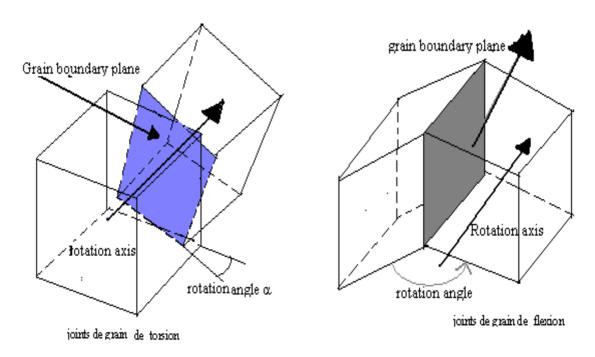


Figure 8: Schéma descriptif des joints de grain de torsion et de flexion

Au niveau de ces joints de grain existent des vitesses de recombinaison des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base. Ce qui diminue considérablement le rendement de la photopile. Aussi, le nombre de joints de grain est proportionnel à la taille des grains. Par suite, nous pouvons élucider l'effet de cette dernière sur les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière.

I-3-8-3-Les sous joints

Toutefois, ces joints de grain deviennent des sous joints de grain si la désorientation est faible (angle de rotation $< 10^{0}$) [I-28].

I-3-8-4-Les surfaces

Les surfaces d'un matériau sont des défauts cristallographiques inévitables; elles délimitent le volume du cristal et constituent de ce fait une région de discontinuité du matériau caractérisée par une forte densité de liaisons pendantes qui induisent des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite du semi-conducteur et appelés niveaux de Tamn. Elles sont également le siège d'interactions entre les deux milieux adjacents qui 'se traduisent par la présence d'atomes d'impuretés s'associant aux atomes des couches limites du cristal. Plusieurs études se rapportant aux effets de la recombinaison aux surfaces montrent que celle-ci est

manifeste dés que la longueur de diffusion des porteurs est supérieure ou comparable aux dimensions du

cristal [I-34-36].

Ces imperfections proviennent principalement de différents traitements tels que: rectification, polissage, attaque chimique, revêtement par une couche d'une autre substance. On peut citer les défauts comme les liaisons pendantes, les micros cavités, les défauts ponctuels [I-37].

L'influence des recombinaisons interraciales sur les phénomènes de transport sera tenue en compte avec une définition aux interfaces de vitesse de recombinaison des porteurs de charges.

Le modèle de recombinaison Shocley-Read-Hall est souvent utilisé pour trouver une corrélation entre les paramètres électriques et la densité d'impuretés recombinantes au sein de l'interface.

I-3-8-5-Influence des défauts au sein de la photopile

Un défaut représente une imperfection qui peut être de nature structure ou chimique.

La diminution de l'énergie potentielle du réseau cristallin au niveau des dislocations favorise la diffusion des impuretés contenues en volume à proximité des dislocations y créant ainsi une atmosphère riche en impuretés.

La force d'un défaut ou son influence dans le processus de la photo conversion s'évalue par la diminution de l'énergie des porteurs de charges en excès qu'il induit. Elle dépend entre autre du rayon du défaut (section de capture, largeur), de la densité de centre de recombinaison, du caractère du processus de recombinaison (en volume, aux surfaces, aux joints de grain), de son état de charge (distribution uniforme et mono énergétique) et de la vitesse des porteurs (mobilité; masse effective).

Ainsi les porteurs générés dans le matériau peuvent se recombiner préférentiellement sur ces défauts, le courant recueilli sera donc faible [I-38].

L'effet des défauts sur la photopile est caractérisé par les paramètres tels que la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction, à la face avant, en face arrière par rapport à l'éclairement et aux joints de grain. A travers ces vitesses de recombinaison, l'influence des défauts sur la qualité de la photopile peut être évaluée.

I-3-8-6-Vitesses de recombinaison

Dans cette partie nous représentons une étude d'un des paramètres de recombinaison pour une photopile bifaciale: la vitesse de recombinaison à la jonction et en face arrière.

Les courbes de variation de la densité de photo courant en fonction des vitesses de recombinaison à la jonction et en face arrière montrent que pour les grandes valeurs de vitesse de recombinaison, la densité de courant présente un gradient nul [I-39]. Ce phénomène se traduit par les équations suivantes:

$$\left(\frac{\partial Jph_{\alpha}}{\partial Sb_{\alpha}} = 0\right)_{Sb \ge 10^4}$$
(I-3)

$$\left(\frac{\partial Jph_{\alpha}}{\partial Sf_{\alpha}} = 0\right)_{Sf_{\alpha} \ge 10^4}$$
(I-4)

La résolution de ces équations nous donne respectivement les expressions des vitesses de recombinaison à la jonction Sf et à la face arrière Sb [I-40].

L'étude de ces vitesses en fonction des vitesses de recombinaison aux joints de grain et de la taille de grain a été effectuée.

L'étude nous permet de voir que les vitesses de recombinaison (à la jonction et à la face arrière) croissent avec l'augmentation des vitesses de recombinaison aux joints de grain.

Elles diminuent quand la taille de grain augmente [I-41].

I-3-9-Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. I. Model [I-31]

L'influence de la densité des dislocations N_{dis} et de la vitesse de recombinaison aux dislocations sur le photo courant de court-circuit, sur la réponse spectrale et sur la longueur de diffusion effective (L_{eff}) des électrons d'une photopile $N-P^+$ est étudiée en simulation en utilisant un modèle à l'aide des fonction s de Green.

Dans ce modèle S_d est la vitesse de recombinaison des porteurs au niveau des dislocations qui, sont supposées cylindriques et perpendiculaires à la surface éclairée de la photopile.

Les résultats montrent que le photo courant de court-circuit et la longueur de diffusion effective L_{eff} sont fonction à la fois de N_{dis} et S_d surtout lorsque ces deux grandeurs dépassent 10^3cm^{-2} et 10^4cm.s^{-1} respectivement.

A Modèle

Une cellule solaire N-P⁺ d'émetteur N de faible épaisseur et de base P d'épaisseur plus importante est considérée.

A la figure (9) nous présentons un grain isolé dans lequel la zone interne ne subit pas l'influence des joints de grain.

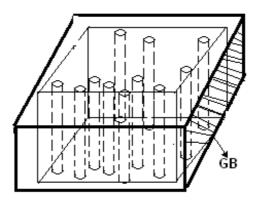


Figure 9 : Grain isolé

Les hypothèses considérées par les auteurs sont les suivantes:

- (1): Les dislocations dans le grain sont homogènes et perpendiculaires à la jonction. Elles ont toutes des formes cylindriques.
- (2): Le diamètre d'une dislocation est insignifiant et comparé à la distance qui sépare deux dislocations.
- (3): La contribution de l'émetteur est négligeable
- (4): Les résistances shunt et série sont négligées.
- (5): Des contacts ohmiques sont appliqués à la face arrière.

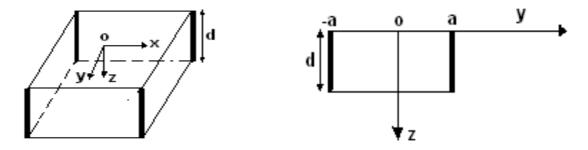


Figure 10:Un grain avec quatre dislocations et plan yoz du grain

Un système d'axe est associé à un grain isolé (figure). Le plan z=0 contient le plan de la jonction et la face arrière est contenue par le plan z=d.

La distance entre deux dislocations est reliée à la concentration des dislocations par:

$$N_{dis} = \frac{1}{\Pi_{\cdot} a^2} \tag{I-5}$$

L'équation de diffusion dans la base de la cellule s'écrit:

$$\nabla^2 \cdot \delta_n - \frac{\delta_n}{L_n^2} = \frac{-\alpha \cdot F(1-R)}{D_n} \cdot \exp(-\alpha (z_j + \omega)) \cdot \exp(-\alpha \cdot z)$$
 (I-6)

Où δ_n est l'excés d'électrons, R est le coefficient de réflexion et z_j est l'épaisseur de l'émetteur et w celle de la jonction.

La densité moyenne de photo courant à la base pour une longueur d'onde est donnée par:

$$J_n(\lambda) = \frac{1}{4a^2} \cdot \int_{-a}^a \int_{-a}^a q \cdot D_n \frac{\partial \delta_n}{\partial y} |_{z=0} dx \cdot dy$$
 (I-7)

Le photo courant à la jonction est donné par la relation (I-8). Cette relation suppose qu'il n'y a pas de recombinaison dans cette zone.

$$J(\lambda) = q.F.(1-R).\exp(-\alpha.Z_i)(1-\exp(-\alpha.\omega))$$
 (I-8)

Le photo courant total pour $0,4 \le \lambda \le 1,1 \mu m$ est calculé en faisant l'intégral:

$$J_{sc} = \int_{\lambda} \left(J_n(\lambda) + J_j(\lambda) \right) d\lambda \tag{I-9}$$

Sous éclairement AM1 et pour:

$$\alpha(\lambda) = \exp(81, 84 - 516, 5.\lambda + 1540.\lambda^2 - 2421.\lambda^3 + 2056.\lambda^4 - 871, 4.\lambda^5 + 135, 4.\lambda^6) \quad \text{cm}^{-1}$$
(I-10)

<u>Influence de la concentration des dislocations et de la vitesse de recombinaison aux</u> dislocations:

La longueur de la base (d) est supérieure à la longueur de diffusion (L_n). Les simulations sont faites avec L_n =90 μ m et D=20cm².s⁻¹.

Cette partie montre que le photo courant de court-circuit diminue quand la concentration des dislocations augmente. Cette augmentation est en fonction de la vitesse de recombinaison aux dislocations surtout pour les grandes valeurs de Sd.

La réponse spectrale du photo courant de court-circuit pour différentes valeurs de N_{dis} quand $Sd=10^4 cm.s^{-1}$ montre le déplacement du maximum lorsque N_{dis} augmente vers les courtes longueurs d'onde. Le même phénomène est observé quand on donne à N_{dis} la valeur $10^4 cm^{-2}$ et en faisant varier Sd.

La longueur de diffusion effective (L_{eff}) est déduite de la réponse spectrale près de la zone infrarouge du spectre. L'influence de la densité des dislocations s'est plus prononcée sur L_{eff} que sur J_{sc} parce la longueur de diffusion est directement reliée aux centres de recombinaison en volume.

L'influence de l'épaisseur de la base:

L'épaisseur de la base joue un rôle important dans la détermination de J_{sc} quand la concentration des dislocations est faible.

Par contre lorsque N_{dis} croit et est supérieur à 5.10^4 cm⁻², les recombinaisons aux niveaux des dislocations deviennent le facteur dominant et d n'a pratiquement plus d'effet.

I-3-10-Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. II. Experimental results [I-42]

Cet article est une confirmation expérimentale de l'article précédent. Des mesas diodes de dimensions 1,5 sur 1,5 mm² sont réalisées au moyen des méthodes photo lithographiques.

Ces méthodes leur ont permis de mesurer le courant de court-circuit sous AM 1.5, la dépendance spectrale de J_{sc} . La méthode appelée «surface voltage method» a donné la longueur de diffusion effective.

La dépendance expérimentale de la longueur de diffusion $L_{\rm eff}$ en fonction de la densité des dislocations pour différentes valeurs de S_d a été étudiée par les auteurs. Ils ont montré que pour 5.10^3 cm/s $< S_d < 2.10^4$ cm/s, il y a coïncidence entre les valeurs calculées et celles expérimentales.

Pour l'étude de la réponse spectrale, les auteurs ont considérés trois diodes: la première diode a moins de dislocations tandis que les deux auteurs ont relativement des dislocations élevées. Expérimentalement ils ont remarqués que la présence des dislocations déplace le maximum de la réponse spectrale vers les courtes longueurs d'onde. Pour les deux diodes à forts concentration des dislocations ($N_{dis} > 10^4 \ cm^{-2}$), le déplacement du maximum de la réponse spectrale vers les courtes longueurs d'onde est beaucoup plus prononcé pour la deuxième diode que pour la troisième. L'explication qu'ils ont donnée est que la diode numéro deux a des dislocations moins actives. La méthode «LBIC» a confirmé leur explication.

Les courbes de J_{sh} = f (N_{dis}) et J_{sh} = f (N_{dis}) expérimentales et théoriques ne peuvent pas être représentées dans un même graphe. Le coefficient de réflexion et la contribution de l'émetteur étant théoriquement négligés, le courant de court-circuit expérimental J_{sc} lui tient compte de l'émetteur et qu'il n'y a pas de couche anti réfléchissante sur la cellule.

Les résultats de leur étude ont surtout montré que les recombinaisons dans les dislocations limitent considérablement la longueur de diffusion effective et le photo courant de court-circuit principalement quand N_{dis} et S_d sont respectivement supérieur à 10^4 cm⁻² et 10^3 cm.s⁻¹ .Les auteurs sont aussi arrivés à la conclusion que l'hydrogène peut passiver les dislocations.

I-3-11-3D modelling of a reverse cell made with improved multicristalline silicon wafers [I-43].

Dans cet article, les auteurs présentent une photopile multicristalline sous éclairement monochromatique par sa face arrière.

Le substrat polycristallin est composé de plusieurs grains de formes et de tailles différentes. C'est pourquoi, ils utilisent un modèle colonnaire où le grain aura la forme d'un parallélépipède pour simplifier les calculs. Parallèlement à ce modèle, les hypothèses suivantes ont été apposées:

- Les joints de grain sont perpendiculaires à la jonction;
- Les vitesses de recombinaison aux joints de grain sont négligeables dans l'émetteur qui est surdopé et au niveau de la zone de charge d'espace.

La surface qui reçoit le rayonnement est recouverte d'une couche antireflet; la résistance série est prise en compte et les résistances de contact sont négligées.

Dans un tel model, l'équation de continuité s'écrit:

$$D_{n} \cdot \left[\frac{\partial^{2} \Delta n}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \Delta n}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \Delta n}{\partial z^{2}} \right] = \alpha(\lambda) \cdot F_{ph}(\lambda) \cdot \exp(-\alpha \cdot z) + \frac{\Delta n}{\tau}$$
 (I-11)

Une solution générale de l'équation (I-9) est de la forme:

$$\Delta n(x, y, z) = \sum_{k} \sum_{j} Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
 (I-12)

où:

$$Z_{kj}(z) = A_{kj} \left[a_{kj} \cdot \cosh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) + b_{kj} \cdot \sinh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) - \exp(-\alpha \cdot z) \right]$$
 (I-13)

avec:

$$A_{kj} = \frac{L_{kj}^{2}}{\alpha^{2} \cdot L_{kj}^{2} - 1} \times \frac{16 \cdot \alpha(\lambda) \cdot F_{ph}(\lambda)}{D_{n}} \times \frac{\sin\left(\frac{C_{k} \cdot gx}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{C_{j} \cdot gy}{2}\right)}{\left[C_{k} \cdot gx + \sin\left(C_{k} \cdot gx\right)\right]\left[C_{j} \cdot gy + \sin\left(C_{j} \cdot gy\right)\right]}$$
(I-14)

$$a_{kj} = \frac{\left(\alpha \cdot L_{kj} + \frac{S_F \cdot L_{kj}}{D_n}\right) \cdot \sinh\left(\frac{\omega_b}{L_{kj}}\right) + \exp\left(-\alpha \cdot \omega_b\right)}{\cosh\left(\frac{\omega_b}{L_{kj}}\right) + \frac{S_F \cdot L_{kj}}{D_n} \cdot \sinh\left(\frac{\omega_b}{L_{kj}}\right)}$$
(I-15)

$$b_{kj} = \frac{S_F \cdot L_{kj}}{D_n} (a_{kj} - 1) - \alpha \cdot L_{kj}$$
 (I-16)

$$L_{kj} = \left[\frac{1}{L_n^2} + C_k^2 + C_j^2\right]^{-\frac{1}{2}}$$
 (I-17)

L_{kj} est la longueur de diffusion effective.

Les valeurs propres C_k et C_j sont déterminées à partir des conditions aux limites aux joints de grain:

$$2D_{n}\left[\frac{\partial \Delta n(x,y,z)}{\partial x}\right]_{x=\pm\frac{gx}{2}} = \mp Sgb\left(\pm\frac{gx}{2},y,z\right)$$
 (I-18)

et

$$2D_{n}\left[\frac{\partial \Delta n(x,y,z)}{\partial y}\right]_{y=\pm\frac{gy}{2}} = \mp Sgb\left(x,\pm\frac{gy}{2},z\right)$$
 (I-19)

Les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière sont respectivement:

$$\left[\frac{\partial \Delta n}{\partial z}\right]_{z=0} = \frac{Sf}{2 \cdot D_n} \tag{I-20}$$

et:

$$\Delta n(x, y, \omega_b) = 0 (I-21)$$

Cette approche mathématique permet, dans une étude à trois dimensions, de déterminer l'expression de la densité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base ainsi que celles des paramètres électriques de la photopile tel que la capacité de la zone de charge d'espace et son rendement.

I-3-12-Quasi three-dimensional simulation for thin film polycrystalline silicon solar cells [I-44]

Les auteurs proposent une nouvelle méthode de simulation à trois dimensions des joints de grain par l'utilisation d'un système de coordonnées cylindriques (figure 11). Qu'ils jugent moins compliquée que les méthodes conventionnelles utilisant le système de coordonnées cartésiennes. Car avec cette nouvelle méthode il devient possible d'étudier la distribution à trois dimensions des porteurs de charges minoritaires par simulation à deux dimensions des joints de grain.

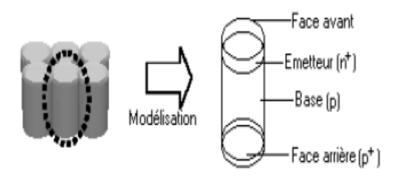


Figure 11:Modèle

Le système de coordonnées polaires étant utilisé au niveau du plan de la base de la photopile nous n'aurions qu'une seule condition aux joints de grain car à ce niveau les recombinaisons seront indépendantes de l'angle polaire. Il ne nous restera alors que deux coordonnées à prendre en compte à savoir le rayon vecteur du grain et la profondeur dans le grain suivant l'axe verticale.

Le diamètre de la base est utilisé pour désigner la taille du grain. La photopile étudiée est de type n-⁺p-p⁺ avec un revêtement antireflet sur la face avant. Elle est éclairée par la face avant seulement sous AM1.5.

Sur la face avant est déposée une grille collectrice qui occupe 5% de la surface. Alors qu'elle recouvre toute la surface arrière ce qui permet d'avoir des réflexions multiples dans le volume de la base de la photopile.

Les auteurs n'ont pas pris en compte dans leur calcul l'effet de l'ombrage de la grille collectrice au niveau de la face avant.

L'effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain (Spg) et de la longueur de diffusion des porteurs de charges minoritaires est analysé en détail dans cet article. Les résultats trouvés montrent:

- Une dépendance entre les caractéristiques électriques de la photopile et la vitesse de recombinaison aux joints de grain.
- La densité de courant de court-circuit, la phototension en circuit-ouvert et le rendement de la photopile diminuent lorsque Spg >10³ cm/s. Mais leur valeurs sont plus ou moins constantes lorsque Spg < 10³ cm/s.

I-3-13-Grain boundary effects in polycrystalline silicon solar cells. I: Solution of the three-dimensional diffusion equation by the Green's function method [I-45].

Les auteurs considèrent une cellule solaire mono faciale au silicium polycristallin. L'équation de diffusion dans l'émetteur s'écrit sous la forme:

$$\nabla^{2} \left(P_{n} - P_{n0} \right) - \frac{P_{n} - P_{n0}}{L_{n}^{2}} = -\frac{\alpha \cdot F(1 - R) \cdot \exp(-\alpha \cdot z)}{D_{p}}$$
 (I-22)

Les conditions aux limites qu'ils ont considérées sont les suivantes:

$$\frac{\partial \left(P_{n}-P_{n0}\right)}{\partial z} = \frac{Sp}{D_{p}} \left(P_{n}-P_{n0}\right) \qquad z=0 \tag{I-23}$$

$$(P_n - P_{n0}) = 0 z = z_j (I-24)$$

$$\frac{\partial \left(P_{n}-P_{n0}\right)}{\partial x} = \pm \frac{Spg}{D_{p}} \left(P_{n}-P_{n0}\right) \qquad x = \pm a \tag{I-25}$$

$$\frac{\partial \left(P_{n} - P_{n0}\right)}{\partial y} = \pm \frac{Spg}{D_{n}} \left(P_{n} - P_{n0}\right) \qquad y = \pm b \tag{I-26}$$

Comme hypothèse, les auteurs supposent que les joints de grain, ont la, même activité, donc la vitesse.

$$(P_n - P_{n0})(x', y', z') = \langle G, f \rangle \tag{I-27}$$

x', y', et z' désignent n'importe quel point du volume. Le membre de droite représente une intégrale triple qui tient compte de x, y et z. G est le symbole de la fonction de Green.

$$f = -\frac{\alpha \cdot F(1-R) \cdot \exp(-\alpha \cdot z)}{D_p}$$
 (I-28)

La fonction de Green est trouvée après résolution de l'équation (I-26)

$$\nabla^{2}G - \frac{G}{L_{p}^{2}} = \delta(x - x') \cdot \delta(y - y') \cdot \delta(z - z')$$
 (I-29)

I-3-14-Grain boundary effects in polycrystalline silicon solar cells [I-45] II: Numerical calculation of the limiting parameters and maximum efficiency

Pour une bonne compréhension du fonctionnement d'une cellule solaire réelle, les auteurs ont considérés le circuit électrique suivant:

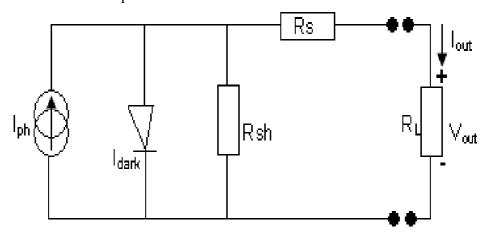


Figure 12: Schéma électrique simplifié de la photopile

Des circuits plus complexes ont été proposés mais dans leur étude les deux auteurs ont négligés certaines pertes mécaniques.

De ce circuit, I_{out} et V_{out} sont reliés par la relation ci-après:

$$V_{out}\left(1 + \frac{R_s}{R_{sh}}\right) = I_{ph} - \frac{V_{out}}{R_{sh}} - I_{dark}$$
 (I-30)

Où I_{out} est le courant de charge, I_{ph} est le photo courant, I_{dark} le courant d'obscurité, V_{out} tension de charge, R_s et R_{sh} respectivement résistance série et shunt.

Si les effets de la résistance série et de la résistance shunt sont négligés, l'équation (I-30) devient:

$$I_{out} = I_{ph} - I_{dark} \tag{I-31}$$

Le courant d'obscurité ayant pour expression:

$$I_{dark} = I_0 \cdot \left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_j}{kT}\right) - 1 \right\}$$
 (I-32)

Où I₀ est le courant de saturation à l'obscurité et V_i le tension à l'obscurité.

En posant V_j, N.C Halder et T.R. Williams obtiennent:

$$I_{out} = I_{ph} - I_0 \cdot \left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_j}{kT}\right) - 1 \right\}$$
 (I-33)

Dans cette équation, lorsque la tension de charge V_{out} tend vers zéro, $I_{sc} = I_{ph}$.

Quand le courant de charge I_{out} devient égal à la tension de circuit-ouvert:

$$V_{oc} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \left(\frac{I_{sc}}{I_0} + 1 \right) \tag{I-34}$$

Le circuit électrique équivalent peut fournir l'expression de la tension de circuit-ouvert et celle du courant de court-circuit à condition de négliger les résistances séries et shunt.

Une autre expression utilisée pour exprimer la performance de la photopile est le facteur de forme (F.F).

Les équations ci-dessus donnent une relation entre le courant maximal I_m et la tension maximale V_m :

$$I_{m} = I_{sc} - I_{0} \cdot \left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_{m}}{kT}\right) - 1 \right\}$$
 (I-35)

En calculant en annulant la dérivée du produit de la puissance utile $(V_{out} \times I_{out})$ par rapport à V_{out} , ils trouvent la relation suivante:

$$\frac{I_{sc}}{I_0} + 1 = \exp\left(\frac{q \cdot V_m}{kT}\right) \cdot \left(1 + \frac{q \cdot V_m}{kT}\right) \tag{I-36}$$

V_m est déterminée une fois que I_{sc} et I₀ sont connus.

$$FF = \frac{V_m}{V_{oc}} \cdot \frac{I_{sc} / -\left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_m}{kT}\right) - 1\right\}}{I_{sc} / I_0}$$
(I-37)

Ainsi, le facteur de forme peut être exprimé comme suit:

$$FF = \frac{V_m}{V_{oc}} \cdot \left[1 - \frac{\left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_m}{kT}\right) - 1\right\}}{\left\{ \exp\left(\frac{q \cdot V_m}{kT}\right) - 1\right\}} \right]$$
 (I-38)

où encore après simplification dans le cas où en fonctionnement, la puissance de celle-ci est égale à la puissance maximale.

$$\eta = \frac{V_m \cdot I_m}{P_{in}} = \frac{FF \cdot V_{oc} \cdot I_0}{P_{in}}$$
 (I-39)

P_{in} est la puissance incidente.

Le rendement est donc fonction de trois paramètres clés.

Cependant, le facteur de forme (F.F) dépend de la tension de fonctionnement maximale et de la tension de circuit-ouvert. Or ces deux tensions sont liées au courant de court-circuit et au courant d'obscurité. Finalement donc, ce sont réellement ces courants qui définissent l'efficacité des cellules solaires.

• Taille de grain fixe:

Pour le cas a=b, m=n et k=l, une simplification supplémentaire a été faite, c'est-à-dire $S_{pg} = S_{ng} = S_g$. Prenant les valeurs 10, 10^2 m.s⁻¹, 10^3 m.s⁻¹ et 10^4 m.s⁻¹. Pour une taille de grain de 10μ m, le courant de court-circuit, la tension de circuit ouvert, le facteur de forme, le rendement et la puissance augmentent tout lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain diminue.

• Épaisseur de la cellule variable:

Les cellules solaires au silicium polycristallin ont une épaisseur inférieure à 100 µm. Le courant de court-circuit, le courant d'obscurité et la tension de circuit-ouvert pour quatre cellule solaire d'épaisseur différentes en fonction de la taille de grain ont été étudiés.

Les figues tracées montrent une diminution de la performance de la cellule lorsque l'épaisseur diminue.

La courbe du rendement en fonction de la taille de grain pour des cellules solaires d'épaisseur 20 µm, 50 µm et 100 µm prouve que l'épaisseur joue un rôle important. Le rendement maximal est obtenu par la plus grande épaisseur.

• <u>Variation de la taille de grain</u>

Les épaisseurs 20 et 50 µm, une même vitesse de recombinaison aux joints de grain dans les régions (n) et (p) égal à 100m.s⁻¹ont été choisi.

Ainsi, excepté le courant de saturation, le courant de court-circuit, la tension de circuit-ouvert et le facteur de forme croient en fonction de la taille de grain.

I-3-15-Short-circuit current of polycrystalline silicon solar cells with respect to grain size and grain boundary recombination velocity [I-46]

L'influence de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur le courant de court-circuit des cellules solaires polycristallines est étudiée théoriquement. Le « fit » entre la valeur théorique et expérimentale du courant de court-circuit en fonction de la taille de grain a permis de déterminer la vitesse aux joints de grains effective.

La simulation et l'étude expérimentale ont en outre permis de tirer les conclusions suivantes :

- ◆ Pour les larges grains, c'est-à-dire ceux dépassant environ cinq fois la longueur de diffusion à l'intérieur du grain, le courant de court-circuit du silicium polycristallin tend vers celui du silicium monocristallin.
- ◆ Pour les faibles tailles de grain qui sont de l'ordre de la longueur de diffusion à l'intérieur d'un grain, le courant de court-circuit décroît considérablement avec la vitesse de recombinaison aux joints de grain si celle-ci est supérieure à 10² cm.s⁻¹,
- ◆ Si la vitesse de recombinaison aux joints de grain est très grande (10⁵ cm.s⁻¹), seule les cellules solaires de tailles de grains 250 et 300mm peuvent produire des densités de courant de court-circuit 30 et 32 mA.cm⁻² respectivement, -le « fit » entre les courbes théoriques et expérimentales donne 10⁵ cm.s⁻¹ comme valeur de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

I-3-16-Thickness of p/n junction space-charge layers [I-47]

Les auteurs de cet article développent un modèle de la zone de charge d'espace d'une jonction p-n en raisonnant sur les porteurs libres dans cette zone. Leur modèle est analytique pour une

jonction polarisée avec une tension moyenne ou assez élevée et implicite pour les tensions négatives ou faibles.

Le concept de base utilisé pour régler le problème de l'épaisseur de la zone de charge d'espace a été d'exploiter des structures appropriées et la relation de l'épaisseur X et la capacité de la Z.E.C. en effet, ils partent de l'expression :

$$C = \frac{\varepsilon}{X} + q \cdot \int_{-x_n}^{x_p} \left(\frac{n(ou\ p)}{V} \right)_x \cdot dx = C_D + C_F$$
 (I-40)

ε: Constante diélectrique

n : concentrations des électrons

p : concentrations des trous

V : potentiel de fermi

 x_n et x_p sont les limites de la ZCE.

C_D est la capacité résultante de la variation de la présence des porteurs due à une variation de la tension appliquée dV aux limites de la Z.E.C.

C_F est la capacité traduisant la présence des porteurs dans le volume de la ZCE.

Dans leur étude, les jonctions constantes à profil exponentiel sont considérées. Pour ce type de jonction, l'expression du taux de dopage à une position x de la cellule solaire est :

$$N(x) = N_B \cdot \left(1 + \exp\left[-\frac{ax}{N_B} \right] \right) \tag{I-41}$$

N_B est le taux de dopage de la base.

a : gradient de la jonction.

Pour ce type de jonction, deux cas extrêmes sont possibles :

- la jonction se situant entièrement au niveau de la base.
- la jonction est à gradient linéaire.

L'expression de la capacité est calculée dans les deux cas.

De ces équations, X (V) est calculé numériquement à condition que C soit connu.

Les auteurs pour valider leur modèle, le comparent avec le modèle de déplétion et celui de la technique itérative.

Quand $V \le -0.1V$, les modèles de déplétion et celui des auteurs sont en accord. Il y a désaccords pour les tensions élevées.

Les auteurs notent un écart entre les courbes X(V) de la méthode itérative et la leur.

Dans la méthode itérative, l'égalité entre C_D et C_F est imposée, contrairement aux auteurs de papier qui ont eu négligés C_F .

I-3-17-Bifacial silicon solar cell space charge width determination by a study in modelling: effect of the magnetic field [I-48].

Cet article présente une étude d'une photopile bifaciale au silicium n+-p-p+ sous éclairement multispectral constant et sous l'effet d'un champ magnétique. L'équation de continuité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base de la photopile est résolue avec les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière définie respectivement par les vitesses de recombinaison à la jonction Sfα et à la face arrière Sbα, α est relative au mode d'éclairement. Le profil des densités de porteurs de charges minoritaires en excès est représenté à 3D en fonction de la profondeur X dans la base et de l'intensité du champ magnétique pour différents modes d'éclairement de la photopile. On observe une réduction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace avec l'augmentation du champ magnétique. C'est ainsi que la capacité de diffusion associée à cette zone de charge d'espace, est aussi représenté à 3D avec le champ magnétique et la vitesse de recombinaison Sf(j). De même, cette capacité a été étudiée en fonction de la phototension aux bornes de la photopile selon le modèle de déplétion de Shockley. Et il s'ensuit que la capacité de diffusion croît avec le champ magnétique.

I-3-18-Silicon solar cell space charge region width determination by a study in modelling [I-49]

Dans cet article, les auteurs présentent une étude en modélisation de la capacité de la photopile bifaciale au silicium monocristallin en régime statique sous éclairement polychromatique. L'étude est faite en adoptant un modèle à une dimension.

La résolution de l'équation de continuité et les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière, établies en fonction des vitesses de recombinaison, ont permis de déterminer l'expression de la densité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base.

Par suite, les profils de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur de la base ont montré, d'une part, que lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente le maximum de cette densité se déplace en profondeur dans la base. Ceci traduit un élargissement de la zone de charge d'espace lorsque la photopile est sous

éclairement. Ainsi, les auteurs en ont déduit que la capacité de la photopile est fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf. D'où la relation suivante a été établie:

$$C(Sf) = \frac{\varepsilon \cdot A}{\kappa(Sf)} \tag{I-42}$$

ε est la constante diélectrique de la jonction;

A est la surface commune en regard;

X (Sf) est l'abscisse du point maximum de la densité relative.

D'autre part, on note trois types de gradients dans les courbes de la densité relatives des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base:

- ✓ les gradients positifs qui correspondent à une accélération des porteurs qui traversent la jonction;
- ✓ les gradients nuls correspondant à un stockage de charges opposées de part et d'autre de la zone de charge d'espace;
- ✓ les gradients négatifs dus à la recombinaison des porteurs en volume.

Toutefois, les auteurs ont établi le profil de la capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. En partant de l'expression suivante:

$$C = \frac{q.\delta(0)}{V_{ph}} \tag{I-43}$$

Où:

q est charge élémentaire;

 δ (0) est la densité des porteurs de charges à la jonction;

V_{ph} est la phototension.

Ainsi, la courbe de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction montre qu'en circuit ouvert la capacité de la photopile est maximale et dépend de la présence des porteurs de charges libres à la jonction. Mais en court-circuit, elle est indépendante de ceux-ci et temps asymptotiquement vers zéro.

Pour mieux illustrer l'importance de la capacité de diffusion de la photopile, les auteurs ont aussi établi le profil du logarithme de la capacité en fonction de la phototension.

1-3-19-Capacitance voltage characterization of poly Si-SiO₂-Si structures [I-50]

Les techniques C-V sont largement utilisées comme outil d'analyse à la caractérisation des condensateurs. Ainsi, dans cet article, la caractéristique C-V en haute fréquence du condensateur Si-SiO₂-Si a été étudiée. Il est montré que la caractéristique C-V du

condensateur poly Si-SiO₂-Si est très différente de celle correspondante au condensateur métal-SiO₂-Si en raison du domaine de pénétration de la couche du poly Si. Une comparaison des caractéristiques C-V théoriques et expérimentales donne une estimation de l'état de surface de la densité des charges à l'interface du poly Si-SiO₂.

Pour un condensateur du type poly Si-SiO₂-Si, la capacité totale peut être déterminée en faisant la combinaison en série de la capacité de la zone de charge de l'électrode au silicium, de celle de l'électrode aux poly silicium et de celle de l'isolant.

D'où, la capacité totale s'écrit:

$$C_T = \frac{C_i C_D^p C_D}{C_i C_D + C_i C_D p + C_D C_D^p} \tag{I-44}$$

Lorsque V_G est positive, la capacité totale s'écrit:

$$C_{T} = \frac{\varepsilon_{0}.K_{i}}{X_{i} + \left(\frac{K_{i}}{K_{s}}\right).W_{m}}$$
 (I-45)

avec:

$$W_{m} = \left(\frac{4K_{s} \cdot \varepsilon_{0} \cdot k \cdot T \cdot \ln\left(\frac{N_{A}}{n_{i}}\right)}{q^{2} \cdot N_{A}}\right)^{1/2} \tag{I-46}$$

I-3-20-Exercice de PC1 sur la variation de l'épaisseur d'un condensateur plan [I-51]

Énonce:

- 1°) Un condensateur plan AB d'épaisseur d, de surface S est chargé sous une ddp V. Calculer la charge Q, la force F qui s'exerce sur chaque armature et l'énergie du condensateur.
- 2°) les armatures sont écartées d'une distance d'. Cette opération peut s'effectuer à Q ou V constant. Calculer dans chaque cas la nouvelle tension ou charge.

Calculer l'énergie du condensateur dans ce nouvel état; faire le bilan énergétique Solution

1°) calcul de la charge Q et de la force F

Charge
$$Q=CV$$
 (1) avec $C=\frac{\varepsilon_0.S}{d}$ (2) : condensateur plan

d: est la distance entre les armatures.

La force sur chaque armature se trouvant chacun dans un champ $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ (3)

Principe de coulomb: F = QE (4) avec E: champ crée par un plan infini

Avec
$$\sigma = \frac{Q}{S}$$
 (5), $Q = CV$ (6) et $C = \frac{\varepsilon_0 \cdot S}{d}$ (7)

$$F = Q \cdot \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = Q \cdot \frac{Q}{2S \cdot \varepsilon_0} = \frac{Q^2}{2S \cdot \varepsilon_0} = \frac{C^2 \cdot V^2}{2S \cdot \varepsilon_0} = Q \cdot \frac{\varepsilon_0^2 \cdot S^2 \cdot V^2}{2d^2 \cdot S \cdot \varepsilon_0}$$
(8)

Soit
$$F = \frac{\varepsilon_0.S.V^2}{2.d^2}$$
 (9)

Énergie du système:

$$u = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} C \cdot V^2 = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \cdot S}{d} V^2 \quad (10)$$

Ainsi:
$$u = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \cdot S}{d} V^2$$
 (11)

2°) Écartement des armatures

Pour montrer l'écartement des armatures, nous montrons sur la figure (13) l'extension de l'épaisseur du condensateur plan.

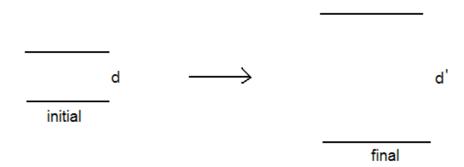


Figure 13:Schéma de l'extension de l'épaisseur du condensateur plan à potentiel constant

 $A \overline{Q} = cte$ conservation des charges Q et Q':

$$Q = C \times V \qquad \text{(initial)} \quad , \quad Q' = C' \times V' \qquad \text{(final)}$$

$$C' = \frac{\varepsilon_0 \times S}{d'}$$

$$C = \frac{\varepsilon_0 \times S}{d} \qquad (11)$$

$$\frac{V'}{d'} = \frac{V}{d} \qquad \Rightarrow \qquad V' = \frac{d'}{d} V \qquad (12)$$

Énergie de l'état final:

$$u' = \frac{1}{2}C'V'^2 = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_0.S}{d'}\frac{d'^2}{d^2}V^2$$
 (13)

$$u' = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \cdot S}{d'} \cdot \frac{d'^2}{d^2} V^2 = \frac{1}{2} C \frac{d'}{d} V^2 = \frac{1}{2} C' \cdot V'^2 \frac{d'}{d} = \frac{d'}{d} u$$
 Ainsi: $u' = \frac{d'}{d} u$ (14)

$$AV = cte$$

$$Q' = C'V'$$
 (Final) et $Q = CV$ (initial): $V = V'$ $\Rightarrow \frac{Q'}{Q} = \frac{C'}{C}$

D'où:
$$Q' = \frac{d}{d'}Q$$
 (15)

Énergie de l'état final:

$$u' = \frac{1}{2} \frac{Q^{'2}}{C'} = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{d'}\right)^2 \cdot \left(\frac{Q^2}{\varepsilon_0 \cdot S}\right) = \frac{1}{2} \frac{d^2}{d'} \frac{Q^2}{\varepsilon_0 \cdot S} = \frac{1}{2} \frac{d}{d'} \frac{Q^2}{\varepsilon_0 \cdot S} = \frac{1}{2} \frac{d}{d'} \frac{Q^2}{C} = \frac{d}{d'} u$$

on a
$$u' = \frac{d'}{d}u$$
 (16)

Bilan énergétique:

Q = cte:
$$\Delta u = \frac{1}{2}C\left[\frac{d'}{d} - 1\right]V^2 = \frac{1}{2}C.V^2\left[\frac{d'}{d} - 1\right]$$
 (17)

V = cte:
$$\Delta u = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \left[\frac{d}{d'} - 1 \right]$$
 (18)

Remarque:

La distance d'est supérieur à la distance d. Ainsi:

A potentiel constant, $\frac{d}{d}$ -1<0 d'où Δu <0; le condensateur fournie de l'énergie à l'extérieur (effet joule)

A charge constante, $\frac{d}{d}-1>0$ d'où $\Delta u>0$; le condensateur reçoit de l'énergie.

Ainsi, lorsqu'une photopile est éclairée à potentiel constant, on note un élargissement de sa zone de charge d'espace. En effet, la jonction émetteur-base de la photopile est assimilée à un condensateur plan d'épaisseur Z_0 . Z_0 correspond à la cote du point maximum de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base. Il se déplace en profondeur dans la base lorsque la photopile est éclairée par sa face avant.

Aussi, à partir des expressions de l'énergie du condensateur établie ci-dessus, nous pouvons déduire le rendement de la capacité de la photopile en fonction de la densité des porteurs de charges en court-circuit et en circuit ouvert. Par suite, nous pourrons examiner l'effet des paramètres phénoménologiques (vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb, l'énergie d'irradiation φ, le coefficient de dommage Kl et la vitesse de recombinaison à la jonction Sf) des paramètres géométriques (taille de grain g et la profondeur dans la base z) de la photopile sur ce rendement de la capacité.

I-3-21-Solar Cell Technology [I-52].

Ce papier fait l'exposé des technologies des cellules solaires au silicium cristallin et amorphe et des cellules photo électrochimiques.

Cellule solaire au silicium cristallin

La qualité du matériau de la base est liée globalement à la longueur de diffusion L_n des électrons de la base. Cette longueur de diffusion est fonction des défauts physiques et des pièges chimiques présents dans le matériau. Ln est compris entre 80 à 120 μ m dans les multicristallins et de 400 à 800 μ m dans les monocristallins.

Le dopage contrôle à la fois la résistivité ρ et la valeur de L_n . Un faible dopage est favorable aux longueurs de diffusion élevées et aussi à un fort courant de courant de court-circuit mais à une faible tension de circuit ouvert V_{co} . Le meilleur compromis est pour un dopage fournissant une résistivité entre $1\text{-}10\Omega m$ pour les monocristallins et $0,1\text{-}1\Omega m$ pour les polycristallins. Les valeurs du coefficient d'absorption sont telles que pour une épaisseur de $400\mu m$ de la base, 95% du flux incident doivent être absorbés. Cependant une réduction de $20\mu m$ de l'épaisseur de la base, entraîne une augmentation du flux perdu de 5 à 23% seulement.

Pour les matériaux usuels où Ln est voisine de 100µm, le meilleur compromis est de choisir une épaisseur de l'ordre de 200µm.

Quand la surface arrière de la base est faite d'un miroir optique, l'épaisseur peut être considérablement réduite. Elle peut mesurer moins de 40µm.

Pour les cellules solaires simples, la surface arrière est ohmique, c'est-à-dire les recombinaisons sont très élevées. En y plaçant une couche fortement dopée p+, il y a création d'une jonction p-p+ caractérisée par un champ arrière très intense, appelée « Back Surface Field (BSF) ». Ces cellules sont les photopiles bifaciales. Ce champ électrique renvoie les porteurs vers la jonction n-p; la tension de circuit ouvert est améliorée.

Pour ces cellules solaires bifaciales, l'épaisseur de la base peut être réduite jusqu'à moins de 100µm.

L'émetteur doit être fortement dopé dans le but d'avoir une tension de circuit ouvert Vco élevée. Les recombinaisons au sein de l'émetteur sont très importantes du fait de la comprise entre 0.2 et $0.7\mu m$.

Cellule solaire au silicium amorphe

Ce type de cellule est constitué de trois couches :

- ✓ une couche intrinsèque (i) d'épaisseur 1µm au plus.
- à l'avant de cette couche intrinsèque (i), il y a la couche p et à l'arrière une couche n.
 Le plus souvent ces trois couches sont faites de silicium amorphe hydrogéné.

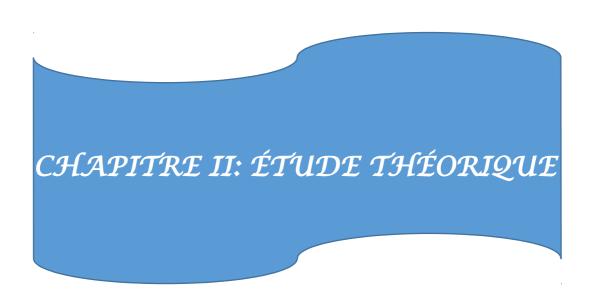
Photopiles photo électrochimiques

Ces photopiles sont différentes des précédentes parce qu'étant constituée d'un liquide et d'un solide. Le liquide est un électrolyte où une réaction d'oxydoréduction apparaît. Le solide est un semi-conducteur. Il y a circulation des porteurs de charge quand les deux niveaux de Fermi s'égalisent.

Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de faire ressortir non seulement le type d'environnement auquel était confronté la photopile dans l'espace mais surtout les types de dégradations que l'on peut y rencontrer; en effet, les travaux des différents auteurs montrent que lorsque la photopile est irradiée, les paramètres tant phénoménologiques que macroscopiques se dégradent plus ou moins. L'observation de ces dégradations est surtout expérimentale car l'ensemble des mécanismes qui régissent les effets de l'irradiation n'est pas encore complètement connu. Une étude bibliographique sur la capacité de la photopile bifaciale à

trois dimensions a été faite. De même, nous avons présenté l'influence de la taille de grain et la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur la photopile bifaciale. Aussi, nous avons présenté quelques articles relatifs à la résolution de l'équation de continuité à trois dimensions et à la capacité de la zone de charge d'espace en régime statique. Ce qui permet de dire que la jonction peut être assimilée à un condensateur plan, dans le travail qui va suivre, nous allons étudier en simulation les effets de l'irradiation, de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison aux joints d'une photopile bifaciale aussi bien sur les paramètres phénoménologiques que macroscopiques.



Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre une étude sur la photopile bifaciale soumise à un éclairement multispectral constant et sous irradiation ; pour cela, nous allons d'abord déterminer la densité de porteurs de charges minoritaires en excès dans la base de la photopile. Cette densité nous permettra de déduire non seulement la densité de courant produit par la photopile mais également la tension à ses bornes. Puis, en partant de la densité de courant et de la phototension, la caractéristique (courant-tension) et la puissance électrique sont établies. Chacune de ces grandeurs est étudiée pour une seule mode d'éclairement qui est la face avant.

II-1-Description de la photopile bifaciale

Notre modèle d'étude est une photopile à base de silicium polycristallin. Les solides polycristallins sont constitués par l'association de morceaux de très petites tailles de monocristaux (typiquement de dimensions micrométriques). Ces monocristaux sont séparés par des zones de transition appelées joints de grains. Aux joints de gain, l'arrangement atomique est perturbé.

Dans notre modèle, chaque grain a une forme cubique comme l'indique la figure (10.d).

Nous présentons à la figure (10) un modèle illustratif ainsi qu'un modèle colonnaire d'une cellule solaire bifaciale au silicium polycristallin à 3 dimensions:

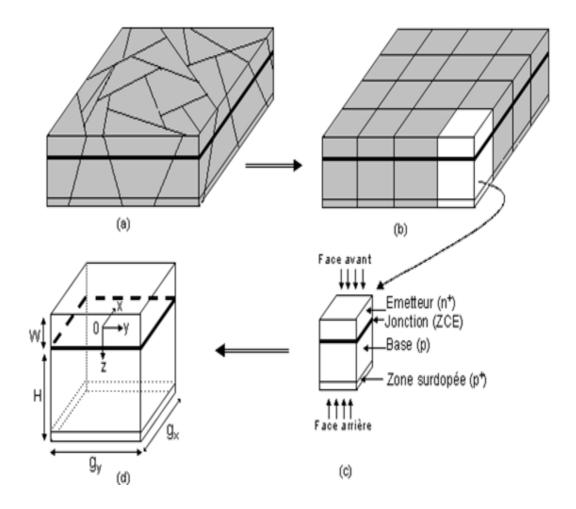


Figure 14: Modélisation d'un grain de silicium poly cristallin.

Pour cette figure (14), gx et gy qui représentent respectivement la largeur et la longueur du grain, gz est la profondeur dans la base comptée à partir du plan d'éclairement (z = 0).

Nous considérons [II-1] d'abord la forme réelle d'une photopile au silicium poly cristallin (Figure. 14a). De cette forme première, nous en déduisons un modèle idéalisé dit colonnaire (Figure.14b). Il est constitué de grains de formes parallélépipédiques disposés régulièrement; les impuretés au niveau des joints de grains sont matérialisées par une vitesse de recombinaison aux joints de grains.

A partir de ce modèle idéal, nous tirons une unité de base pour notre travail de recherche (Figure.14c). La photopile bifaciale, comme illustrée par la Figure(14c), est un dispositif à jonction n⁺-p-p⁺ de semi-conducteur principalement constitué d'un émetteur qui est une mince couche de semi-conducteur. Comme susmentionné dans les Figures (14c et 14d) précédentes, la photopile bifaciale comprend quatre parties [II-2]:

■ l'émetteur de type (n⁺) dont l'épaisseur est faible (0.5 à 1μm), est fortement dopée en atomes donneurs (10¹⁷ à 10¹⁹ cm⁻³) et recouverte d'une couche anti-reflet [II-3] et d'une grille métallique qui permet de collecter les charges électriques photo-crées.

- la zone de charge d'espace ZCE ou encore jonction qui se situe entre l'émetteur et la base est caractérisée par un champ électrique intense qui sépare les paires électrontrou qui arrivent à la jonction.
- la base de type (p): elle est de grande dimension (300 à 400 μm) et peu dopée en atomes accepteurs (10¹⁵ à 10¹′ cm⁻³). C'est la zone de prédominance des phénomènes de génération, de diffusion et de recombinaison.
- le BSF (Back Surface Field) [II-4..8]: c'est la zone située en face arrière de la base, surdopée en atomes accepteurs (p⁺) (10¹⁷ à 10¹⁹ cm⁻³) par rapport à la base et crée un champ électrique arrière qui renvoie, vers la jonction, les porteurs de charges minoritaires photo crées près de la face arrière. Ce champ électrique limite les recombinaisons à l'arrière de ce type de photopile qui se distingue ainsi des cellules conventionnelles [II-9,10].

Des contacts adaptés sous forme de grille [II-11] (en Nickel-Aluminium, Argent-Aluminium, ...) sur les faces avant et arrière (pour les bifaciales) permettent de collecter les porteurs de charge minoritaires photo-créés dans un circuit extérieur.

■ H est la profondeur de la base.

La taille de grain est tributaire des conditions de dépôts, donc de la température de dépôt et de l'épaisseur de la couche mince. Elle est aussi fonction de la température de recuit et de la concentration des atomes dopants [II-12].

Un joint de grain actif est responsable des propriétés électriques du silicium polycristallin. Deux hypothèses sont émises principalement pour expliquer l'activité du grain :

- ◆ le modèle de ségrégation du dopant proposé par Cowher et Sedgwick [II-12] pour expliquer la résistivité et la concentration des porteurs majoritaires.
- ◆ Selon Kamins [II-12], la variation de la mobilité de Hall avec la concentration du dopant est due au piégeage des porteurs au niveau des joints. Ce piégeage entraînant la création d'une barrière de potentiel de part et d'autre de chaque joint de grain.

Nous ferons également les hypothèses suivantes:

- ✓ La contribution de l'émetteur est négligée [II-13,14].
- ✓ L'épaisseur de l'émetteur est négligée devant celle de la base.
- ✓ L'éclairement sur le plan z=0 de la photopile est uniforme.

Nous aurons alors un taux de génération ne dépendant que de la profondeur z dans la base.

Lorsque la photopile est éclairée par l'émetteur, il y'a création de paires électron-trou dans la base ; la distribution des porteurs de charges minoritaires photo-créés (électrons) dans la base est alors régie par l'équation de continuité.

II-2-Équation de continuité

L'élément de base des composants électroniques est la jonction. Au sein d'un même semiconducteur cette structure est une homo jonction entre deux régions l'une de type p et l'autre de type n. Cette zone où le changement intervient est désignée sous le nom de zone de charge d'espace. Au voisinage de cette zone, les densités de porteurs de charges minoritaires sont modifiées par un courant de diffusion qui tend à réduire le gradient de concentration :

Des trous iront de la région p vers la région n,

Des électrons iront de la région n vers la région p,

Ceci entraîne l'apparition d'une charge d'espace négative dans la région p et positive dans la région n, ce qui traduit à une tension de diffusion. Le mécanisme de la séparation des électrons et des trous est assuré par un champ électrique interne qui permet la collecte des porteurs de charges minoritaires.

L'origine de ce champ est le potentiel du contact au niveau de la jonction p-n, découlant de la variation discontinue des propriétés intrinsèques du matériau. Nous considérons dans cette présente étude, une photopile polycristalline de type $-n^+-p-p^+$, sous éclairement polychromatique en régime statique. Le champ électrique est négligeable au niveau de l'émetteur et de la base, c'est-à-dire qu'en dehors de la zone de charge d'espace ce champ n'a pas d'influence notable (dans ce cas).

Au niveau de ces zones théoriquement dépourvues de champ électrique, les porteurs de charges minoritaires excédentaires (les électrons) sont soumis à plusieurs phénomènes la contribution de l'émetteur de type n fortement dope est négligeable par rapport à celle de la base de type p [II-15] et que la théorie de la quasi neutralité de la base (QNB) est satisfaite.

L'ensemble de ces phénomènes (génération recombinaison diffusion) est décrit par l'équation de continuité qui régit la densité des porteurs de charges minoritaires au niveau de la base.

Toute détermination des paramètres phénoménologiques de la photopile à jonction horizontale passe nécessairement par la résolution préalable de l'équation de diffusion des porteurs de charges minoritaires dans la base.

Lorsque la base de la photopile à jonction verticale est éclairée par une lumière polychromatique en modulation de fréquence, la densité $\delta(x, y, z)$ des porteurs de charges

minoritaires photo-crées est régie par l'équation de continuité à trois dimensions, dont l'expression, est:

$$D(Kl,\Phi).\left[\frac{\partial^2 \delta(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta(x,y,z)}{\partial z^2}\right] - \frac{\delta(x,y,z)}{\tau} + G(z) = 0$$
 (II-1)

avec:

$$D(Kl,\varphi) = \frac{L(Kl,\varphi)^2}{\tau}$$
 (II-2)

 $D(Kl,\Phi)$ est le coefficient de diffusion en présence d'irradiation.

Avec Kl le coefficient de dommage, Φ l'énergie d'irradiation et τ la durée de vie des porteurs.

$$G(z) = \sum_{i=1}^{3} a_i \cdot \exp(-b_i \cdot z)$$
 (II-3)

G(z) taux de génération des porteurs de charges minoritaires sous éclairement multispectral constant à la profondeur z dans la base [II-16].

$$L(Kl,\varphi) = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{L_0^2} + Kl \cdot \varphi}}$$
 (II-4)

 $L(Kl,\Phi)$ est la longueur de diffusion en présence d'irradiation.

Les valeurs a_i et b_i sont les valeurs tabulées à partir de la modélisation du spectre d'absorption de la photopile pour AM 1.5 [II-17..19].

La solution de l'équation peut être écrite comme suit [II-20,21]:

$$\delta(x, y, z) = \sum \sum Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
 (II-2)

II-2-1-Conditions aux limites aux joints de grain

Pour résoudre l'équation de continuité (II-1), nous allons utiliser les conditions au limites aux joints de grain que sont [II-19,21,22] :

• Suivant l'axe (ox):

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial x}\right]_{x=\pm\frac{g_x}{2}} = \mp \frac{Sgb}{D(Kl,\varphi)} \delta\left(\mp\frac{g_x}{2},y,z\right)$$
(II-3)

où Sgb représente la vitesse de recombinaison aux joints de grain, g_x est la largeur du grain.

• Suivant l'axe (oy):

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial y}\right]_{x=\pm\frac{g_y}{2}} = \mp \frac{Sgb}{D(Kl,\varphi)} \delta\left(x,\pm\frac{g_y}{2},z\right)$$
(II-4)

g_y est la longueur du grain.

II-2-2-Équations transcendantes

L'utilisation des conditions aux limites aux joints de grain suivant les axes (ox) et (oy), donne des équations transcendantes dont la résolution permet d'obtenir les valeurs propres Ck et Cj, soit de façon graphique soit par programmation.

Suivant les axes (ox) et (oy), en remplaçant l'expression de la densité des porteurs de charges minoritaires dans les équations (II-3) et (II-4), on obtient:

$$C_k \cdot \tan \left(C_k \cdot \frac{g_x}{2} \right) = \frac{Sgb}{D(Kl, \varphi)}$$
 (II-5)

$$C_j \cdot \tan \left(C_j \cdot \frac{g_y}{2} \right) = \frac{Sgb}{D(Kl, \varphi)}$$
 (II-6)

Nous constatons que les équations transcendantes lient les Ck et Cj à la taille de grain, à la vitesse de recombinaison aux joints de grain, à l'énergie d'irradiation et au coefficient de dommage.

En utilisant l'orthogonalité des fonctions $cos(C_k.x)$ et $cos(C_j.y)$ nous obtenons l'équation différentielle suivante:

$$\frac{\partial^{2} Z_{kj}(z)}{\partial z^{2}} - \frac{1}{L_{ki}^{2}} \cdot Z_{kj}(z) = \frac{1}{D_{kj}} \cdot G(z)$$
(II-7)

avec:

$$L_{kj} = \left[C_k^2 + C_j^2 + \frac{1}{L(Kl, \varphi)^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$
 (II-8)

et

$$D_{kj} = D(Kl, \varphi) \cdot \frac{\left[\sin(C_k, g_x) + C_k, g_x\right] \cdot \left[\sin(C_j, g_y) + C_j, g_y\right]}{16\sin\left(C_k, \frac{g_x}{2}\right) \cdot \sin\left(C_j, \frac{g_y}{2}\right)}$$
(II-9)

 $Z_{ki}(z)$ qui est la solution générale de l'équation est de la forme:

$$Z_{kj} = A_{kj} \cdot \cosh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) + B_{kj} \cdot \sinh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) - \sum_{i} K_{i} \cdot \exp\left(-b \cdot z\right)$$
 (II-10)

où

$$K_{i} = \frac{L_{kj}^{2}}{D_{kj} \cdot \left[b_{i}^{2} \cdot L_{kj}^{2} - 1\right]} \cdot a_{i}$$
 (II-11)

II-2-3-Conditions aux limites

Les coefficients A_{kj} et B_{kj} sont calculées à partir des conditions aux limites suivantes [II-23..25]:

 \blacksquare A la jonction (z=0):

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial z}\right]_{z=0} = \frac{Sf}{D(Kl,\varphi)}\delta(x,y,0)$$
 (II-12)

Sf [II-23,24] est la somme de deux contributions: Sf_0 qui est la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction induite par la résistance shunt et Sf_j qui traduit le flux de courant imposé par une charge extérieure et elle définit le point de fonctionnement de la cellule:

$$Sf = Sf_0 + Sf_j$$

■ A la face arrière $(z = \omega b)$:

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial z}\right]_{z=\omega b} = -\frac{Sb}{D(Kl,\varphi)}\delta(x,y,\omega b)$$
 (II-13)

Sb [II-23,24] représente la vitesse de recombinaison des porteurs de charges minoritaires à la face arrière.

En remplaçant δ par son expression les conditions aux limites et conduisent à un système d'équation d'où l'on tire (cf. annexe):

$$A_{kj} = \sum K_{i} \cdot \frac{\frac{1}{L_{kj}} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl, \varphi)} - b_{i}\right) \cdot \exp\left(-b_{i} \cdot \omega b\right) + Y_{kj} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl, \varphi)} + b_{i}\right)}{\frac{Sf \cdot Y_{kj}}{D(Kl, \varphi)} + \frac{X_{kj}}{L_{kj}}}$$
(II-14)

$$B_{kj} = \sum_{i=1}^{3} K_{i} \cdot \frac{\frac{Sf}{D(Kl,\varphi)} \cdot \left(\frac{Sb}{D(Kl,\varphi)} - b_{i}\right) \cdot \exp\left(-b_{i} \cdot \omega b\right) - X_{kj} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl,\varphi)} + b_{i}\right)}{\frac{Sf \cdot Y_{kj}}{D(Kl,\varphi)} + \frac{X_{kj}}{L_{ki}}}$$
(II-15)

avec:

$$X_{kj} = \frac{1}{L_{kj}} \cdot \sinh\left(\frac{\omega b}{L_{kj}}\right) + \frac{Sb}{D(Kl, \varphi)} \cosh\left(\frac{\omega b}{L_{kj}}\right)$$
(II-16)

$$Y_{kj} = \frac{1}{L_{kj}} \cdot \cosh\left(\frac{\omega b}{L_{kj}}\right) + \frac{Sb}{D(Kl, \varphi)} \sinh\left(\frac{\omega b}{L_{kj}}\right)$$
(II-17)

II-2-4-Solution de l'équation de continuité

Connaissant les expressions de C_k , C_j , Akj et B_{kj} , nous déduisons l'expression de la densité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base. Elle s'écrit:

$$\delta(x, y, z) = \sum_{k} \sum_{j} \left[A_{kj} \cdot \cosh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) + B_{kj} \cdot \sinh\left(\frac{z}{L_{kj}}\right) - \sum_{i} K_{i} \cdot e^{-b_{i} \cdot z} \right] \cdot \cos\left(C_{k} \cdot x\right) \cdot \cos\left(C_{j} \cdot y\right)$$
(II-18)

Ayant déterminé l'expression de la densité des porteurs de charges minoritaires, nous pouvons étudier les effets de la taille de grain, des vitesses de recombinaison aux joints de grain et à la jonction, de l'irradiation (Kl,Φ) sur la photopile au silicium polycristallin.

II-3-Profil de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base

Connaissant l'expression analytique de la densité calculée, nous traçons les profils de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base. Ainsi, nous présentons l'influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation, du coefficient de dommage et de la vitesse de recombinaison à la jonction.

II-3-1-Effet de la taille de grain sur la densité des porteurs de charges minoritaires

Le polycristallin est composé de plusieurs grains de tailles et de formes diverses. Pour montrer l'influence de la taille des grains, on étudie la variation de la densité des porteurs de charges minoritaires pour différentes tailles de grain.

Le profil de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base z dépend des tailles de grain.

La figure (15) suivante présente le profil de la densité en fonction de la profondeur z de la base à une dimension par variation de la taille de gain.

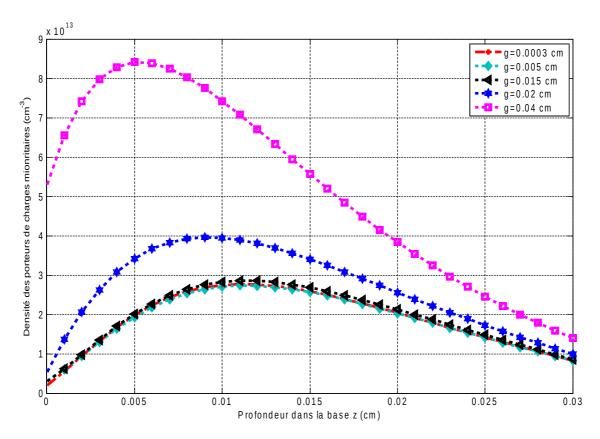


Figure 15:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour différentes valeurs de la taille de grains

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV; H=0.03 cm; Sf_i= 10^6 cm/s.

Sur cette figure (15), nous remarquons que la densité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base augmente jusqu'à atteindre un maximum correspondant à une profondeur Z_0 de la base. Lorsque la profondeur dans la base z est supérieure à Z_0 , la densité diminue jusqu'à la limite de la profondeur de la base.

Nous distinguons trois zones:

- ✓ Première zone: Le gradient de la densité des porteurs de charges minoritaires est positif, ceci est traduit par un passage des porteurs de charges minoritaires à travers la jonction;
- ✓ deuxième zone: le gradient de la densité des porteurs de charges minoritaires est nul; aucun porteur de charges minoritaire ne traverse la jonction: il y'a stockage;

✓ troisième zone: le gradient de la densité des porteurs de charges minoritaires est négatif, ce qui traduit une diminution de la traversée des porteurs de charges minoritaires à travers la jonction entraînant une diminution de la densité de courant.

Outre les variations avec la profondeur z dans la base, la densité des porteurs de charges minoritaires augmente significativement avec la taille de grain. De plus, avec l'augmentation de la taille de grain, le maximum de densité se déplace vers la jonction: cela traduit un stockage des porteurs de charges près de cette jonction. Cette croissance s'attribue à la diminution des centres de recombinaison que sont les joints de grain; c'est-à-dire à la diminution de la surface du grain. Donc l'effet de la taille de grain sur la photopile favorise l'établissement rapide du circuit-ouvert.

II-3-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la densité des porteurs de charges minoritaires

La vitesse de recombinaison aux joints est une des principales responsables des recombinaisons en volume [II-26].

A la figure (16) nous avons représenté la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base. L'éclairement avant est effectué sur une photopile de taille de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage fixés, mais des vitesses de recombinaison aux joints de grain croissantes.

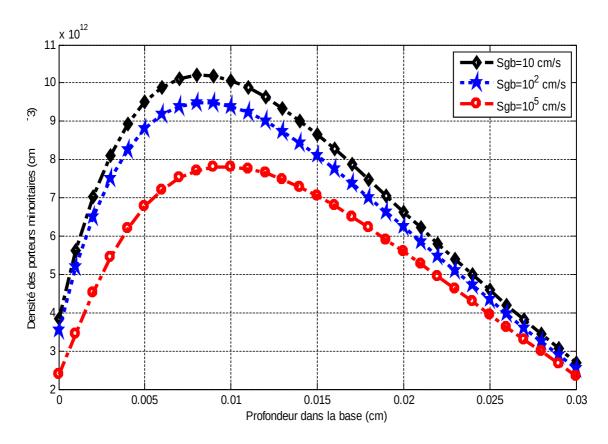


Figure 16:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0.085cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains

H=0,03 cm; K1=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV; Sf_i=10⁶ cm/s.

La figure (16) montre que les densités de porteurs de charges minoritaires diminuent fortement quand les vitesses de recombinaison aux joints de grains passent des faibles valeurs à celles élevées. L'explication est que l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain suppose une augmentation des joints de grains.

L'évolution vers cette situation caractérise une augmentation du nombre de grains et par conséquent une réduction de la taille de grain. Le volume ayant diminué le nombre de porteurs de charges photogenèrés dans le volume de la base diminue. De plus, les électrons ont moins d'espace pour mouvoir dans le volume de la base.

II-3-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité des porteurs de charges minoritaires

L'effet de l'énergie d'irradiation est mis en exergue dans la représentation au niveau de la figure (17). Elle correspond à la courbe de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base. Nous avons fixé la taille de grain, le coefficient de dommage la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de la vitesse de recombinaison à la jonction.

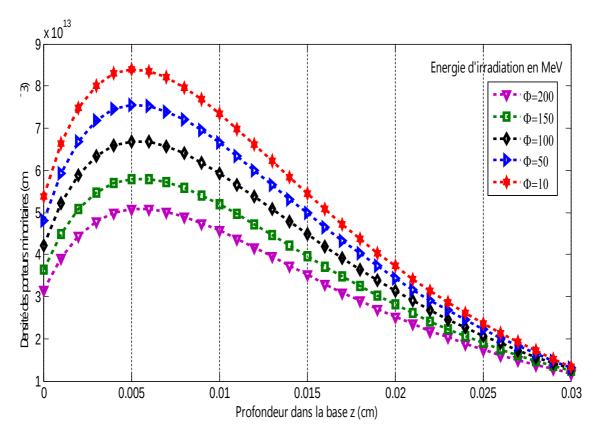


Figure 17:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0,03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Sf_i = 6.10^6 cm/s; $\tau=10^{-5}$ s.

Sur la figure (17) ci-dessus, nous avons illustré le profil de la densité des électrons en excès dans la base en fonction de la profondeur z dans la base par variation de l'énergie d'irradiation. En observant cette figure, nous notons que la densité des porteurs de charges minoritaires diminue lorsque l'énergie d'irradiation augmente.

Le passage d'une particule chargée, et notamment d'un ion à travers la matière génère des régions endommagées le long de sa trajectoire, qui deviennent des centres de piégeages de porteurs. L'irradiation crée des défauts intrinsèques par l'interaction entre les particules chargées et les électrons du silicium. Les particules chargées perdent leur énergie dans le matériau et la densité des électrons diminue.

II-3-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité des porteurs de charges minoritaires

Dans cette étude, nous fixons les valeurs des tailles de grain, des vitesses de recombinaison aux joints de grain et à la jonction et des énergies d'irradiation. Puis nous faisons varier le coefficient de dommage.

La figure (18) décrit l'évolution de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base par variation du coefficient de dommage.

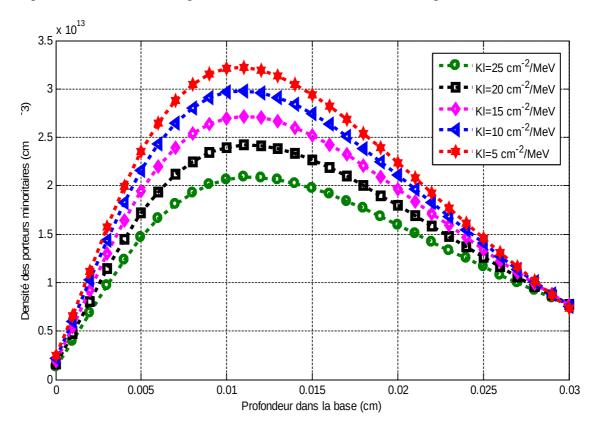


Figure 18:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs du coefficient de dommage Sgb=4.5*10⁶ cm/s H=0,03 cm; Φ=150 MeV; Sf_i=6.10⁶ cm/s.

Nous constatons au niveau de la figure (18) ci-dessus que le coefficient de dommage influe sur la variation de la densité des porteurs de charges minoritaires. Lorsque le coefficient de dommage augmente, l'amplitude de la densité des porteurs de charges minoritaires diminue. En effet, si le coefficient de dommage Kl augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules. Par conséquent, la densité des porteurs de charges minoritaires diminue.

II-3-5-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf sur la densité des porteurs de charges minoritaires

Pour voir L'effet de la vitesse de recombinaison à la jonction, nous utilisons une même photopile dont les tailles de grain et les vitesses de recombinaison aux joints de grain sont invariables.

Nous analysons sur la figure (19) l'effet de la vitesse de recombinaison à la jonction sur la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base.

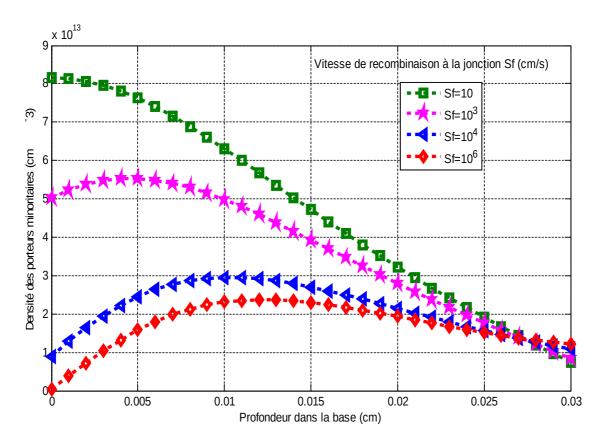


Figure 19:Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction

Sgb=10⁵ cm/s; H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

On note sur la figure (19) que le paramètre Sf_j agit essentiellement au niveau de la jonction pour l'éclairement de la face avant; en effet Sf_j caractérise le flux de porteurs qui traverse la jonction, en particulier exprime le gradient de la densité de porteurs de charges au voisinage de la jonction. On peut ainsi voir que lorsque Sf_j augmente, le gradient de porteurs près de la jonction augmente traduisant l'afflux important de porteurs traversant cette jonction. Ceci s'explique puisque lorsque Sf_j devient de plus en plus grand, nous tendons vers le point de fonctionnement de court-circuit, donc le maximum de courant fournit le maximum de porteurs extraits. Pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction, c'est le contraire : il s'agit du fonctionnement en circuit ouvert ; les porteurs sont stockés dans la photopile.

II-4-Profil à trois dimensions de la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base

En outre, nous montrons, respectivement, sur les figures (20) et (21) ci-dessous le profil, à trois dimensions, de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la vitesse

de recombinaison aux joints de grain et de la profondeur z dans la base et celui de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base et de l'énergie d'irradiation. En fin, la figure (20) illustre le profil de la densité des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base et du coefficient de dommage.

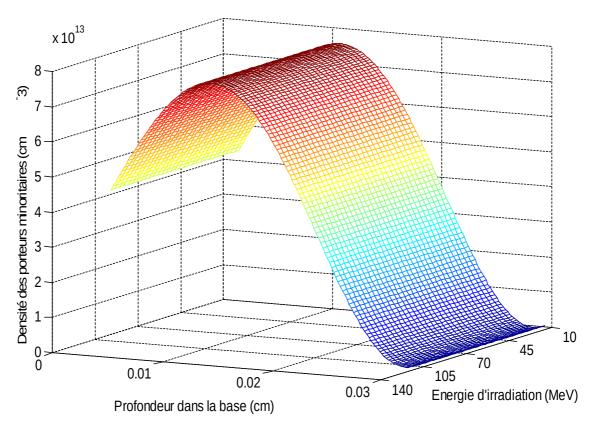


Figure 20: Densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base z et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0,0005 cm.

Sgb= 2.10^4 cm/s; Kl=7 cm⁻²/MeV; Sf_i= 10^6 cm/s.

Près de la jonction, on observe une croissance de la densité de porteurs de charges minoritaires en excès avec la profondeur z dans la base, jusqu'à vers l'intérieur de celle-ci; puis une décroissance de cette même densité près de la face arrière. L'évolution de l'énergie d'irradiation Φ conduit aussi à une diminution de la densité de porteurs de charges minoritaires en excès. De plus, l'augmentation de l'énergie d'irradiation entraîne une diminution de la sensibilité à l'éclairement et le passage des particules chargées, et notamment d'ions à travers la matière génère des régions endommagées le long de sa trajectoire, qui deviennent des centres de piégeages de porteurs. Par conséquent, la densité des porteurs de charges minoritaires diminue.

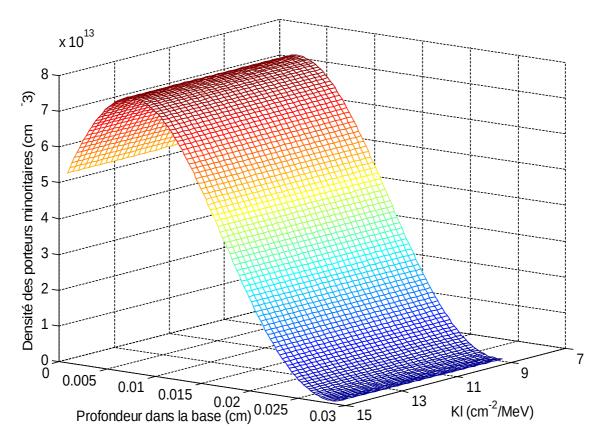


Figure 21: Densité des porteurs minoritaires en fonction de la Profondeur dans la base z et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain g=0,0005 cm.

H=0,03 cm; Sgb=2.10⁴ cm/s;
$$\Phi$$
=60 MeV; Sf_i=10⁶ cm/s.

Sur la figure (21), nous avons illustré, respectivement, la distribution de la densité des électrons dans la base en fonction de la profondeur z dans la base lorsque le coefficient de dommage y varie.

En effet, lorsqu'il y'a une augmentation du coefficient de dommage, le nombre d'interactions particules-matières augmente et la densité des porteurs de charges minoritaires est affectée, ce qui diminue le nombre de porteurs stockés de part et d'autre de la jonction, ainsi il y'a un élargissement de la zone de charge d'espace.

II-5-Densité de courant

La densité de courant est due essentiellement à la diffusion des porteurs de charges minoritaires dans la photopile. Elle s'exprime de la façon suivante [II-22,24,26..29]:

$$J_{ph} = \frac{q \cdot D(Kl, \varphi)}{g_x \cdot g_y} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{+\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{+\frac{g_y}{2}} \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=0} dx \cdot dy$$
 (II-19)

q désigne la charge de l'électron.

En remplaçant δ par son expression (II-18) dans l'équation (II-19) nous obtenons l'expression finale suivante:

$$J_{ph} = q. \sum_{k=1}^{5} \sum_{j=1}^{5} R_{kj}. Sf. \sum_{i=1}^{3} K_{i}. \frac{\frac{Sb - D(Kl, \varphi). b_{i}}{D(Kl, \varphi). Y_{kj}} - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i}. L_{kj}}{\frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + \frac{Sf. L_{kj}}{D(Kl, \varphi)}}$$
(II-20)

avec:

$$R_{kj} = \frac{4 \cdot \sin\left(C_k \cdot \frac{g_x}{2}\right) \cdot \sin\left(C_j \cdot \frac{g_y}{2}\right)}{g_x \cdot g_y \cdot C_k \cdot C_j}$$
(II-21)

Nous représentons sur les figures (22), (23), (24) et (25) les allures de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes tailles de grain, vitesses de recombinaison aux joints de grain, énergies d'irradiation et coefficients de dommage.

II-5-1-Effet de la taille de grain g sur la densité de courant

Ici, les photopiles que nous utilisons ont des tailles de grain différentes et nous supposons en plus que les activités de recombinaison aux interfaces latérales des grains Sgb, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont identiques.

Ainsi, le profil de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction représenté à la figure (22) montre l'influence des tailles de grain.

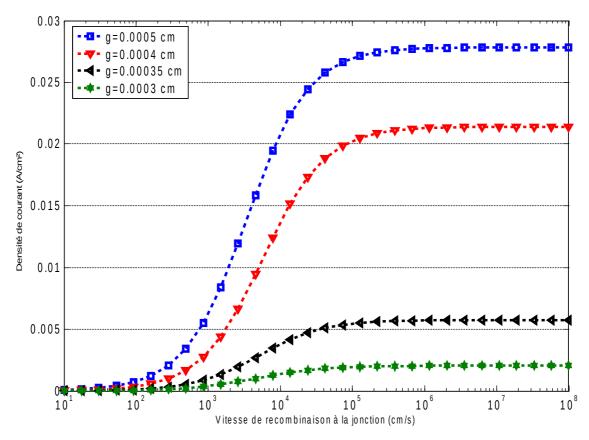


Figure 22:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes tailles de grains.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/Me; Φ =150 MeV.

La densité de courant augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction. L'évolution de la densité de courant présente deux paliers remarquables:

- l'un en situation de circuit-ouvert où la densité de courant est presque nulle,
- l'autre en situation de court-circuit où la densité de courant est maximum.

Entre les deux situations ci-dessus citées, le point de fonctionnement de la photopile varie. L'augmentation de la taille de grain entraîne une augmentation de l'amplitude de la densité de courant.

Quand la taille de grain augmente, il y'aura un nombre moins élevé de joints de grain avec l'augmentation du volume de grain. Les porteurs photo générés prés de la face arrière peuvent se mouvoir plus facilement vers l'intérieur. Par conséquent, la densité de courant augmente.

II-5-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la densité de courant

Dans cette étude, nous fixons la taille de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage. Puis, nous faisons varier la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb.

La figure (23) décrit l'évolution de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction par variation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

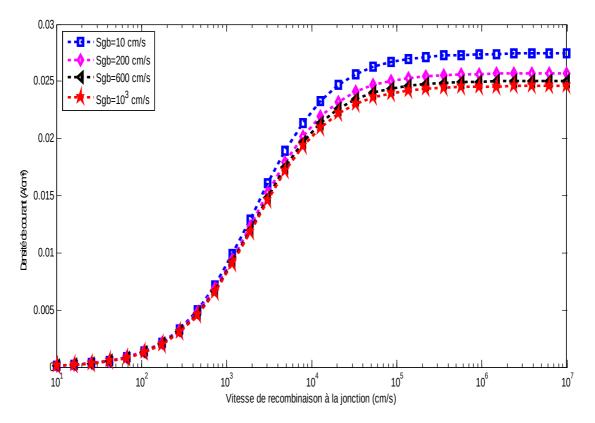


Figure 23: Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain.

H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

De l'observation de cette figure (23), nous en déduisons que la densité de courant décroît lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain augmente. Ce qui décrit, en quelque sorte, l'effet négatif de l'activité recombinante des joints de grain.

En effet, la diminution de la densité de courant dans la base lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain augmente peut s'expliquer du fait que les joints de grain sont des centres de recombinaison. Ainsi, une augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain induit nécessairement des pertes d'électrons dans la base.

II-5-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité de courant

La figure (24) représente la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction, d'une photopile éclairée par la face avant. Nous avons considéré des énergies d'irradiation croissantes Φ , les tailles des grains, des vitesses de recombinaisons aux joints de grain et des coefficients de dommage sont fixés.

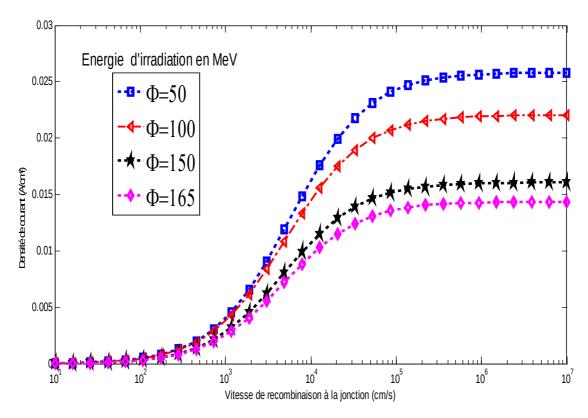


Figure 24:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes énergies d'irradiation.

 $Sgb=4.5*10^6 cm/s$; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV.

Cette courbe (la figure 24) montre des densités de courant croissantes en fonction de l'énergie d'irradiation.

L'explication qui peut en être tirée est que l'énergie d'irradiation réduit la mobilité des porteurs au niveau de la jonction et augmente la concentration des porteurs, d'où une diminution de la densité de courant.

II-5-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité de courant

Nous représentons sur la figure (25) suivante l'allure de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différents coefficients de dommage. Pour cela, nous fixons la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'énergie d'irradiation.

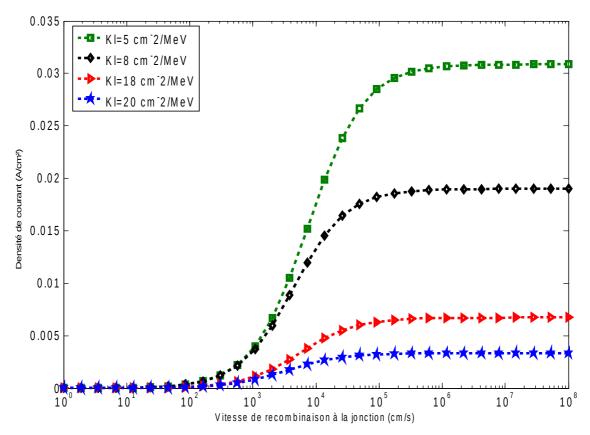


Figure 25:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille de grain g=0,0005 cm et différents coefficients de dommage.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Φ =150 MeV.

La figure (25) montre que la densité de courant diminue quand le coefficient de dommage passe des faibles valeurs à celles élevées. L'explication est que l'augmentation du coefficient de dommage traduit une augmentation de la probabilité de création de défauts par irradiation, donc de dégradation plus importante de la photopile c'est-à-dire des fuites plus importantes.

II-6-Profil à trois dimensions de la densité de courant

Pour étudier l'effet combiné de deux paramètres sur la densité de courant, nous présentons aux figures (26), (27), (28) et (29) la répartition de la densité de courant en fonction des paramètres tels que: la vitesse de recombinaison à la jonction, la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage.

Par ailleurs, nous présentons sur la figure (26) ci-dessous le profil, à trois dimensions, de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et de la taille de grain.

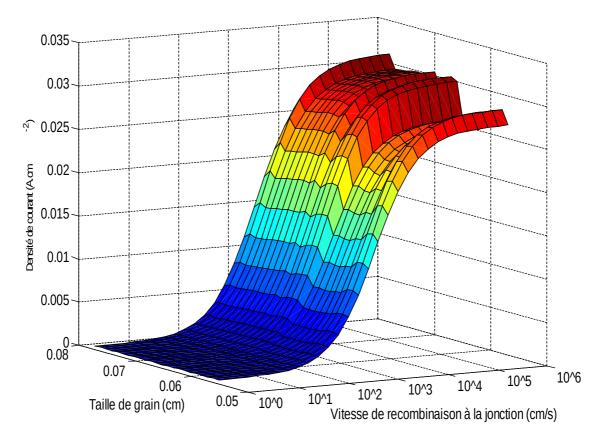


Figure 26: Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la taille de grain $gx = Sgb=10^3 cm/s$; $Kl=10.5 cm^{-2}/MeV$; $\Phi=150 MeV$.

Cette courbe montre les effets de la vitesse de recombinaison Sf_j et de la taille de grain g. Elle montre qu'une réduction des recombinaisons intrinsèques à la jonction avec l'augmentation de la taille de grain. Quand on est en situation du court-circuit (c'est-à-dire lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction est grande), on remarque une densité de courant maximale. Cette évolution de la courbe de la figure (26) confirme les observations notées en amont.

Nous pouvons faire une étude similaire à cette dernière en faisant varier les vitesses de recombinaison aux joints de grain et à la jonction.

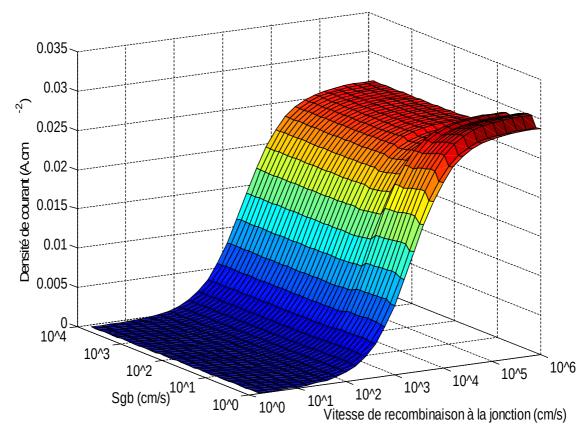


Figure 27:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0 ,15 cm.

$$\Phi$$
=150 MeV; Kl=10,5 cm⁻²/MeV.

Sur cette figure (27) nous pouvons observer que la densité de courant décroît avec la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb; ceci est prévisible puisqu'une augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain traduit un nombre de joints de grain élevé et ces joints de grain (ils sont des sites où les porteurs sont piégés) signifient une diminution de la densité de courant.

Cette observation est normale parce que quand la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb est élevée nous avons une mauvaise photopile: les recombinaisons à la jonction et à l'intérieur de la base de la photopile augmentent.

En outre, nous montrons sur la figure (28) ci-dessous le profil, à trois dimensions, de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de l'énergie d'irradiation Φ dans la base.

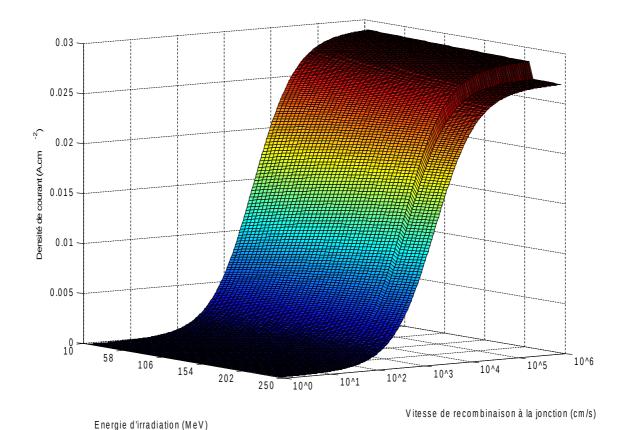


Figure 28:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain gx=0.095 cm.

Sgb=10³cm/s; Kl=10,5 cm⁻²/MeV.

Pour montrer les effets de Sf_j et de l'énergie d'irradiation, nous avons tracé la figure (28). Les vitesses de recombinaison à la jonction et les énergies d'irradiation ont les effets contraires sur la densité de courant: l'augmentation de l'énergie d'irradiation entraîne une diminution des porteurs de charges minoritaires à l'interface jonction-base. Cependant, la nature de l'absence des porteurs s'interprète différemment parce que pour Sf_j, les porteurs sont collectés pour servir de la densité de courant.

Nous pouvons aussi illustrer sur la figure (29) suivante le profil à trios dimensions de la densité de courant en fonction de vitesses de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage Kl.

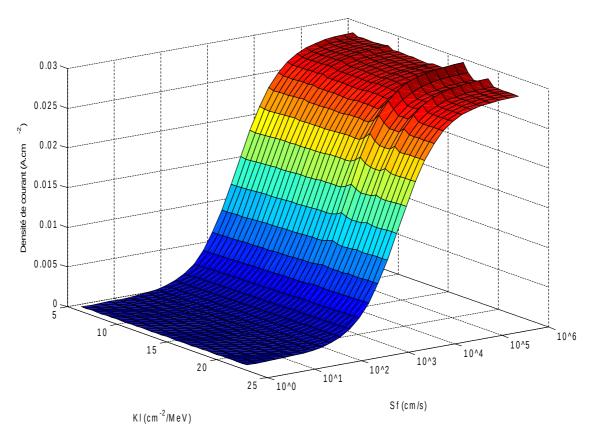


Figure 29:Densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain gx=0,11 cm.

Sgb= 5.10^4 cm/s; $\Phi = 100$ MeV.

L'analyse du profil de la densité de courant pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage nous permet d'étudier l'évolution de la densité de courant.

Nous constatons une diminution de la densité de courant avec l'augmentation du coefficient de dommage.

Elle est due à l'action du coefficient de dommage sur la face x=gx et sur la face y=gy du grain. En effet, l'augmentation du coefficient de dommage traduit la probabilité de création de défauts par irradiation, donc dégradation plus importante de la photopile d'où une diminution de la densité de courant.

II-7-Phototension

La phototension aux bornes de la photopile lorsque celle-ci est éclairée est déterminée à partir de la relation de Boltzmann:

Elle est obtenue par le gradient de porteurs de charges minoritaires à la jonction et est donnée par l'expression (II-22) [II-22,24,26,27]:

$$V_{ph} = V_T \cdot \log \left[1 + \frac{N_b}{n_i^2} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{+\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{+\frac{g_y}{2}} \delta(x, y, z) \cdot dx \cdot dy \right]$$
(II-22)

où

 $V_T = \frac{k \cdot T}{q}$ est la tension thermique, k la constante de Boltzmann, N_b le taux de dopage de la base et n_i la concentration intrinsèque des porteurs.

En remplaçant la densité de porteurs de charges minoritaires par son expression (II-18) dans l'équation (II-22) nous obtenons:

$$V_{ph} = V_{T} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{N_{b}}{n_{i}^{2}} \cdot \sum_{k=0}^{4} \sum_{j=0}^{4} R_{kj} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \cdot \frac{\frac{Sb - D(Kl, \varphi) \cdot b_{i}}{D(Kl, \varphi) \cdot Y_{kj}} \cdot \exp(-b_{i} \cdot H) - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i} \cdot L_{kj}}{\frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + \frac{Sf \cdot L_{kj}}{D(Kl, \varphi)}} \right\}$$
(II-23)

A partir de l'équation (II-21), nous pouvons étudier l'évolution de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes valeurs de taille de grain, de vitesse de recombinaison aux joints de grain, d'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

II-7-1-Effet de la taille de grain g sur la phototension

Nous étudions l'effet des tailles de grain en représentant la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. Pour cela, nous supposons que la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

La figure (30) illustre la phototension en fonction de Sf_j pour différentes tailles de grain. Elle nous montre, le rôle de vitesse de recombinaison à la jonction.

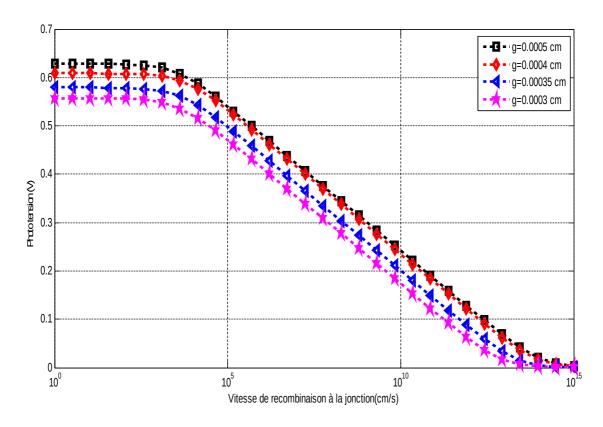


Figure 30:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes tailles de grain Sgb=4,5*10⁶cm/s; H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

Les courbes (figure 30) de phototension en fonction de Sf_j pour différentes valeurs de la taille de grain présentent des paliers pour de faibles vitesses de recombinaison à la jonction, dans cette zone la phototension est maximale. Elle correspond au circuit-ouvert. Il y'a stockage des porteurs à la jonction. Cependant, quand la vitesse de recombinaison dépasse une certaine valeur, la phototension qui coïncide avec la limite de la densité de courant nul, décroît très rapidement pour s'annuler aux grandes vitesses de recombinaison à la jonction Sf_j : c'est le fonctionnement de la photopile en court-circuit qui est un point de fonctionnement où la photopile délivre un courant maximum et une tension nulle. Nous notons également une croissance de la phototension si la taille de gain augmente, diminuant ainsi le nombre de dislocations.

Ces dislocations sont des défauts linéaires en volume pouvant atteindre la surface. Elles sont créées par des distorsions du réseau cristallin produites par le glissement de certaines parties du cristal par rapport à d'autres. Par conséquent, la phototension augmente.

II-7-2-Effet des vitesses de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la phototension

Dans cette étude, nous fixons les valeurs de la taille de grain et d'irradiation. Puis, nous faisons varier la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

La figure (31) décrit l'évolution de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction par variation de la vitesse de recombinaison.

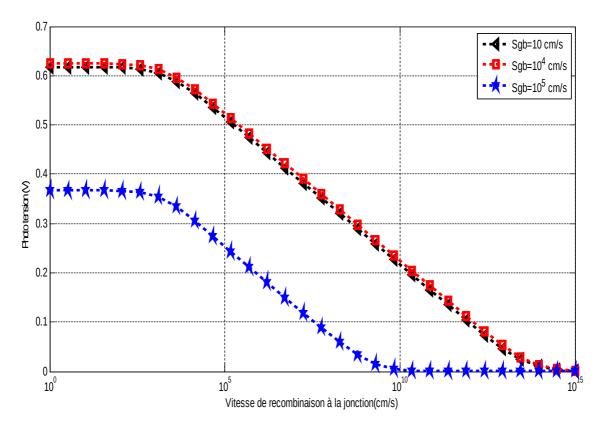


Figure 31:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain.

H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV.

Au niveau de la figure (31), la phototension de la cellule solaire éclairée par la face avant est représentée en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain. La photopile considérée est caractérisée par la taille de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage fixés et des vitesses de recombinaison aux joints croissantes. Pour une photopile donnée, les porteurs sont plus présents à l'arrière qu'à la jonction. L'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb équivaut à une baisse de la présence des porteurs photo générés du fait de l'intensification de l'activité des recombinaisons aux interfaces latérales des grains [II-20,24].

II-7-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la phototension

La figure (32) représente la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction d'une même cellule solaire illuminée par quatre énergies d'irradiation croissantes.

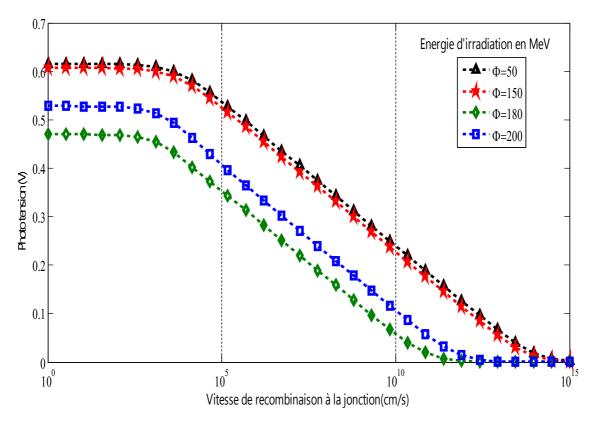


Figure 32:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille grain g=0,0005cm et différentes énergies d'irradiation.

 $Sgb=4.5*10^6 cm/s$; H=0.03 cm; $Kl=10.5 cm^{-2}/MeV$.

On peut toujours noter sur la figure (32) que la phototension diminue avec la vitesse de recombinaison à la jonction; si l'on fait varier l'énergie d'irradiation, on observe que la phototension diminue lorsque l'énergie d'irradiation augmente; cette diminution étant plus accentuée pour des énergies d'irradiation trop élevées. En effet, si l'énergie d'irradiation augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules et donc la phototension sera d'autant plus dégradée que l'énergie d'irradiation augmentera.

II-7-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la phototension

Nous représentons sur la figure (33) suivante l'allure de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différente coefficients de dommage. Pour cela,

nous fixons les tailles de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et l'énergie d'irradiation.

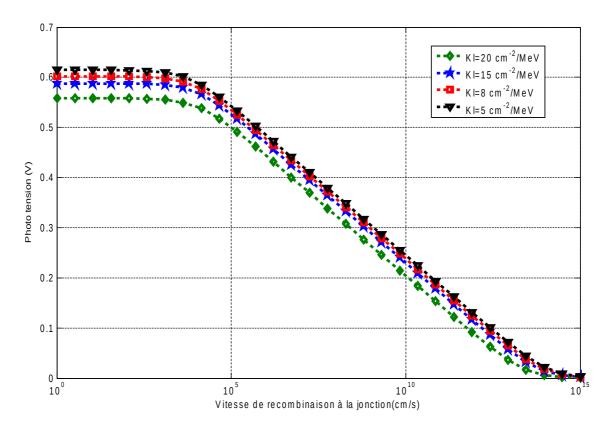


Figure 33:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour une taille de grain g=0,0005 cm et différents coefficients de dommage

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Φ =150 MeV.

Notons sur la figure (33) que cette diminution de la phototension est surtout marquée lorsque la photopile fonctionne au voisinage circuit-ouvert ; en effet, au voisinage du circuit ouvert, les porteurs sont accumulés au voisinage de la jonction augmentant ainsi la probabilité d'interaction avec les particules irradiantes et donc les dégradations.

II-8-Profil à trois dimensions de la phototension

Nous utilisons ces figures (34), (35), (36) et (37) à trois dimensions pour illustrer les effets simultanés des différents paramètres que nous avons étudiés.

La figure (34) représente la phototension de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i et de la taille de grain g.

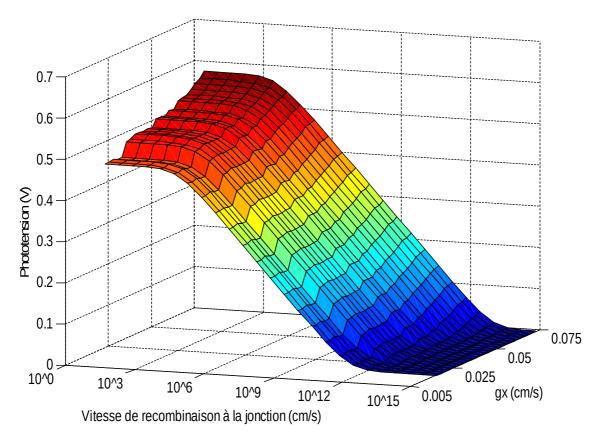


Figure 34:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf et de la taille de grain gx H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; $\Phi=150$ MeV; $Sgb=10^2$ cm/s.

La figure (34) est une représentation de la variation de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la taille de grain g. Cette figure représente la phototension de photopiles bifaciales de vitesse de recombinaison aux joints de grain, d'énergie d'irradiation et de coefficient de dommage identiques et de tailles de grain croissantes. Cette phototension s'augmente avec la taille de grain et diminue avec Sf_j .

L'action de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j sur la phototension reste toujours vérifiée. Par contre, la taille de grain g agit différemment par rapport aux effets de la vitesse de recombinaison à la jonction. Jusqu'à 10^{15} cm.s⁻¹, l'augmentation de la taille de grain entraîne celle de la phototension.

Les bonnes photopiles sont obtenues avec les tailles de grain élevées.

Nous présentons à la figure (35), la variation de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour un éclairement par la face avant de la photopile.

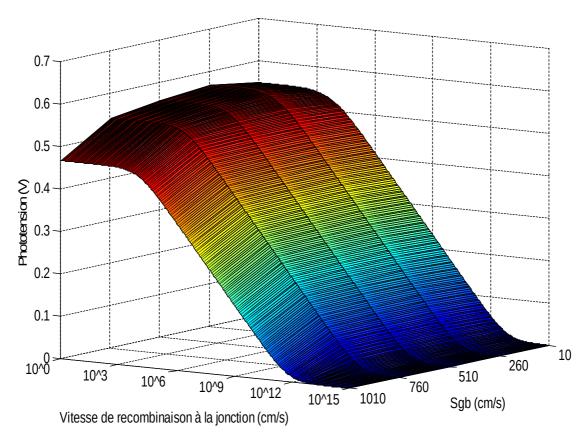


Figure 35:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain gx=0.01 cm.

H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

Outre la décroissance de la phototension avec la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j , la figure montre aussi, une décroissance de la phototension avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb. Mais, dans le chapitre II (Étude théorique de la photopile bifaciale), on constate que pour une vitesse de recombinaison aux joints de grain de plus en plus grand cette influence de la phototension devient plus forte. Cette influence peut s'expliquer par le fait que l'augmentation de Sgb équivaut à une baisse de la présence des porteurs photogenèrés du fait de l'intensification de l'activité des recombinaisons aux interfaces latérales des grains.

La figure (36) illustre pour un éclairement de la face avant de la photopile la variation de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de l'énergie d'irradiation.

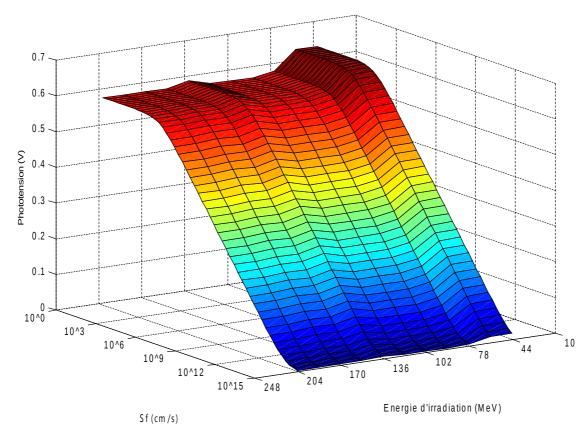


Figure 36:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain, g=0,1 cm.

H=0.03 cm; Kl=7 cm⁻²/MeV; $Sgb=3.10^5$ cm/s.

Pour montrer les effets de la vitesse de recombinaison Sf_j et de l'énergie d'irradiation, nous avons tracé la figure (36). La vitesse de recombinaison à la jonction et l'énergie d'irradiation ont les mêmes effets sur la phototension : l'augmentation de ces deux paramètres entraîne une diminution de la phototension. Cependant, la nature de l'absence des porteurs s'interprète différemment parce que pour Sf_j, les porteurs sont collectés pour servir de la phototension alors que, l'absence des porteurs liée à l'augmentation de l'énergie d'irradiation s'explique par les pertes accrues en volume, à la jonction et à l'arrière de la photopile.

Pour un éclairement par la face avant de la photopile, le profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage Kl est représenté à la figure (37) ci-après:

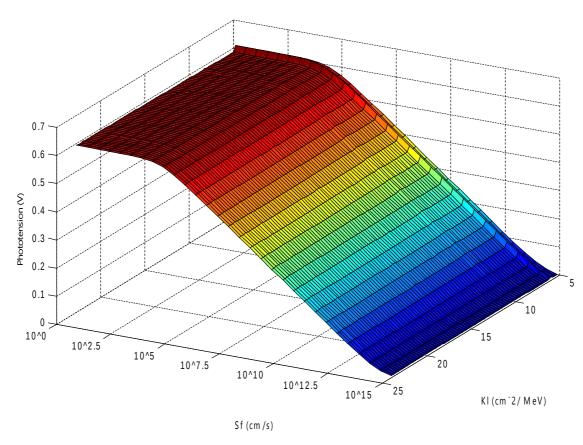


Figure 37:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage KI pour une taille de grain gx=0,0095 cm.

H=0,03 cm; Φ =100 MeV; Sgb=3.10⁵ cm/s.

La phototension diminue avec la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour atteindre son minimum (c'est à dire vers zéro). En plus des variations avec Sf_j , la phototension diminue avec le coefficient de dommage.

Cela traduit par une réduction de la mobilité des porteurs au niveau de la jonction et une diminution de la durée de vie des porteurs. Donc l'effet du coefficient de dommage sur la photopile favorise la création de défauts.

L'étude de la densité de courant et de la phototension nous permet de tracer la caractéristique courant-tension de la photopile.

II-9-Caractéristique Courant-tension(I-V)

A chaque point de fonctionnement de la photopile correspond une valeur de la tension et une valeur du courant ce qui permet de tracer la caractéristique point par point de la photopile appelée caractéristique (courant-tension). Elle est obtenue à partir d'un panneau solaire (assemblage de cellules solaires) en faisant varier une charge résistive de zéro à une résistance

infinie (la résistance infinie se réfère simplement à un circuit-ouvert)[II-30]. Lorsque la charge varie, le courant et la tension aux bornes de celui-ci sont enregistrés et représentés.

Ainsi, les effets de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sur cette caractéristique y sont exposés.

II-9-1-Effet de la taille de grain g sur la caractéristique I-V de la photopile

La figure (38) représente la caractéristique courant-tension $\left(I_{ph}-V_{ph}\right)$ d'une photopile bifaciale illuminée par la face avant. L'effet des tailles de grain est visualisé à travers cette figure (38). Nous supposons que la variation de la taille de grain g peut se faire sans que la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage augmentent.

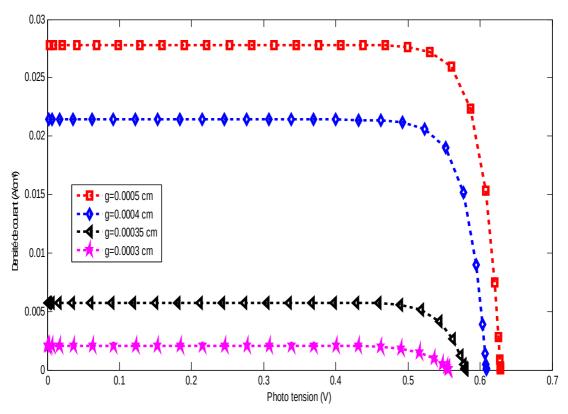


Figure 38:Densité de courant en fonction de la photo tension pour différentes tailles de grain $Sgb=4.5*10^6 cm/s$; H=0.03 cm; $Kl=10.5 cm^{-2}/MeV$; $\Phi=150 MeV$.

Pour les faibles valeurs de la phototension, la densité de courant est maximale et constante, on est en situation de court-circuit. Quand la phototension augmente, cette densité de courant diminue et tend vers zéro, nous sommes en situation de circuit-ouvert.

Le point de fonctionnement de la photopile varie entre ces deux situations. L'augmentation de la taille de grain augmente l'amplitude du courant de court-circuit et de la tension de circuit-

ouvert. Ceci influe sur le point de fonctionnement maximum voire sur le rendement de la photopile.

II-9-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la caractéristique I-V de la photopile

Pour illustrer l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur la caractéristique I-V, nous traçons la caractéristique courant-tension pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain.

De ce fait, la figure (39) traduit la caractéristique I-V pour un éclairement par la face avant ou Sgb prend des valeurs croissantes.

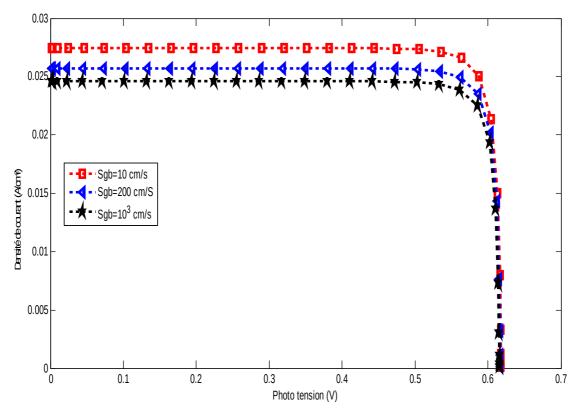


Figure 39:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,085 cm et différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain.

H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

Les allures des courbes sur la figure (39) confirment l'effet de Sgb constaté sur la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de courant et la phototension.

La densité de courant de court-circuit et la phototension de circuit-ouvert baissent quand la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb augmente. En effet, l'augmentation de Sgb équivaut à une baisse de la présence des porteurs photogenèrés du fait de l'intensification de l'activité des recombinaisons aux interfaces latérales des grains [II-12,20].

II-9-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la caractéristique I-V de la photopile

La caractéristique courant-tension donnant le profil de la densité de courant en fonction de la phototension quand Sf_j varie et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation lorsque la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et le coefficient de dommage sont fixes.

La figure (40) représente l'évolution de la densité de courant en fonction de la phototension, par variation de l'énergie d'irradiation.

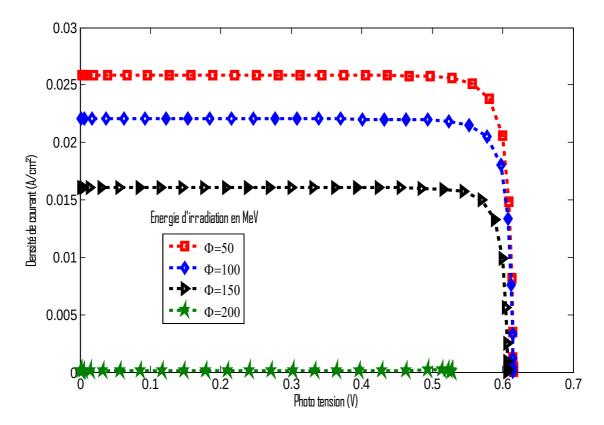


Figure 40:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes énergies d'irradiation.

Sgb=4,5*10⁶cm/s; H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV.

Nous observons ici que la caractéristique courant-tension diminue avec l'énergie d'irradiation; en effet, lorsque l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations causées sont plus importantes au sein du matériau ce qui entraîne une diminution de la densité de courant et de la phototension.

II-9-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la caractéristique I-V de la photopile

Nous traçons à la figure (41) la caractéristique courant-tension de la photopile bifaciale éclairée par sa face avant pour différentes valeurs de coefficients de dommage.

Cette figure (41) montre l'effet du coefficient de dommage sur le circuit-ouvert et le court-circuit.

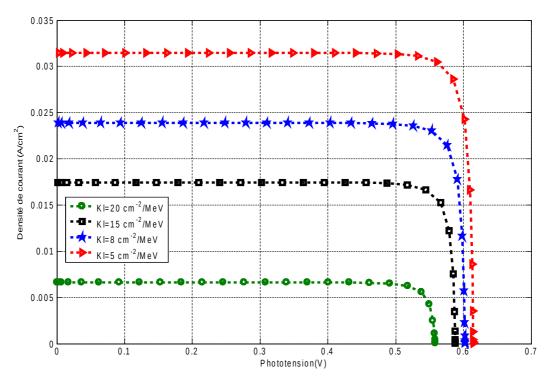


Figure 41:Densité de courant en fonction de la photo tension pour une taille de grain g=0,0005 cm et différentes valeurs de coefficients de dommage.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Φ =150 MeV.

On peut toujours noter sur la figure (41) que la caractéristique courant-tension diminue avec le coefficient de dommage ; cette diminution étant plus accentuée pour les grands coefficients de dommage. En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules et donc la densité de courant et la phototension seront d'autant plus dégradées que le coefficient de dommage augmentera.

II-10-Courant de diode

Le courant de diode est un courant de fuite qui caractérise les pertes de porteurs de charge photogenèrés. En effet, la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction traduit un flux de

porteurs indésirables au niveau de la jonction. Il s'établit lorsque les porteurs de charge sont injectés dans la photopile.

Son expression est donnée par la relation:

$$J_d = q \cdot Sf_0 \cdot \left[1 + \frac{N_b}{n_i^2} \cdot \int_{-\frac{g_x}{2}}^{+\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{+\frac{g_y}{2}} \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=0} dx \cdot dy \right]$$
 (II-24)

A partir de l'équation, nous pouvons étudier l'évolution du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

II-10-1-Effet de l'énergie irradiation Φ sur le courant de diode

Nous présentons maintenant le courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes énergies d'irradiation (figure 42).

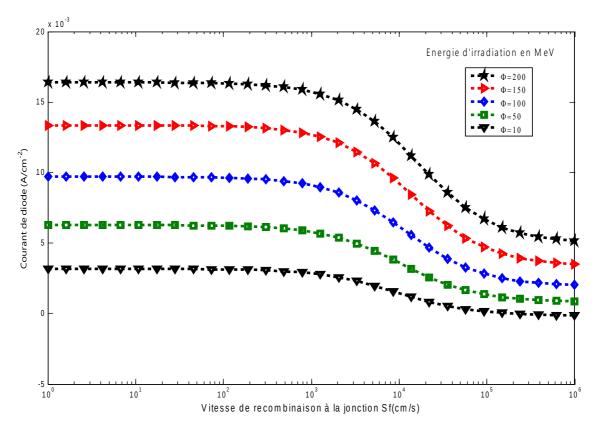


Figure 42: Courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i pour une taille de grain g = 0.0005cm et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

Lorsque le point de fonctionnement se déplace vers le mode de court-circuit. On distingue deux zones sur les courbes:

- une première zone [10 cm/s; 10² cm/s] où le courant de diode reste pratiquement constants;
- une deuxième zone [10² cm/s; 106 cm/s] où le courant de diode diminue de manière notable .

Si $Sf_j = 10^6$ cm/s, nous observons un courant de diode qui diminue jusqu'à atteindre sa valeur minimale. Nous notons que le courant de diode augmente avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation.

L'augmentation de l'énergie d'irradiation bloque les porteurs, ainsi la concentration des porteurs augmente, ce qui implique une augmentation de la phototension aux bornes de la photopile. Par conséquent, le courant de diode augmente.

II-10-2-Effet du coefficient de dommage Kl sur le courant de diode

L'allure de la courbe du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du coefficient de dommage est représentée par la figure (43).

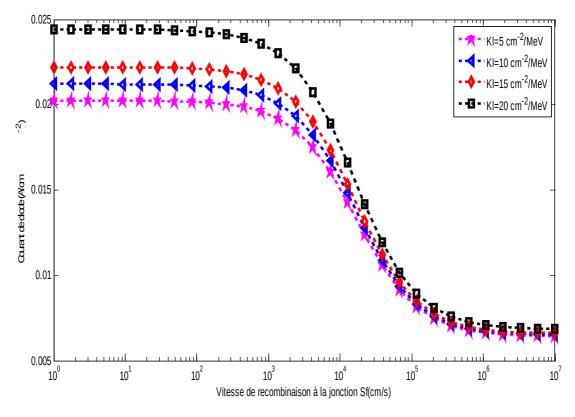


Figure 43:Courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i pour une taille de grain g=0.0005cm et pour différentes valeurs de coefficient de dommage.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Φ =20 MeV.

Nous distinguons deux zones:

- > une première zone [10 cm/s; 10² cm/s] où le courant de diode reste pratiquement constants
- ➤ une deuxième zone [10² cm/s; 106 cm/s] où le courant de diode diminue de manière notable

Nous notons que le courant de diode croît avec l'augmentation du coefficient de dommage.

En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules. Par suite, le courant de fuite augmente.

En partant du produit de la densité de courant et de la phototension, nous pouvons étudier l'évolution de la puissance électrique de la cellule solaire.

II-11-Puissance électrique de la photopile

La puissance est un paramètre électrique indispensable pour caractériser aussi une photopile. Elle indique la capacité de la photopile à fournir de l'électricité à la charge extérieure branchée à ses bornes, elle est d'autant plus grande que la photopile est de meilleure qualité. La puissance électrique fournie par la photopile pour un éclairement polychromatique s'exprime comme suit [II-31]:

$$P(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb) = V_{ph}(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb).J(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb)$$
(II-25)

Avec:

$$J(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb) = J_{ph}(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb) - J_{d}(g,Sgb,\varphi,Kl,Sb)$$
(II-26)

A partir de l'équation, nous présentons les allures de la puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes tailles de grain, vitesses de recombinaison aux joints de grain, énergies d'irradiation et coefficients de dommage.

II-11-1-Effet de la taille grain g sur la puissance de la photopile

Nous présentons sur la figure (44) l'évolution de la puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction lorsque la photopile bifaciale est éclairée par sa face avant pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain.

Cette évolution de la puissance électrique est obtenue pour une vitesse de recombinaison aux joints de grain, une énergie d'irradiation et un coefficient de dommage donnés.

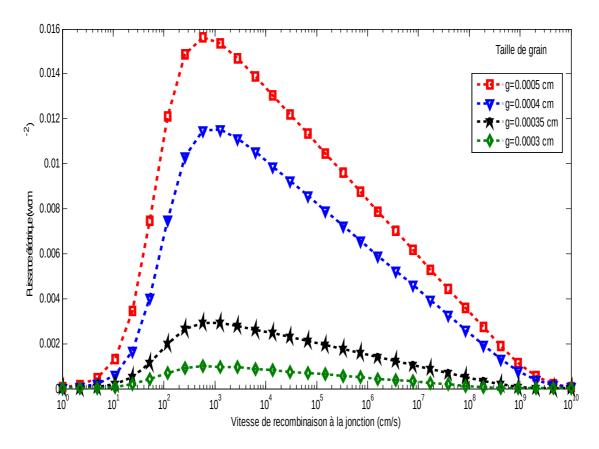


Figure 44: Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes tailles de grains.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV.

Pour une photopile bifaciale donnée avec sa taille de grain, la puissance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction montre :

- $Sf_{av} < 10^{1} cm.s^{-1}$ et $Sf_{av} > 10^{10} cm.s^{-1}$, la puissance est presque nulle.
- $10^2 cm.s^{-1} < Sf_{av} < 10^9 cm.s^{-1}$, la puissance est d'abord croissante puis décroissante.

Nous notons la présence d'un point de puissance maximale.

En considérant plusieurs photopiles de mêmes vitesses de recombinaison aux joints de grain, énergies d'irradiation et coefficients de dommage mais de tailles de grain croissantes, nous notons une baisse de l'amplitude de la puissance de la photopile et du déplacement du point de puissance maximale qui s'accompagne d'une diminution de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_{av} .

La puissance maximale est donc liée à une vitesse de recombinaison optimale $Sf_{m,av}$ qui peut être calculée par résolution de l'équation :

$$\frac{\partial P_{av}(Sf, g, Sgb, Kl, \varphi, Sb)}{\partial Sf_{av}}|=0$$
 (II-27)

Toutefois, nous constatons que l'amplitude de la puissance de la photopile, pour un point de fonctionnement différent, diminue lorsque la taille de grain sur cette dernière diminue. Ceci découle du fait que le nombre de porteurs de charges minoritaires photo-crées dans la base croît lorsque la taille de grain évolue; d'où une augmentation du stockage de porteurs de charges dans la zone de charge d'espace.

II-11-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la puissance électrique

Nous donnons à la figure (45) la puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.

Nous avons considéré une photopile de vitesses de recombinaison aux joints de grain Sgb croissantes, de même taille de grain. En plus, nous supposons que l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

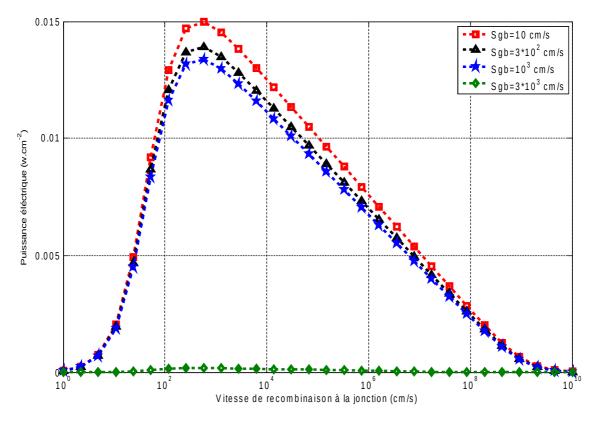


Figure 45: Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i pour une taille de grain g = 0.095cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains.

H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV.

L'influence de Sf_{av} sur la puissance électrique de la photopile est inchangée par rapport aux observations de la figure et aux commentaires du paragraphe précédent.

L'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain donne un décroissement de la puissance et une diminution de la vitesse de recombinaison $Sf_{m,av}$ du point de puissance maximale. En effet, l'augmentation de la vitesse de Sgb suppose une augmentation des joints de grain. Ces joints de grain sont des sites où les porteurs sont piégés diminuant ainsi la fraction de porteurs libres disponibles pour la conduction électrique [II-20,30]. Par conséquent, la puissance électrique diminue.

II-11-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la puissance électrique

A travers la figure (46) nous montrons l'effet de l'énergie d'irradiation sur la puissance électrique de la photopile.

Cette figure (46) est tracée à l'aide d'une cellule solaire de taille de grain g, de vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb et de coefficient de dommage donnés et éclairés par sa face avant.

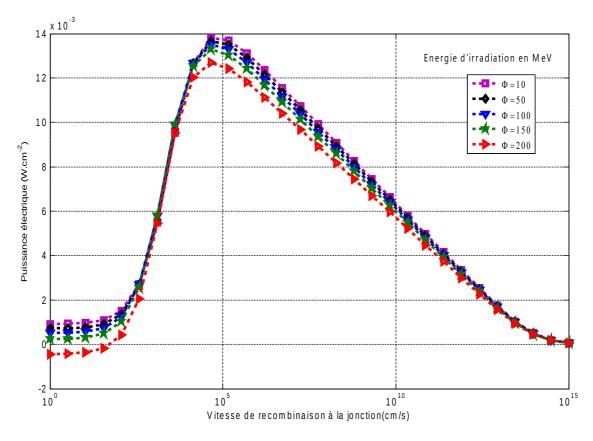


Figure 46: Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Kl=10 cm⁻²/MeV; $\tau=10^{-5}$ s.

Cette puissance maximale est la puissance optimale que peut fournir la photopile; elle correspond à un point de fonctionnement particulier (défini par une vitesse de recombinaison $Sf_{m,av}$).

Si l'on regarde maintenant la dépendance à l'énergie, on observe que la puissance diminue avec l'énergie d'irradiation ; en effet, si l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations vont augmenter dans une certaine mesure entraînant une diminution (faible ici) de la puissance disponible. On peut noter aussi que cette énergie d'irradiation réduit la mobilité des porteurs libres disponibles pour la conduction électrique.

II-11-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la puissance électrique

Comme nous l'avons fait pour la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de courant, la phototension et la caractéristique I-V, nous étudions ici sur la figure (47) l'influence du coefficient de dommage sur la puissance électrique de la photopile éclairée par sa face avant.

Cette évolution de la puissance électrique est obtenue pour une taille de grain, une vitesse de recombinaison aux joints de grain et une énergie d'irradiation données.

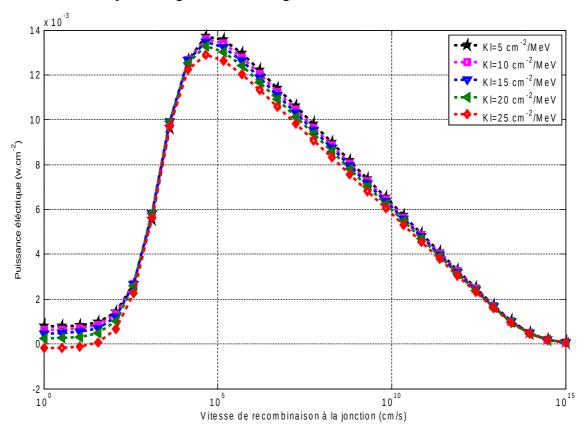


Figure 47:Puissance électrique solaire en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage.

Sgb= $4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Φ =80 MeV.

Sur cette figure (47) nous pouvons observer que la puissance décroît avec le coefficient de dommage; ceci est prévisible puisqu'une augmentation du coefficient de dommage accentue une réduction de la mobilité des porteurs et une diminution de la sensibilité à l'éclairement.

II-12-Profil à trois dimensions de la puissance électrique

Nous utilisons ces figures à trois dimensions pour illustrer les effets simultanés des différents paramètres que nous avons étudiés.

La figure (48) représente la puissance électrique de la photopile en fonction de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison Sf à la jonction.

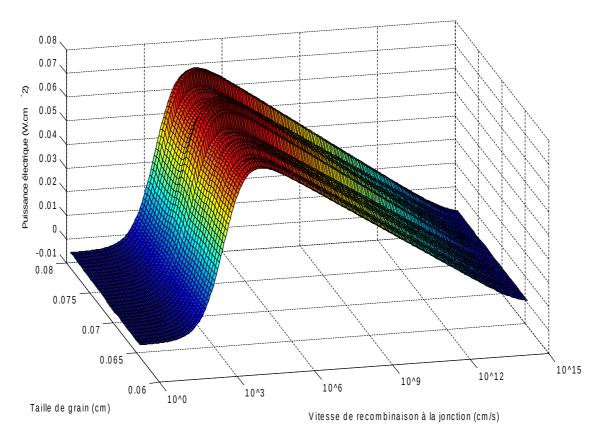


Figure 48:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la taille de grain g H=0.03 cm; Sgb= 10^3 cm/s; $\Phi=150$ MeV; Kl=10.5 cm⁻²/MeV.

Comme nous l'avions déjà souligné dans nos précédentes analyses, la puissance électrique augmente avec la taille de grain. L'explication qui peut en être tirée est que les recombinaisons en volumes baissent avec la taille de grain. Cette explication est tout à fait plausible quand on sait que, d'après, quand la taille de grain diminue l'activité électrique des joints baissent [II-20,29] et donc les pertes de porteurs de charges minoritaires notées dans ces sites s'amoindrissent.

En outre, nous montrons sur la figure (49) ci-dessous le profil, à trois dimensions, de la puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb dans la base.

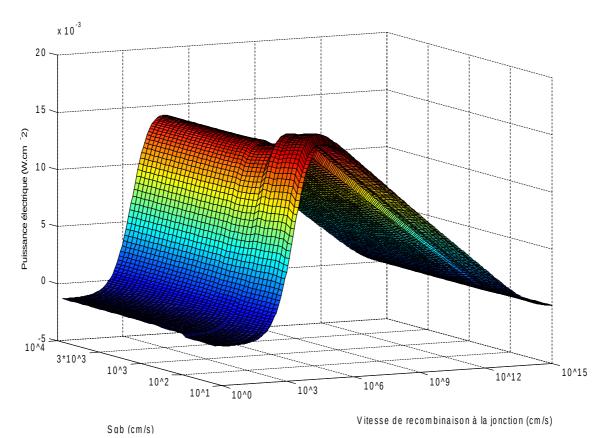


Figure 49:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0 ,15 cm.

H=0.03 cm; Φ=150 MeV; Kl=10.5 cm⁻²/MeV.

En considérant plusieurs photopiles de mêmes tailles de grain mais de Sgb croissantes, nous notons une baisse de l'amplitude de la puissance de la photopile et du déplacement du point de puissance maximale qui s'accompagne d'une diminution de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_{av}.

Toutefois, nous présentons sur la figure (50) ci-dessous le profil, à trois dimensions, de la puissance électrique de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et de l'énergie d'irradiation Φ .

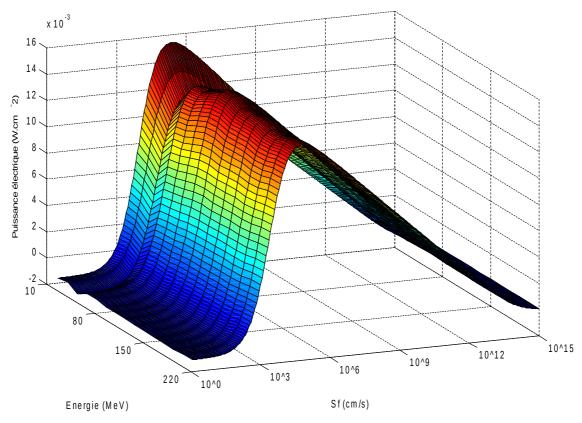


Figure 50:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0,095 cm.

H=0.03 cm; $Sgb=4.5*10^4$ cm/s; Kl=10.5 cm⁻²/MeV.

Si l'on regarde maintenant la dépendance à l'énergie, on observe que la puissance diminue avec l'énergie d'irradiation; en effet, si l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations vont augmenter dans une certaine mesure entraînant une diminution (faible ici) de la puissance disponible.

Au niveau de la figure (51), nous avons représenté l'évolution de la puissance électrique de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage Kl.

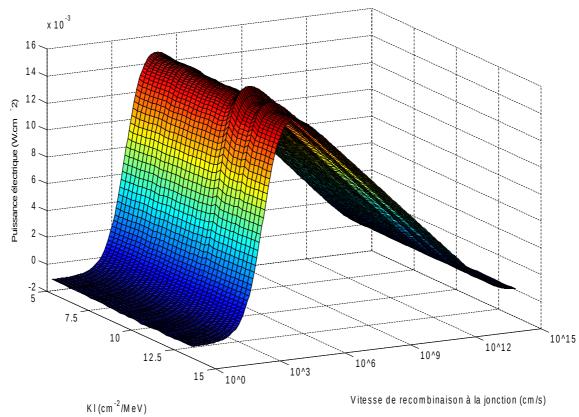


Figure 51:Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj et du coefficient de dommage Kl pour une taille de grain g=0 ,11 cm.

H=0,03 cm; Sgb= $5*10^4$ cm/s; Φ=100 MeV.

Si on augmente le coefficient de dommage, cela accentue la diminution observée comme on pouvait le prévoir. En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules et donc la phototension sera d'autant plus dégradée que le coefficient de dommage augmentera.

Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons étudié l'effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j de la taille de grain g, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb ainsi que l'effet de l'énergie d'irradiation φ et du coefficient de dommage Kl sur la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de courant, la phototension, la caractéristique (courant-tension) et la puissance électrique.

Dans chacun des cas, les différentes influences ont été étudiées par l'éclairement de la face avant ; il en est ressorti que l'augmentation (la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage) dégrade plus ou moins les paramètres de la photopile bifaciale. Pour l'effet du coefficient de dommage, il a été montré que cela était perceptible surtout à partir d'une certaine énergie d'irradiation. Cependant d'après les

résultats obtenus nous notons que plus la taille de grain est petite plus les performances de la photopile polycristalline se dégradent.

Par suite, nous abordons, dans le chapitre III suivant, l'étude des vitesses de recombinaison et des résistances séries et shunt à trois dimensions en régime statique sous éclairement polychromatique constant.

CHAPITRE III: ÉTUDE DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES

Introduction

Le chapitre que nous entamons sera consacré à la détermination des vitesses de recombinaison et des paramètres électriques (R_s et R_{shunt}) de la photopile bifaciale éclairée par la face avant.

A la première jonction, nous utilisons une vitesse de recombinaison à la jonction Sf et la face arrière est caractérisée par une vitesse de recombinaison Sb [III-1].

En effet l'annihilation des porteurs de charges minoritaires excédentaires aux joints de grain des photopiles à base de matériau polycristallin, est généralement décrite par une vitesse de recombinaison.

En plus, la migration des porteurs de charges minoritaires en excès vers les joints de grain correspond à un courant très néfaste pour les photopiles.

L'analyse des résistances (série et shunt) et des vitesses de recombinaison intrinsèque à la jonction et à la face arrière est nécessaire pour une meilleure compréhension des processus de recombinaison des porteurs photo-créés afin d'amélioration du rendement des photopiles polycristallines à jonction horizontale.

Ainsi, nous analysons l'effet de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de la vitesse de recombinaison à la jonction de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sur les vitesses de recombinaison (Sf₀ et Sb) et des résistances séries et shunt.

III-1-LES VITESSES DE RECOMBINAISON

Nous représentons au niveau des figures ci-dessous les allures des différentes vitesses de recombinaisons lorsque la photopile est éclairée par sa face avant:

- ✓ La vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de la taille de grain, de la vitesse aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.
- ✓ La vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la taille de grain, des vitesses de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

III-1-1-Vitesse de recombinaison intrinsèque Sf₀

Sf est la vitesse de recombinaison à la jonction. Elle traduit le flux de porteurs de charges minoritaires qui arrivent à la jonction. Sf est composée de deux termes : Sf_j et Sf_0 . Le premier terme Sf_j correspond à la résistance de charge, elle informe sur les porteurs de charge qui ont réussi à traverser la jonction. Sf_0 est liée aux porteurs qui sont perdus au niveau de la jonction du fait des pièges et des sites de recombinaisons dans cette zone.

Pour les grandes valeurs de la densité de courant présente un gradient nul ; cela nous permet d'écrire [III-2,3,4]: Sb

$$\left[\frac{\partial J_{ph}}{\partial Sb}\right]_{Sb.\,grand} = 0 \tag{III-1}$$

La résolution de l'équation (III-1) conduit à l'expression de vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction qui ne dépend que de paramètres intrinsèques à la photopile:

$$Sf_{0} = D_{Kl,\Phi} \cdot \frac{\sum_{i} \sum_{j} \left(\frac{R_{k,j}}{ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^{2}} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[b_{i} - \frac{1}{L_{k,j}} \times sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_{i} \times ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) \times \exp(-b_{i} \cdot H)\right]\right)}{\sum_{k} \sum_{j} \left(\frac{R_{k,j}}{ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^{2}} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[\left(ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_{i} \times L_{k,j} \times sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)\right) \times \exp(-b_{i} \cdot H) - 1\right]\right)}$$
(III-2)

Avec:

 $D_{kl,\phi}=D(Kl,\phi)$ est le coefficient de diffusion en présence d'irradiation.

En situation de circuit-ouvert, pour une photopile idéale, il ne circule aucun courant à travers la jonction, la face avant et la face arrière.

Cependant nous notons qu'en réalité pour une photopile non idéale à la jonction et aux joints de grain; un courant de fuite (généralement faible) lié aux vitesses de recombinaisons y circule.

Ces vitesses de recombinaison à la face avant dépendent donc des paramètres intrinsèques de la photopile.

III-1-1-Effet de la taille de grain g sur la vitesse de recombinaison Sf₀

La figure (52) illustre la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_{gb} pour un éclairement par la face avant de la photopile au silicium polycristallin.

Dans cette étude, nous supposons que l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage constants. Puis, nous faisons varier la taille de grain.

Cette courbe décrit l'évolution de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 en fonction de la vitesse recombinaison aux joints de grain S_{gb} par variation de la taille de grain.

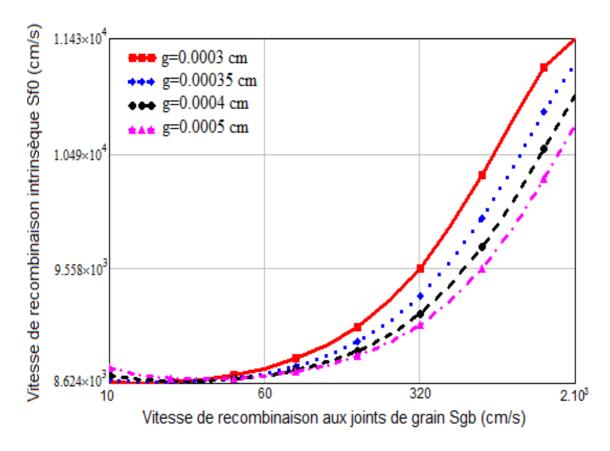


Figure 52:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour différentes valeurs de la taille de grains

H=0.03 cm; Kl=4.5 cm⁻²/MeV; Φ=60 MeV.

On observe sur cette figure (52) que les faibles valeurs des recombinaisons aux joints de grain ont pratiquement une faible influence sur les vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction. Par contre aux grandes vitesses de recombinaison aux joints de grain, les recombinaisons intrinsèques à la jonction augmentent. Ce phénomène est la conséquence des effets cumulés de deux autres phénomènes: la réduction du nombre d'électrons arrivant à la jonction et l'effet des recombinaisons aux joints de grain au niveau de la jonction. En effet la réduction de la taille des grains avec l'augmentation des recombinaisons aux joints de grain (ne favorise pas la mobilité des porteurs vers la jonction. De plus, les porteurs photogenèrés près de la jonction ont de très grandes probabilités de se recombiner aux joints de grain.

Par suite, ce dernier phénomène traduit une réduction des joints de grain et par conséquent des recombinaisons aux joints. La manifestation de ce phénomène dans la zone proche de la jonction est une des causes de l'augmentation des recombinaisons intrinsèques à la jonction. De ce fait, son atténuation s'accompagne de l'augmentation des recombinaisons intrinsèques à la jonction.

III-1-1-2-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la vitesse de recombinaison Sf₀

Pour étudier l'influence de l'énergie d'irradiation, nous présentons la module de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf₀ en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation. Pour cela, nous fixons la taille de grain et le coefficient de dommage; on obtient (figure 53):

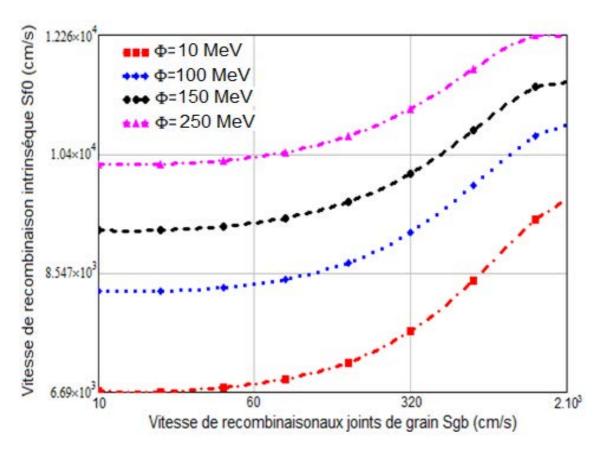


Figure 53:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain g = 0,004cm et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation

H=0.03 cm; Kl=4.5 cm⁻²/MeV.

Sur cette figure (53) nous pouvons observer que la vitesse de recombinaison intrinsèque croit avec l'énergie d'irradiation. En effet, lorsque l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations au sein du matériau augmentent, entraînant une augmentation des fuites c'est-à-dire de la vitesse de recombinaison intrinsèque qui caractérise ces fuites au niveau de la jonction.

III-1-1-3-Effet du coefficient de dommage Kl sur la vitesse de recombinaison Sf₀

A travers la figure (54) nous montrons l'effet du coefficient de dommage sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 .

Cette figure (54) est tracée à l'aide d'une cellule solaire de taille de grain et d'énergie d'irradiation données et éclairé par sa face avant.

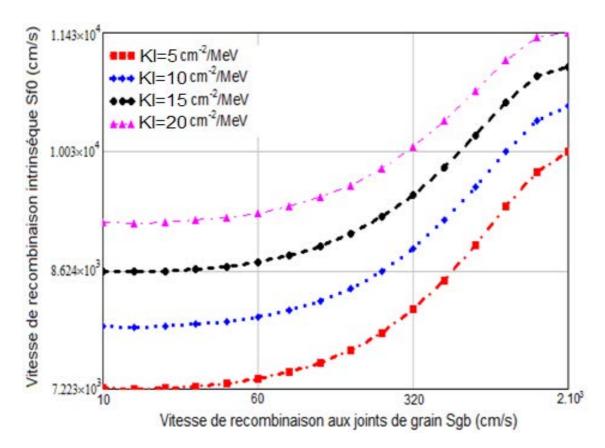


Figure 54:Module de la vitesse de recombinaison Sf0 en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain g=0,004cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage H=0,03 cm; $\Phi=40$ MeV.

Nous observons ici (sur la figure 54) que la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction augmente avec le coefficient de dommage. En effet, l'augmentation du coefficient de dommage traduit une augmentation de la probabilité de création de défauts par irradiation, donc des dégradations plus importantes de la photopile c'est-à-dire des fuites (vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction) plus importantes.

III-1-2-Vitesse de recombinaison à la face arrière Sb

Pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $Sf_j > 10^4 cm.s^{-1}$, la densité de courant présente un gradient nul, on peut écrire [III-2,3,4]:

$$\left[\frac{\partial J_{ph}}{\partial Sf}\right]_{Sf.\,grand} = 0 \tag{III-3}$$

En résolvant cette équation, nous obtenons l'expression de la vitesse de recombinaison à la face arrière *Sb* comme suit :

$$S_{b} = D_{Kl,\Phi} \cdot \frac{\sum_{k} \sum_{j} \left(R_{k,j} \cdot \left(\frac{D_{Kl,\Phi}}{L_{k,j}}\right)^{2} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \cdot \left[b_{i} \cdot \exp(-b_{i} \cdot H) - b_{i} \cdot ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + \frac{1}{L_{k,j}} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)\right]\right)}{\sum_{k} \sum_{j} \left(R_{k,j} \cdot \left(\frac{D_{Kl,\Phi}}{L_{k,j}}\right)^{2} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[\exp(-b_{i} \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_{i} \cdot L_{k,j} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)\right]\right)}$$
(III-4)

Avec $D_{Kl,\Phi} = D(Kl,\Phi)$

III-1-2-1-Effet de la taille de grain g sur la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb

Nous présentons sur la figure (55) l'évolution de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain lorsque la photopile bifaciale est éclairée par sa face avant pour différentes valeurs de tailles de grain.

Cette évolution de la vitesse de recombinaison Sb à l'arrière est obtenue pour une énergie d'irradiation et un coefficient de dommage donnés.

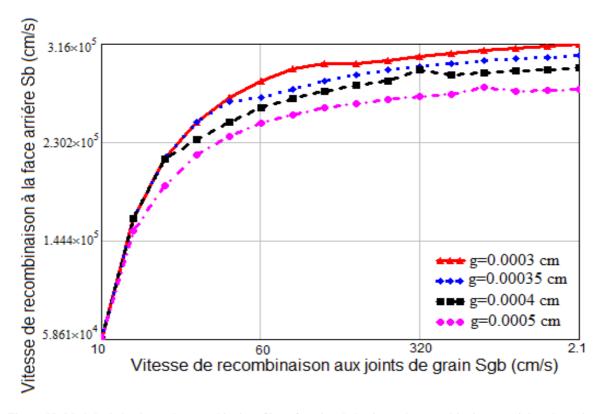


Figure 55: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour différentes valeurs de la taille de grains

H=0.03 cm; Kl=7.5 cm⁻²/MeV; Φ=160 MeV.

La figure (55) montre l'allure de la vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain pour différentes valeurs de tailles de grains.

Nous observons ici une augmentation de la vitesse de recombinaison à la face arrière avec la vitesse de recombinaison aux joints de grains S_{gb} . L'augmentation de la vitesse de

recombinaison aux joints de grain équivaut à une baisse de la présence des porteurs photogenèrés du fait de l'intensification de l'activité des recombinaisons aux interfaces latérales. Par suite, les pertes des porteurs s'accentuent à la face arrière quand la vitesse de recombinaison aux joints de grain augmente.

Outre les variations avec la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_{gb} , la vitesse de recombinaison à la face arrière diminue avec la taille de grain.

Effectivement, l'augmentation de la taille de grain traduit une réduction des recombinaisons intrinsèques à la jonction; comme la vitesse de recombinaison à la face arrière caractérise les pertes en face arrière de la photopile, alors cette vitesse va diminuer avec la taille de grain. Les recombinaisons en volume influencent celles des interfaces de la photopile bifaciale (à la jonction et à la face arrière).

III-1-2-2-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb

Ici, nous allons représenter à travers la figure (56), l'effet de l'énergie d'irradiation sur la vitesse de recombinaison Sb à l'arrière. Pour ce faire, nous fixons la taille de grain et le coefficient de dommage.

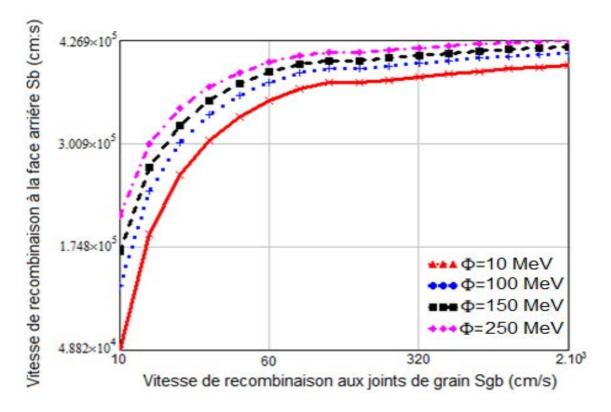


Figure 56: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain $g=100~\mu m$ et pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation $H=0,03~cm;~Kl=10,5~cm^{-2}/MeV.$

Les allures des courbes sur la figure (56) montrent l'effet de l'énergie d'irradiation constaté sur la vitesse de recombinaison à la face arrière.

La vitesse de recombinaison à la face arrière croît quand l'énergie d'irradiation augmente. En effet, le passage d'une particule (Φ) chargée, et notamment d'ion à travers la matière génère des régions endommagées le long de sa trajectoire qui deviennent des centres de piégeages de porteurs. L'énergie d'irradiation crée des défauts intrinsèques par l'interaction entre les particules chargées et les électrons; c'est ce qui implique une augmentation de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

III-1-2-3-Effet du coefficient de dommage Kl sur la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb

Comme nous l'avons fait pour l'effet de la taille de grain et l'énergie d'irradiation, nous étudions ici l'influence du coefficient de dommage sur la vitesse de recombinaison Sb à l'arrière lorsque la photopile est éclairée par sa face avant.

Cette évolution de la vitesse de recombinaison Sb à l'arrière est obtenue pour une taille de grain et une énergie d'irradiation données.

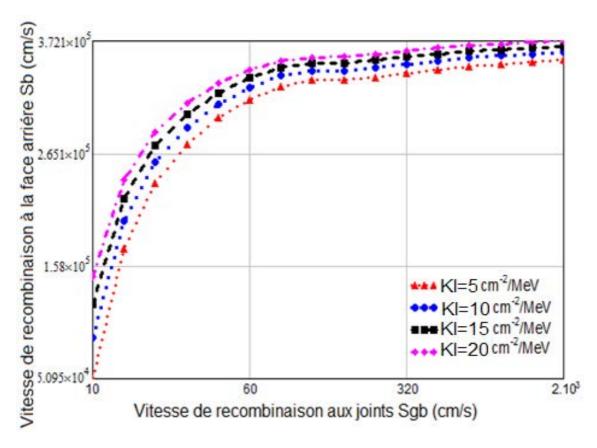


Figure 57: Module de la vitesse de recombinaison Sb en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb pour une taille de grain $g=100~\mu m$ et pour différentes valeurs de coefficients de dommage

H=0.03 cm; Φ=100MeV.

On constate (sur la figure 57) que la vitesse de recombinaison intrinsèque et la vitesse de recombinaison à la face arrière réagissent de manière presque identique aux dégradations même si les amplitudes observées ne sont pas identiques. En effet, la vitesse de recombinaison à la face arrière est largement supérieure à la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

III-2-Résistance série

La résistance série [III-5,6] est un paramètre électrique qui joue un rôle déterminant sur la qualité d'une photopile. En effet, elle représente l'ensemble de la résistivité des matériaux et des contacts métalliques-grille. Elle dépend de la nature du substrat, de la température et de la technologie utilisée.

La résistance série caractérise les effets résistifs du matériau et du dispositif de contact utilisé. Elle est provoquée par le mouvement des électrons à travers l'émetteur et la base de la photopile, des contacts métalliques constituants les électrodes et la grille de collecte des porteurs de charges minoritaires [III-7].

Comme pour la résistance shunt nous partons de la caractéristique courant - tension de la photopile (figure 58).

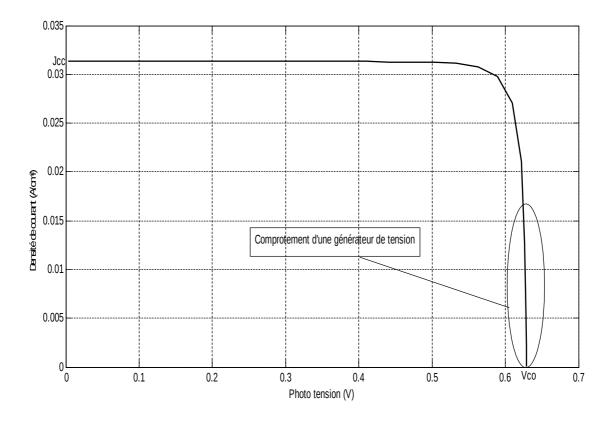


Figure 58: Caractéristique Courant – Tension

g=0,003 cm; Sgb= $5*10^6$ cm/s; Φ =150 MeV; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; H=0,03 cm; AM 1.5.

Nous notons qu'au voisinage du circuit-ouvert la tension aux bornes de la photopile est pratiquement indépendante du courant débité. La photopile se comporte comme un générateur de tension réel puisque sa caractéristique courant-tension n'est pas identique à une droite verticale. Ce qui explique la présence d'une résistance interne due à la résistivité du matériau polycristallin qui n'est rien d'autre que la résistance série de la photopile.

Nous proposons alors à la figure (59) un circuit électrique équivalent de la photopile lorsque celle-ci fonctionne pratiquement en circuit-ouvert [III-2,8].

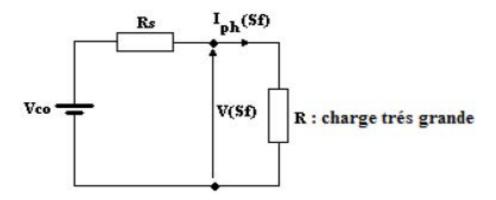


Figure 59: Circuit électrique équivalent de la photopile lorsqu'elle fonctionne pratiquement en circuit ouvert

En utilisant la loi des mailles, nous obtenons l'équation suivant

$$V_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) = V_{co}(g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) - R_{s}.J_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb)$$
(III-5)

qui conduit à l'expression de la résistance série :

$$R_{s}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) = \frac{V_{co}(g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) - V_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb)}{J_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb)}$$
(III-6)

Avec:

 $V_{co} = V_{ph}(Sf_0)$ qui est la phototension en circuit-ouvert.

Elle est donnée par l'équation [III-4]:

$$V_{co} = V_{T} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{N_{b}}{n_{i}^{2}} \cdot \sum \sum R_{kj} \cdot \sum K_{i} \cdot \frac{\frac{Sb - D(Kl, \varphi) \cdot b_{i}}{D(Kl, \varphi) \cdot Y_{kj}} \cdot \exp(-b_{i} \cdot H) - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i} \cdot L_{kj}}{\frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + \frac{Sf_{o} \cdot L_{kj}}{D(Kl, \varphi)}} \right\} \quad \text{(III-7)}$$

A partir de l'équation (III-6), nous traçons les allures de la résistance de série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de taille de grain, de vitesse de recombinaison aux joints de grain, d'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

III-2-1-Effet de la taille de grain g sur la résistance de série

Nous étudions ici (figure 60) l'effet de la taille de grain sur la résistance série ; nous présentons la variation de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de tailles de grain. Pour ce faire, nous allons supposer que la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

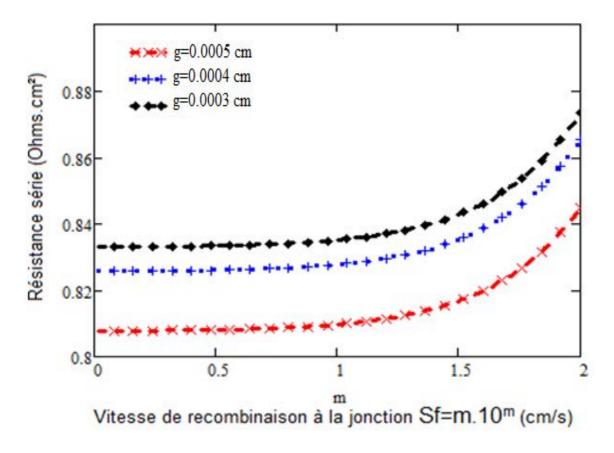


Figure 60:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la taille de grains

Sgb=56 cm/s; H=0,03 cm; Kl=7,5 cm⁻²/MeV; Φ =100 MeV.

Nous observons ici (sur la figure 60) que la résistance série augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction et ce pour les faibles vitesses de recombinaison à la jonction ; en effet, lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, une plus grande quantité de porteurs traverse la jonction: cet afflux de porteurs traversant toute la jonction entraîne une sorte de goulot d'étranglement dans la photopile. Ces porteurs ressentent cet effet comme une

augmentation de la résistance série puis qu'ayant une plus grande difficulté a traversé compte tenu du flux.

Quand la taille de grain augmente, il y a un nombre moins élevé de joints de grain avec l'augmentation du volume de grain. Ainsi, les recombinaisons en volume diminuent, par suite les porteurs photogenèrés en zone arrière peuvent se mouvoir plus facilement vers l'intérieur. Par conséquent, la résistance de série augmente.

III-2-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la résistance de série

Le profil de la résistance série est donné, en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs des vitesses de recombinaison aux joints de grain. Pour ce faire, nous allons supposer à la figure (61) que la taille de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

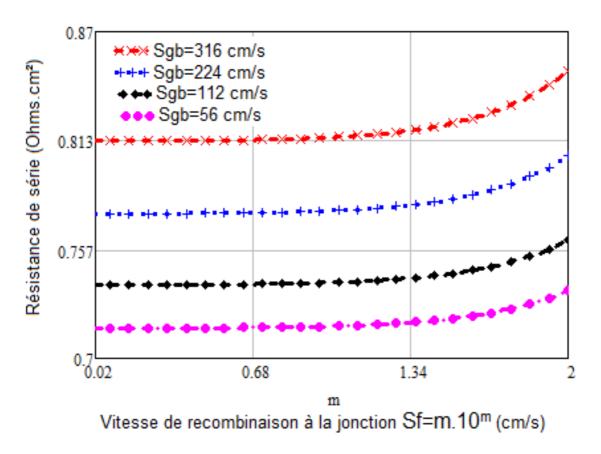


Figure 61:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb

H=0,03 cm; Kl=7,5 cm⁻²/MeV; Φ =100 MeV.

Nous constatons au niveau de la figure (61) ci-dessus, que la résistance de série augmente avec la vitesse de recombinaison aux joints de grain.

En effet, l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb suppose une augmentation des joints de grain. L'évolution vers cette situation caractérise une baisse de la présence des porteurs photogenèrés du fait de l'intensification de l'activité des recombinaisons aux interfaces latérales des grains. Par suite, la résistance de série diminue.

III-2-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la résistance de série

Nous illustrons ci-dessous l'influence de l'énergie d'irradiation sur la résistance série; à cet effet, nous avons représenté (figure 62) la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes énergies d'irradiation.

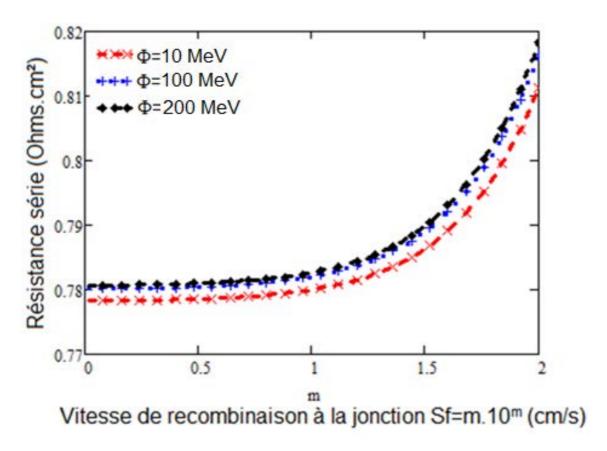


Figure 62:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation

Sgb=56 cm/s; H=0.03 cm; Kl=7,5 cm⁻²/MeV; τ =10⁻⁵ s.

Nous avons ici la résistance série qui augmente toujours avec la vitesse de recombinaison à la jonction ; lorsque l'énergie d'irradiation augmente, la résistance série augmente.

Effectivement, si l'énergie d'irradiation augmente, il y a une réduction de la mobilité des porteurs au niveau de la jonction et une diminution de la durée de vie des porteurs ce qui entraîne une augmentation de la résistance série (courant de fuite).

III-2-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la résistance de série

Nous allons maintenant montrer l'évolution de la résistance série pour faire ressortir l'effet du coefficient de dommage.

Nous présentons sur la figure (63) l'évolution de la résistance de série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction lorsque la photopile bifaciale est éclairée par sa face avant pour différentes valeurs de coefficients de dommage.

Cette évolution de la résistance de série est obtenue pour une taille de grain, une vitesse de recombinaison aux joints de grain et une énergie d'irradiation donnée.

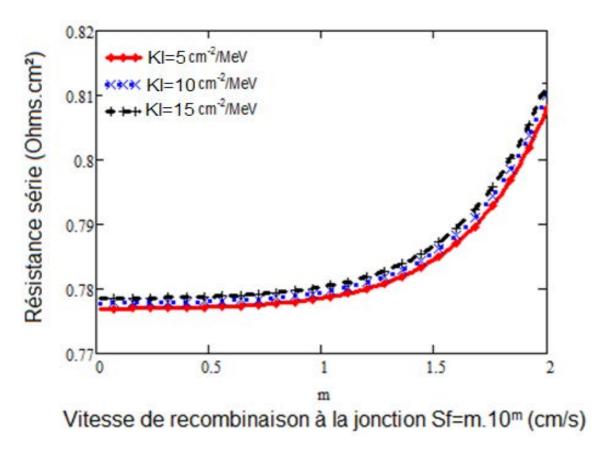


Figure 63:Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage

Sgb=56cm/s; H=0,03 cm; Φ=100MeV.

On observe sur la figure (63) une croissance de la résistance série avec le coefficient de dommage; en fait, lorsque le coefficient de dommage augmente, les dégradations sont plus importantes pour une énergie donnée, avec pour conséquence une augmentation de la résistance série se traduisant par une limitation du courant de circuit-ouvert.

III-3-Résistance shunt

La résistance shunt [III-9] résulte des recombinaisons des porteurs de charges en volume, en surface (liaisons pendantes et technologie de fabrication) et aux interfaces (émetteur-base, contact-émetteur, contact-base) d'une photopile.

Elle est indicatrice de la bonne qualité d'une photopile car lorsqu'elle est grande ou faible, les fuites de courant dans le matériau sont faibles ou grandes respectivement.

A partir d'une caractéristique courant - tension de la photopile (figure 64) nous pouvons remarquer qu'au voisinage du court-circuit la photopile se comporte comme un générateur de courant car le courant débité est pratiquement indépendant de la tension à ses bornes.

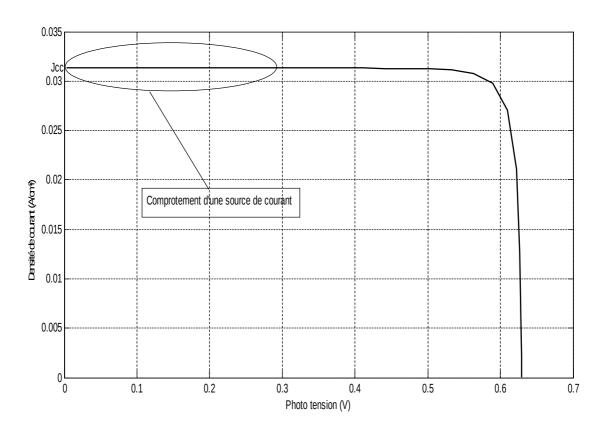


Figure 64: Caractéristique Courant – Tension

g=0,003 cm; Sgb= $5*10^6$ cm/s; $\Phi=150$ MeV; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; H=0.03 cm et AM 1.5.

Pour une photopile idéale cette branche de la caractéristique est parfaitement horizontale car le courant débité est réellement constant quel que soit la tension aux bornes. En réalité, pour une photopile non idéale il existe un courant de fuite généralement faible qui cause une très petite variation du courant débité par la photopile lorsque sa tension aux bornes varie, ce qui traduit la présence d'une charge interne à la photopile, qu'on appelle résistance de fuite ou résistance shunt [III-2,8].

Nous proposons à la figure (65) un circuit électrique équivalent de la photopile lorsque celleci fonctionne pratiquement en court-circuit.

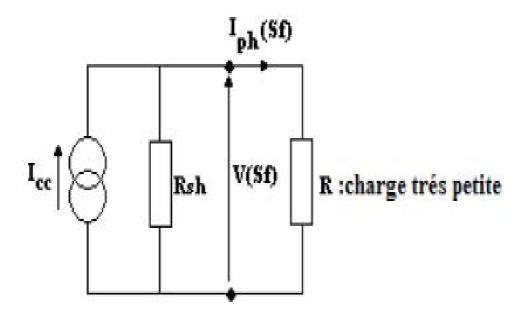


Figure 65: Circuit électrique équivalent de la photopile lorsqu'elle fonctionne pratiquement en court-circuit

A partir de la maille qui fait intervenir la résistance de charge, nous obtenons l'équation suivante:

$$V_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) = R_{sh}(J_{cc}(g, Sgb, \varphi, Kl, Sb) - J_{ph}(Sf, g, Sgb, \varphi, Kl, Sb))$$
(III-8)

qui conduit à l'expression de la résistance shunt:

$$R_{sh}(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb) = \frac{V_{ph}(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb)}{J_{cc}(g,Sgb,\varphi,Kl,Sb) - J_{ph}(Sf,g,Sgb,\varphi,Kl,Sb)}$$
(III-9)

Avec: Sf vitesse de recombinaison à la jonction qui est rattachée à la résistance de charge extérieure [III-2].

et J_{cc} est la densité de courant de court-circuit.

Nous avons alors la densité de courant de court-circuit qui est donnée par la relation suivante [III-4]:

$$J_{cc} = \left[J_{ph} \right]_{Sf. qrand} \tag{III-10}$$

A partir de cette expression, nous obtenons l'équation:

$$J_{cc} = q.D(Kl, \varphi). \sum_{k} \sum_{j} \frac{R_{kj}}{L_{kj}}. \sum_{i=1}^{3} K_{i}. \left(\frac{Sb - D(Kl, \varphi).b_{i}}{D(Kl, \varphi).Y_{kj}}. \exp(-b_{i}.\omega b) - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i}.L_{kj}\right)$$
(III-11)

En partant de l'équation (III-9), nous présentons l'évolution de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction par variation de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

III-3-1-Effet de la taille de grain g sur la résistance de shunt

Nous étudions ci-dessous (figure 66) l'effet de la taille de grain sur la résistance shunt ; dans cette étude nous présentons la variation de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs des tailles de grain. Pour cela, nous supposons que la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

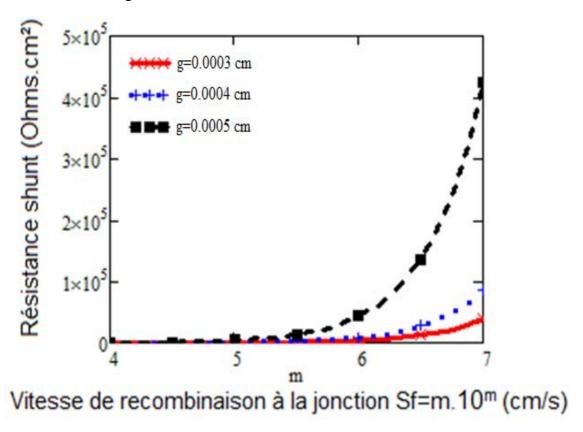


Figure 66:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la taille de grains

Sgb=112 cm/s; H=0,03 cm; Kl=7,5 cm²/MeV; Φ=100 MeV.

Nous observons sur la figure (66) une croissance de la résistance shunt avec la vitesse de recombinaison à la jonction; en fait, lorsque la vitesse de recombinaison devient très grande, nous sommes au voisinage du court-circuit, le courant débité est alors très grand et

pratiquement tous les porteurs au voisinage de la jonction la traversent diminuant du coup le courant de fuite. Comme cette fuite est caractérisée par la résistance shunt, cela signifie que la résistance shunt augmente.

Par ailleurs la résistance shunt croit quand la taille de grain augmente. Cette croissance est due à l'action de la taille de grain sur la photopile qui conduit à une diminution des fuites de courant. Ainsi, nous pouvons dire qu'une augmentation de la taille de grain entraîne une amélioration de la qualité de la photopile en diminuant des courants de fuite au niveau de la jonction. Si donc le courant de fuite diminue, c'est que la résistance shunt qui entraîne le passage de ce courant a augmenté.

III-3-2-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la résistance de shunt

La résistance shunt est représentée, en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs des vitesses de recombinaison aux joints de grain appliquée à la figure (67). Pour cela, nous posons la taille de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage constants.

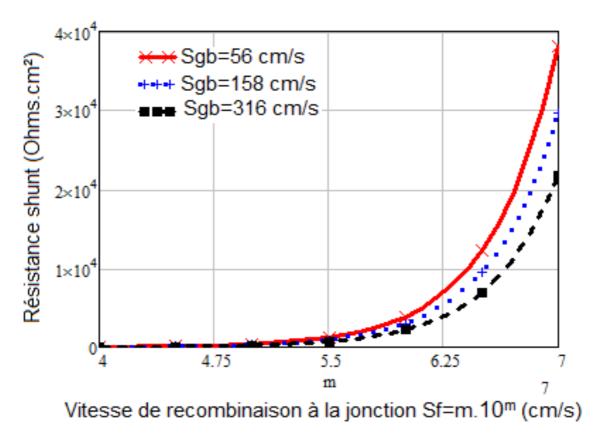


Figure 67:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb

H=0.03 cm; Kl=7.5 cm⁻²/MeV; Φ=100 MeV.

Comme la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j les vitesses de recombinaison aux joints de grain diminuent la résistance shunt. En effet, on remarque que jusqu'à $Sf_j = 10^{4.75}$ rad/s la résistance shunt est nulle. Elle diminue au fur et à mesure que de la vitesse de recombinaison aux joints de grain augmente. C'est-à-dire l'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain suppose une augmentation des joints de grain. Ainsi, les activités recombinantes des joints de grain augmentent le courant de fuite de la photopile et diminue la densité de courant débitée. Ceci a pour conséquence la baisse de qualité de la photopile à cause de la diminution coefficient de diffusion.

III-3-3-Effet de l'énergie d'irradiation Φ de grain sur la résistance de shunt

Nous illustrons ci-dessous l'influence de l'énergie d'irradiation sur la résistance shunt ; à cet effet, nous avons représenté (figure 68) la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes énergies d'irradiation.

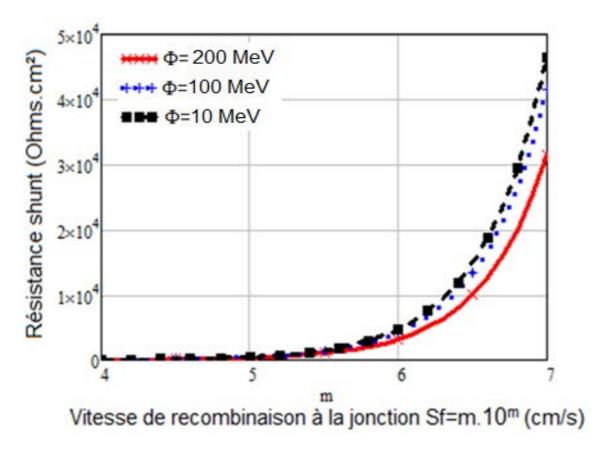


Figure 68:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0,003cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation Sgb=56 cm/s; H=0,03 cm; Kl=7,5 cm⁻²/MeV; τ =10⁻⁵ s.

Nous observons ici une diminution de la résistance shunt lorsque l'énergie d'irradiation augmente. Cette diminution est lente tant que l'on n'a pas dépassé environ100 MeV; au-delà

de cette énergie, la décroissance devient rapide avec l'énergie d'irradiation. Cela montre que lorsque l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations sont accentuées donc les courants de fuite à travers la jonction deviennent plus importants; cela caractérise une baisse de la résistance shunt.

III-3-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la résistance de shunt

La figure (69) suivante montre l'évolution de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différents coefficients de dommage lorsque la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et l'énergie d'irradiation sont fixes.

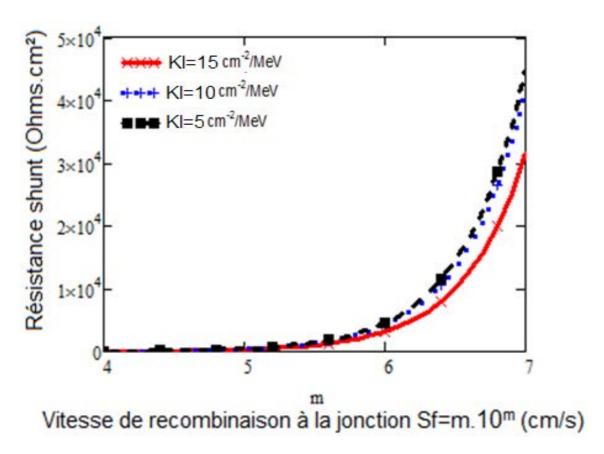


Figure 69:Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour une taille de grain g = 0.003cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage Sgb=56cm/s; H=0,03 cm; Φ =100MeV.

Sur la figure (69) ci-dessus, nous avons illustré le profil de la résistance de shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction par variation du coefficient de dommage. En observant cette figure, nous constatons que la résistance shunt diminue avec le coefficient de dommage; effectivement, l'augmentation du coefficient de dommage traduit une augmentation de la probabilité de création de défauts par irradiation, donc dégradation plus importante de la photopile c'est-à-dire des fuites plus importantes. Si donc le courant de fuite

augmente c'est que la résistance shunt qui entraîne le passage de ce courant a diminué comme on peut le constater sur les différentes figures ci-dessus.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les vitesses de recombinaison intrinsèque à la jonction et à la face arrière. Nous avons aussi dans chapitre proposé une méthode de détermination des résistances série et shunt.

Dans la plupart des cas, nous avons fait ressortir les effets de paramètres tels que la vitesse de recombinaison à la jonction, la taille de grain, les vitesses de recombinaison aux joints de grain et le coefficient de dommage puis du paramètre macroscopique qu'est l'énergie d'irradiation.

Nous avons aussi dans ce chapitre proposé une méthode de détermination des résistances série et shunt. Ces résistances sont très tributaires de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage dès que la taille de grain devient relativement petite. En outre, nous nous montrons l'influence de l'irradiation sur l'ensemble de ces grandeurs considérées, en particulier les effets négatifs des dégradations causées par l'irradiation.

Il en est ressorti que l'augmentation de l'énergie d'irradiation, du coefficient de dommage et de la vitesse de recombinaison en face arrière dégradent plus ou moins les paramètres de la photopile bifaciale. Pour l'effet du coefficient de dommage, il a été montré que cela était perceptible surtout à partir d'une certaine énergie d'irradiation.

Nous poursuivons au chapitre suivant l'étude de l'effet de la vitesse de recombinaison à la jonction de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage appliqués sur la capacité de diffusion et de la densité relative des porteurs de charges de la photopile.

CHAPITRE IV:ÉTUDE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION DE LA PHOTOPILE

Introduction

La jonction d'une diode est considérée comme un condensateur plan appelé capacité de barrière. Il y a une cathode du côté de la base et une anode du côté de l'émetteur [IV-1].

La photopile bifaciale au silicium polycristallin, sous éclairement, en régime statique, présente une zone de charge d'espace qui peut être assimilée à un condensateur plan dont la capacité de diffusion est proportionnelle à l'aire S de la jonction et inversement proportionnelle à l'extension de la zone de charge d'espace [IV-2,3]. Cette extension qu'on peut noter Z_0 séparant la cathode et l'anode est l'épaisseur de la jonction. C'est un paramètre important mais la difficulté dans sa détermination réside principalement dans le caractère non linéaire de la zone de charge d'espace (Z.C.E) et la zone de Debye [IV-4].

En se basant sur le modèle de déplétion, Shockeley présente une détermination de Z_0 [IV-5], valable pour les polarisations nulle et inverse.

Prenant en compte les porteurs libres dans la jonction, J. J. Liou et F. A. Lindholm développent un modèle adéquat pour toutes les polarisations [IV-6].

Dans ce chapitre, nous procéderons à l'étude de la capacité de diffusion de la zone de charge d'espace de la photopile sous éclairement polychromatique et sous irradiation. Ainsi, nous faisons notre étude sur l'influence de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j , de la taille de grain g, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_{gb} , de l'énergie d'irradiation Φ et du coefficient de dommage Kl sur la capacité de diffusion de la photopile d'une part et d' autre part sur la densité relative des porteurs de charges minoritaires. Enfin, nous déterminerons variation de l'extension de la zone de charge d'espace en fonction de ces différents paramètres (vitesses de recombinaison Sf et Sgb, taille de grain et l'irradiation (Kl,Φ) .

IV-1-Capacité de la photopile à l'interface jonction-base en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction

Lorsque la photopile est éclairée, nous assistons à un stockage de charges opposées de part et d'autre de la jonction émetteur-base. Ce qui entraîne l'établissement d'un condensateur dont la capacité varie en fonction des effets de l'éclairement sur la photopile.

La capacité de diffusion de la photopile est considérée comme étant la capacité résultant de la variation de charge lors du processus de diffusion au sein de la photopile [IV-7..12]. Son expression est donnée par:

$$C(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb) = \frac{dQ(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)}{dV_{ph}(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)}$$
(IV-1)

où $Q(Sf, g, Sgb, Kl, \varphi, Sb) = q.\delta(Sf, g, Sgb, Kl, \varphi, Sb)$ est la charge stockée à la jonction. q est la charge élémentaire.

 $\delta(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)$ est la densité des porteurs de charges minoritaires à la jonction. $V_{ph}(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)$ représente la phototension délivrée par la photopile à la jonction.

Cette capacité de diffusion à la jonction est une fonction de la taille de grain g, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb, de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et à la face arrière Sb, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

Dans cette section, la photopile est éclairée par sa face avant. Pour étudier l'effet de la taille de grain g, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain g, de l'énergie d'irradiation g et du coefficient de dommage Kl, nous traçons la capacité de diffusion de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction g.

IV-1-1-Effet des tailles de grain g sur la capacité de diffusion de la photopile

Nous représentons sur la figure (70) suivante l'allure de la capacité de diffusion de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes tailles de grain. Pour cela, nous fixons la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_{gb} , d'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

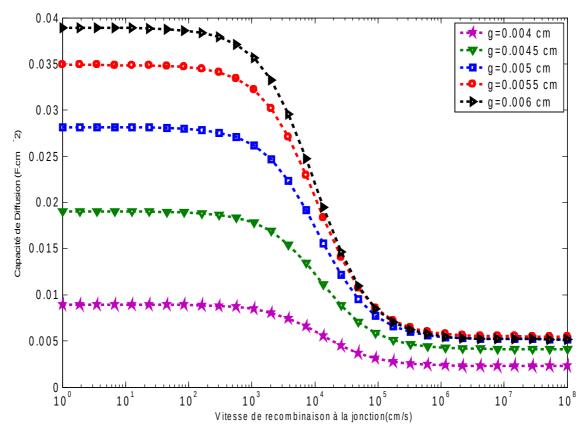


Figure 70: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes valeurs de la taille de grains. $Sgb=10^5$ cm/s; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; $\Phi=150$ MeV.

Pour une photopile donnée, la figure (70) montre que:

- En circuit-ouvert, la capacité de diffusion est d'abord constante et maximale, Ce maximum de capacité de diffusion traduit le fait qu'il existe peu de porteurs de charges minoritaires en excès dans la base qui traversent la jonction. D'où un stockage significatif de charges dans la zone de charge de charge d'espace.
- En court-circuit la capacité de diffusion tend vers sa valeur minimale,

Cette décroissance est due au fait qu'un grand nombre de porteurs de charges minoritaires en excès dans la base traverse la jonction émetteur-base pour participer à la génération de la densité de courant. Ce qui induit un dépeuplement de porteurs de charges minoritaires dans la zone de stockage lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente.

■ Il y a apparition d'une capacité transitoire entre deux points de fonctionnement de la photopile autre que le circuit-ouvert et le court-circuit.

Toutefois, nous constatons que l'amplitude la capacité de diffusion de la photopile, pour un point de fonctionnement différent du court-circuit, augmente lorsque la taille de grain sur cette dernière augmente. Ceci découle du fait que l'augmentation de la taille de grain entraîne

un nombre moins élevé de joints de grain avec l'augmentation du volume de grain. Ces joints de grain sont des sites où les porteurs sont piégés diminuant ainsi le nombre de porteurs stockés au niveau de la jonction. Par suite, la capacité de diffusion de la photopile augmente.

IV-1-2-Effet la de vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur la capacité de diffusion de la photopile

Connaissant l'expression de la capacité de diffusion de la photopile, nous présentons sur la figure (71) suivante sa caractéristique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain. Pour ce faire, nous allons fixer la taille de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage.

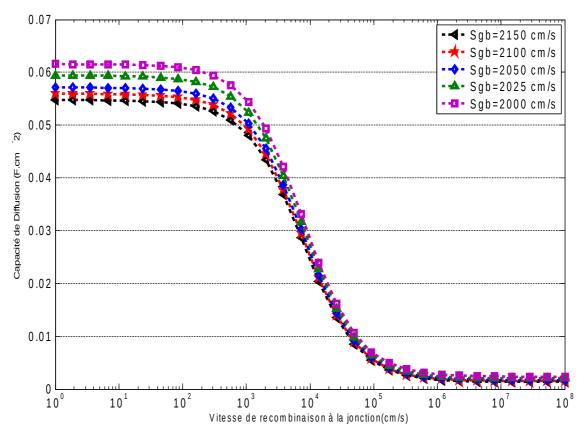


Figure 71:Capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i pour une taille de grain g = 0,005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison aux joints de grains
H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

En analysant la figure (71), nous constatons que l'amplitude la capacité de diffusion de la photopile, pour un point de fonctionnement différent du court-circuit, diminue lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur cette dernière augmente. Ceci découle du fait que le nombre de porteurs de charges minoritaires photo-crées dans la base décroît lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grain évolue; d'où une réduction du stockage de

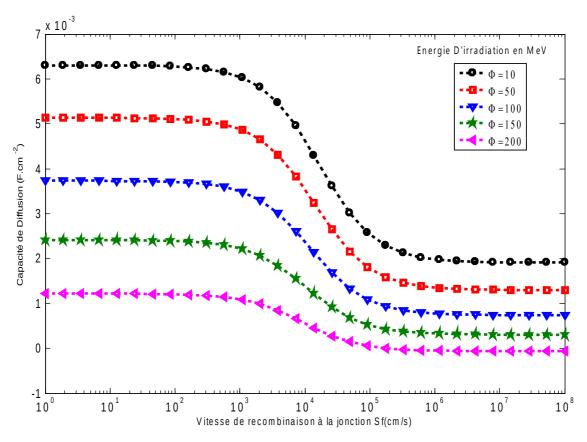
porteurs de charges dans la zone de charge d'espace. Cependant, pour la photopile en courtcircuit, l'influence de Sgb est moins importante.

IV-1-3-Effet des énergies d'irradiation Φ sur la capacité de diffusion de la photopile

L'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de la taille de grain étant montrée, nous proposons de voir à présent l'effet de l'énergie d'irradiation sur la capacité de diffusion de la photopile.

Ainsi, pour cette étude nous considérons que la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et le coefficient de dommage sont constants. Cette cellule sous illumination invariable est éclairée par la face avant.

La figure (72) traduit l'effet de l'énergie d'irradiation sur la capacité de diffusion d'une photopile éclairée par la face avant.



 $Figure~72: Capacit\'e~en~fonction~de~la~vitesse~de~recombinaison~\`a~la~jonction~Sf_{i}~pour~une~taille~de~grain~g=0,0005cm~et~pour~diff\'erentes~valeurs~de~l'\'energie~d'irradiation$

Sgb= 10^2 cm/s; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV.

La figure (72) illustre l'influence de l'énergie d'irradiation sur la capacité de diffusion de la photopile. Nous observons sur cette figure que l'augmentation de l'énergie d'irradiation diminue la capacité de diffusion de la photopile.

Ceci s'explique par le fait que l'augmentation de l'énergie d'irradiation crée des défauts intrinsèques par l'interaction entre les particules chargées et les électrons du silicium. C'est ce qui réduit le nombre de porteurs photogenèrés au niveau de la jonction d'où la diminution des porteurs stockés.

IV-1-4-Effet du coefficient de dommage Kl sur la capacité de diffusion de la photopile

Dans cette étude, nous fixons les valeurs de taille de grain, de vitesse de recombinaison aux joints de grain et d'énergie d'irradiation. Puis, nous faisons varier le coefficient de dommage. La figure (73) décrit l'évolution de la capacité de diffusion d'une photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction par variation du coefficient de dommage.

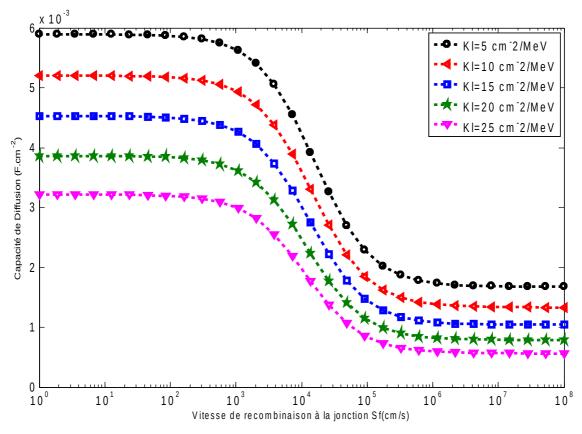


Figure 73:Capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i pour une taille de grain g=0,0005cm et pour différentes valeurs de coefficient de dommage $Sgb=10^2$ cm/s; H=0,03 cm; $\Phi=20$ MeV.

Nous constatons au niveau de la figure (73) ci-dessus que le coefficient de dommage influe sur la variation de la capacité de diffusion. Lorsque le coefficient de dommage augmente, la capacité de diffusion diminue.

Si le coefficient de dommage Kl augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules. Ainsi, il y'aura une diminution des porteurs photo générées au niveau de la jonction. Par suite, la capacité de diffusion diminue.

IV-2-Profil à trois dimensions de la capacité de diffusion de la photopile

La figure (74) est une représentation de la variation de la capacité de diffusion en fonction de Sf_j et de g. Cette figure représente la capacité de diffusion de photopiles bifaciales de vitesses de recombinaison aux joints de grain Sgb croissantes, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage identiques.

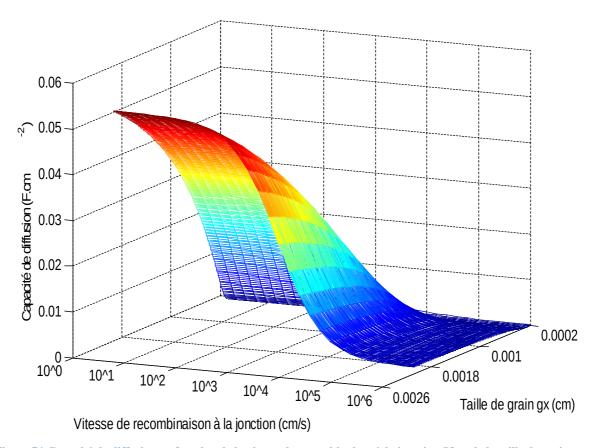


Figure 74:Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la taille de grain gx H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; $Sgb=10^2$ cm/s; $\Phi=150$ MeV.

Ces photopiles sont illuminées par des vitesses de recombinaison à la jonction $Sf_{\rm j}$ qui augmentent.

L'action de la vitesse de recombinaison à la jonction sur la capacité de diffusion de la photopile reste toujours vérifiée. Par contre, la taille de grain g agit différemment par rapport aux effets de Sf_j des photopiles. Jusqu'en court-circuit ($Sf_j=10^6$ cm/s), l'augmentation de g entraı̂ne celle de la capacité de la photopile.

Au niveau de la figure (75), nous avons représenté l'évolution de la capacité de diffusion de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb.

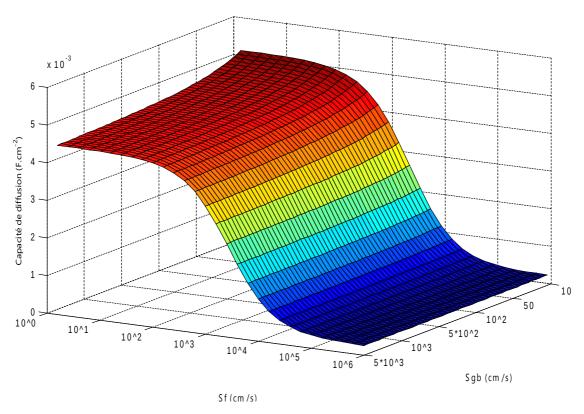


Figure 75: Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb pour une taille de grain g=0,05 cm.

H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV.

Pour montrer les effets de Sgb et de Sf_j, nous avons tracé la figure (75). Les vitesses de recombinaison aux joints de grain et à la jonction ont les mêmes effets sur la capacité de diffusion de la photopile : l'augmentation de ces deux paramètres entraîne une diminution des porteurs de charges minoritaires photo générées à l'interface jonction-base. Cependant, la nature de l'absence des porteurs s'interprète différemment parce que pour Sf_{av}, les porteurs sont collectés pour servir la densité de courant alors que, l'absence des porteurs liée à l'augmentation de Sgb s'explique par les pertes accrues (joints de grain) en volume, à la jonction et à l'arrière de la photopile.

Toutefois, nous présentons sur la figure (76) ci-dessous le profil, de la capacité de diffusion de la zone de charge d'espace de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et de l'énergie d'irradiation Φ .

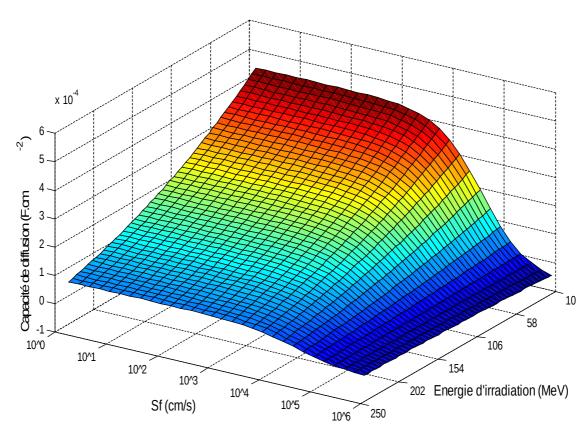


Figure 76: Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et de l'énergie d'irradiation pour une taille de grain g=0.0095 cm.

H=0.03 cm; Kl=10 cm⁻²/MeV; $Sgb=2.10^4$ cm/s.

La figure (76) est une représentation de la variation de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et de l'énergie d'irradiation. Cette figure représente la capacité de diffusion d'une photopile bifaciale de tailles g, de vitesses de recombinaison aux joints de grain et de coefficients de dommage identiques et des énergies d'irradiation croissantes. Cette photopile est illuminée par des énergies d'irradiation qui augmentent.

L'action de la vitesse de recombinaison à la jonction sur la capacité de diffusion de la photopile reste toujours vérifiée. Par contre, l'énergie d'irradiation agit différemment par rapport aux effets de la taille de grain des photopiles. Jusqu'à 250 MeV, l'augmentation de Φ entraı̂ne celle de la capacité de diffusion de la photopile.

Aussi, nous pouvons illustrer le profil à trois dimensions de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient dommage Kl. Il est présenté à la figure (77) ci-dessous:

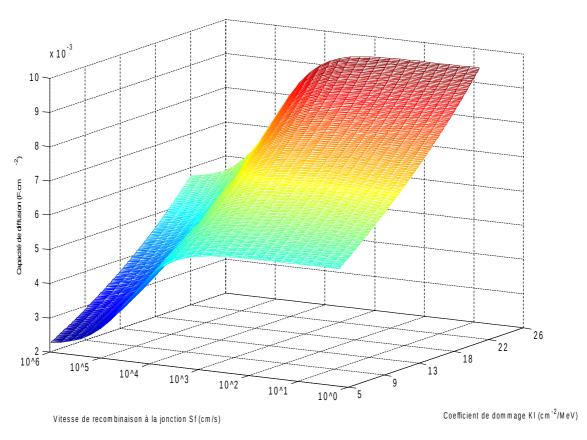


Figure 77: Capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et du coefficient de dommage KI pour une taille de grain g=0.0035 cm.

H=0,03 cm; Φ =100 MeV; Sgb=2.10⁴ cm/s.

Nous notons sur la figure (77) que la capacité de diffusion de la photopile diminue lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j et le coefficient de dommage Kl augmentent. Cette diminution est due à l'action de Kl sur les porteurs de charges minoritaires. Car ce dernier exprime la faculté plus ou moins grande d'une particule à causer des dégradations au sein d'un matériau et l'augmentation du coefficient réduit la mobilité des porteurs de charges minoritaires au niveau de la jonction. Par conséquent, la capacité de diffusion diminue.

IV-3-Densité relative et élargissement de la zone de charge d'espace ZCE

Nous avons vu en amont que lorsque la photopile est éclairée par une lumière polychromatique, il y'a stockage de charges de signes opposés de part et d'autre de la jonction et un élargissement de la zone de charge d'espace. Ainsi, cette jonction est assimilable à un condensateur plan dont le déplacement des armatures produit une densité de courant. Ce déplacement est relatif au point de fonctionnement et à la variation du point de densité maximum des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base.

Nous allons maintenant étudier la densité relative de porteurs de charges minoritaires en excès dans la base qui est définie de la manière suivante:

$$\delta_{rel}(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb) = \frac{\delta(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb)}{\delta_{max}}$$
 (IV-2)

 δ_{max} est la densité maximale de porteurs.

Pour matérialiser le déplacement du point maximum de la densité des porteurs de charges que nous présentons les figures suivantes (78, 79, 81, 83, 85, 87) qui illustrent le profil de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base pour différents points de fonctionnement et pour différentes valeurs des vitesses de recombinaison à la jonction Sf_j , des tailles de grain, des vitesses de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage.

IV-3-1-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_i sur la densité relative

Ainsi, sur la figure (78) ci-dessous, nous présentons le profil de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base z pour une taille de grain donnée.

Les valeurs des vitesses de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sont fixées. Nous choisissons deux points de fonctionnement à savoir le fonctionnement en circuit ouvert (Sf_j=10 cm⁻¹), en court-circuit (Sf_j tendant vers l'infini).

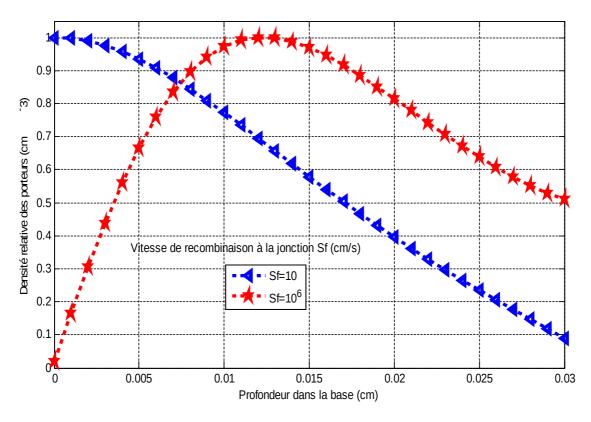


Figure 78:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction.

Sgb= 10^5 cm/s; H=0,03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV.

De cette figure (78), nous remarquons qu'il existe un point de cote Z_0 dans la profondeur de la base où la densité relative des porteurs de charges minoritaires présente un gradient nul. Ce point, correspondant au maximum de densité de porteurs, se déplace en profondeur dans la base lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j augmente. Ainsi, lorsque la photopile fonctionne en circuit-ouvert, l'élargissement de la zone de charge d'espace est faible puis il augmente en fonction du point de fonctionnement jusqu'à atteindre sa valeur maximale.

Aussi, dans ces courbes de densité relatives, nous distinguons trois zones:

 $0 < Z < Z_0$ où le gradient de la densité relative des porteurs de charges minoritaires est positif. Ceci traduit une accélération du flux d'électrons. Par conséquent, on note une absence de stockage de charges. D'où la capacité de diffusion de la photopile due à l'éclairement est nulle dans cette zone;

 $Z=Z_0$ où le gradient de la densité relative des porteurs minoritaires est nul. Ceci correspond à un blocage des porteurs de charges électriques donc un stockage de charges qui va générer une capacité de diffusion de la photopile s'étendant de la jonction à la valeur Z_0 . Ainsi, en

 $Z=Z_0$ le fonctionnement de la photopile est assimilable à celui d'une photopile en circuit ouvert.

 $Z_0 < Z < H$ où le gradient de la densité relative des porteurs de charges minoritaires est négatif. Ceci correspond à une perte de charges électriques progressive due aux phénomènes de recombinaison et à l'atténuation de flux lumineux incident. Ainsi, dans cette zone, il n'y a pas de stockage de charges électriques. D'où la capacité de la photopile due à l'éclairement est nulle.

IV-3-2-Détermination de l'extension de la zone de charge d'espace Z_{0,av}

Nous venons de voir que le point de fonctionnement de la photopile est caractérisé par l'extension $Z_{0,av}$ de la ZCE. Aussi, nous proposons la photopile bifaciale ou la cellule solaire est représentée par un condensateur plan d'épaisseur $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ pouvant s'élargir ou se rétrécir.

Notre but est de déterminé l'extension de la zone de charges d'espace lorsque l'un des paramètres varie et les autres fixés.

Pour avoir $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ nous partons d'une photopile bifaciale sous illumination polychromatique, caractérisée par la vitesse de recombinaison à la jonction, la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage. Sa densité relative des porteurs de charges minoritaires est tracée puis nous tirons $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ de référence.

Le calcul de $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ est suivi de la capacité de diffusion de la photopile et puis le tracé de l'inverse de la capacité de diffusion en fonction de $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ est fait.

La figure (79) est la densité relative des porteurs de charges minoritaires de la photopile bifaciale éclairée par sa face avant. Cette courbe nous donne $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ de référence en fonction de la profondeur dans la base.

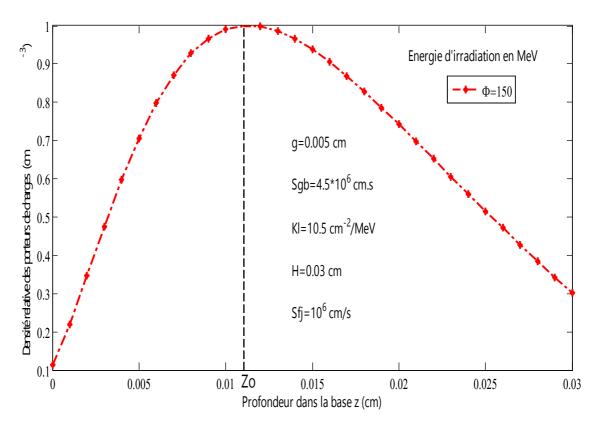


Figure 79: Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base.

Si nous considérons un point de fonctionnement donné, la densité relative des porteurs de charges minoritaires, présente des gradients positif, négatif et nul.

 $Z_{0,av}$ caractérise le point de densité maximale de porteurs de charges minoritaires et correspond à la valeur unité de la densité relative. En $Z_{0,av}$ le gradient de la densité des porteurs de charges minoritaires de charge est nul. Nous sommes en circuit-ouvert et la zone de charge d'espace se déplace de z=0 à $z=Z_{0,av}$. Les gradients positifs de la densité des porteurs de charges minoritaires correspond à la zone de z=0 à $z=Z_{0,av}$. Cette zone est le lieu d'un champ électrique intense accélérateur des charges électriques. Aucune charge ne reste donc dans cette zone qui caractérise l'extension de la zone de charge d'espace.

Les gradients négatifs se situent à où $z > Z_{0,av}$, il y a blocage des porteurs qui se recombine en volume. L'extension de la ZCE se situe entre $Z_{0,co}$ et $Z_{0,cc}$.

La détermination de $Z_{0,av}$ se fait par annulation de la dérivée de la densité des porteurs de charges minoritaires par rapport à la variable z.

$$\frac{\partial \delta(z, g, Sgb, Sf, Kl, \varphi, Sb)}{\partial z}|_{Sf} = 0$$
 (IV-3)

La jonction étant sous tension du fait de l'éclairement, nous utilisons la relation (IV.3) entre la tension, la charge et la densité pour calculer la capacité de diffusion de la photopile en $Z_{0,av}$.

IV-3-3-Effet de la vitesse de recombinaison à la jonction $\mathbf{Sf_j}$ sur l'extension de la zone de charge d'espace \mathbf{ZCE}

Le tableau (2) suivant présente les différentes valeurs de capacité de diffusion de la photopile obtenues pour différentes valeurs des vitesses de recombinaison à la jonction et pour différents points de fonctionnement.

Tableau 2:Capacité de la photopile, densité maximale et position du maximum dans le cas où Sfav varie, la photopile est éclairée par sa face avant $g=30\mu m$; $H=300\mu m$; $Sgb=4.5*10^6$ cm.s⁻¹; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; $\Phi=150$ MeV.

Sf_{av} $(cm.s^{-1})$	$Z_{0,av} \ (\mu . m)$	$egin{pmatrix} V_{ph} \ (V) \end{pmatrix}$	$\delta \atop \left(10^{13} cm^{-3}\right)$	$C_{av} (n.F.cm^{-2})$
10^{6}	0,012	0,4812	2,2917	300000
10^4	0,01	0,5935	3,3643	605000
10^3	0,0066	0,6220	4,1713	840000
10^2	0,002	0,6277	4,7585	975000

La variation de l'extension de la zone de charge d'espace $Z_{0,av}$ entraı̂ne une augmentation de la capacité de la photopile, de la densité des porteurs minoritaires de charge et de la phototension.

La courbe de l'inverse de la capacité de diffusion de la photopile en fonction de l'extension de la zone de charge d'espace $Z_{0,av}$ est représentée à la figure (80).

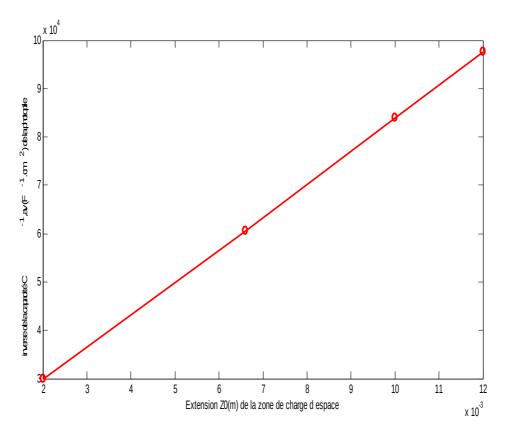


Figure 80:Inverse de la capacité en fonction de l'extension Z0 de la zone charge d'espace de la photopile lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction Sf change.

g = 30
$$\mu$$
m; H=300 μ m; Sgb=4,5*10⁶ cm.s⁻¹; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV.

D'après la courbe, la jonction d'épaisseur $Z_{0,av}$ a la forme d'un condensateur plan. Cette figure nous autorise à écrire:

$$C(Sf_{av}) = \frac{\varepsilon . S}{Z_{0,av}(Sf_{av})}$$
 (IV-4)

C(Sf_{av}) est la capacité de la zone de charge d'espace.

 ϵ est la constante diélectrique.

S est la surface commune des armatures en regard.

 $Z_{0,av}(Sf_{av})$: L'extension de l'épaisseur de la zone de charge d'espace ou l'épaisseur du diélectrique correspondant au maximum de densité relative des porteurs de charges minoritaires.

Toutefois, la photopile sous éclairement est caractérisée par un élargissement de sa zone de charge d'espace par rapport à l'épaisseur de cette dernière lorsque la photopile est sous obscurité. Par suite, en se basant sur l'allure de la droite, nous pouvons mettre l'épaisseur de la zone de charge d'espace $Z_0(Sf)$ sous la forme:

$$Z_0(Sf)=Z_{01}+Z_{02}(Sf)$$
 (IV-5)

- Z₀₁ est l'épaisseur de la zone de charge d'espace à l'obscurité. En effet, lors de la fabrication de la photopile, il existe un condensateur plan à la jonction émetteur-base dû au dopage du matériau semi-conducteur. Cette épaisseur est aussi appelée épaisseur propre de la zone de charge d'espace.
- \blacksquare $Z_{02}(Sf)$ est l'épaisseur relative à l'élargissement de la zone de charge due à l'éclairement.

IV-3-4-Effet de la taille de grain g sur la densité relative

Dans le même sillage, nous représentons sur la figure (81) le profil de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base lorsque la taille de grain varie.

Dans cette étude, nous supposons que la vitesse de recombinaison aux joints, de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sont constants.

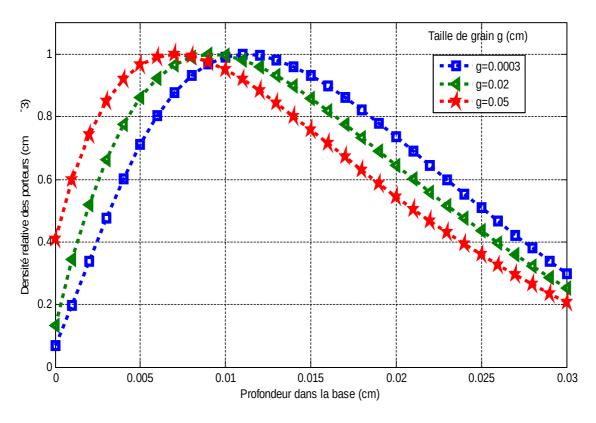


Figure 81:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour différentes tailles de grain

Sgb=4,5*106cm/s; H=0,03 cm; Kl=10,5 cm-2/MeV; Φ =150 MeV; Sfj=106 cm/s.

On constate sur cette figure (81) que la densité de porteurs croit toujours avec la taille de grain comme souligné plus tôt, mais nous avons ici dans le cas de l'éclairement par la face avant un déplacement du maximum de porteurs. Plus exactement, on observe un déplacement du maximum de porteurs de charges vers la jonction c'est-à-dire un rétrécissement de la zone de charge d'espace.

IV-3-5-Effet de la taille de grain g sur l'extension $\mathbf{Z}_{0,av}$ de la zone de charge d'espace \mathbf{ZCE}

Ainsi, nous donnons sur le tableau (3) suivant dans lequel nous présentons les différentes valeurs de la capacité de diffusion de la photopile obtenues pour différentes valeurs du maximum de porteurs de charges minoritaires lorsque nous supposons que la vitesse de recombinaison aux joints de grain, l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage sont constants.

Tableau 3:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace **Z0**,av (cm) pour six tailles de grain et pour un éclairement par la face avant de la photopile, H=300 μ m; Sgb=4,5*10⁶ cm.s⁻¹; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV; Sf_i=10⁶ cm/s.

$egin{pmatrix} g \ (\mu.m) \end{bmatrix}$	$Z_{0,av} \ (\mu.m)$	$egin{pmatrix} oldsymbol{V}_{ph} \ oldsymbol{(V)} \end{pmatrix}$	$E_{ZCE,av} \ (V.m^{-1})$	$\binom{C_{av}}{(n.F.cm^{-2})}$	$\delta \atop \left(10^{13} cm^{-3}\right)$
20	110	0,4992	4538	138000	2,2917
180	100	0,4992	4992	187000	3,3643
200	90	0,4992	5547	220000	4,1713
230	70	0,4992	7131	270000	4,7585
250	60	0,4992	8320	317800	5,1647
300	45	0,4992	11093	350000	5,4229

Par ailleurs, en analysant le tableau précédent, nous pouvons étudier le comportement de la capacité de la photopile en fonction de la taille de grain. Ainsi, pour chaque vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb, énergie d'irradiation et coefficient de dommage fixés, nous déduisons les valeurs de la capacité de diffusion de la photopile correspondante suivant la taille de grain donnée.

Ainsi nous traçons sur la figure (82) L'inverse de la capacité de diffusion de la photopile en fonction de l'extension de la zone de charge d'espace $Z_{0,av}$.

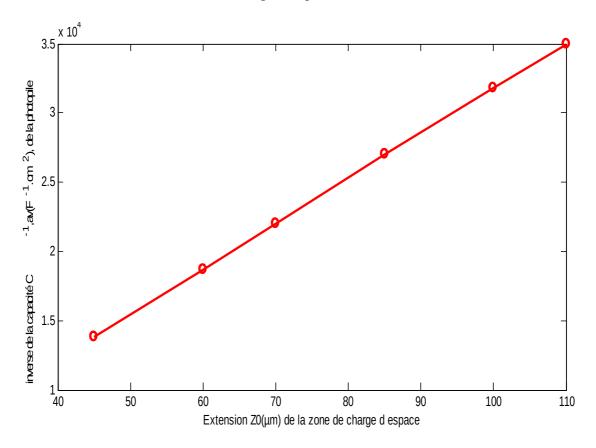


Figure 82:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque la taille de grain varie.

H=0,03 cm; Sgb= 10^3 cm.s⁻¹; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; Φ=150 MeV; Sf_j= 5.10^5 cm/s.

L'inverse de la capacité de diffusion est une fonction affine de l'épaisseur de la zone de charge d'espace $Z_{0,av}$. On note que les grandes valeurs de la capacité de diffusion correspondent aux faibles valeurs de l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

Cette courbe traduit que la jonction de la photopile a les mêmes propriétés d'une capacité.

IV-3-6-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grains Sgb sur la densité relative

Ainsi, sur la figure (83) ci-dessous, nous présentons le profil de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur dans la base z pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grain $S_{\rm gb}$.

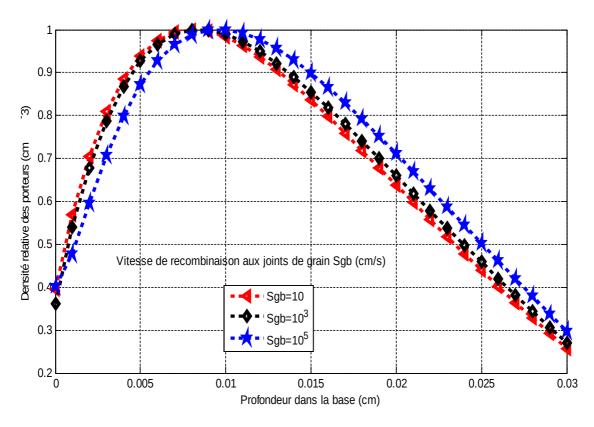


Figure 83:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction.

H=0,03 cm; Kl=10,5 cm⁻²/MeV; Φ =150 MeV; Sf_i=5.10⁵ cm/s.

La courbe ci-dessus permet de mieux percevoir l'influence de la vitesse de recombinaison aux joints de grain; on y observe en effet une diminution importante au voisinage de la jonction pour ce qui concerne l'amplitude et le gradient de porteurs. Cette courbe vient confirmer nos observations précédentes concernant l'effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain. On note une fois encore un déplacement du maximum de porteurs de charges, mais cette fois —ci un élargissement de la zone de charge d'espace.

IV-3-7-Effet de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb sur l'extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge d'espace ZCE

Le tableau 4 suivant présente les valeurs de la capacité de diffusion de la photopile correspondant au point maximum de la densité des porteurs de charges minoritaires, de la phototension et du champ électrique accélérateur pour différentes vitesses de recombinaison aux joints de grains de grain.

Tableau 4: Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0, av (cm) pour cinq vitesses de recombinaison aux joints de grains de grain et pour un éclairement par la face avant de la photopile, $H=300\mu m$; g=0,003 cm; Kl=6 cm⁻²/MeV; $\Phi=80$ MeV; $Sf_i=5.10^5$ cm/s.

$S_{gb} \ (cm.s^{-1})$	$Z_{0,av} \ (\mu.m)$	$egin{pmatrix} oldsymbol{V}_{ph} \ oldsymbol{(V)} \end{pmatrix}$	$egin{pmatrix} E_{ZCE,av} \ (V.m^{-1}) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} C_{av} \\ (n.F.cm^{-2}) \end{pmatrix}$	$\delta \atop \left(10^{14} cm^{-3}\right)$
20	38	0,4992	13137	403000	6,8315
56	52	0,4992	9600	347000	2,8597
158	72	0,4992	6933	270000	2,8367
316	87	0,4992	5738	170000	2,8019
1778	99	0,4992	5042	100000	1,989

Ici, l'éclairement se fait par la face avant des photopiles bifaciales de vitesse de recombinaison aux joints de grains variables et nous obtenons que L'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain entraîne une augmentation de L'extension de la zone de charge d'espace _{Z0,av} et une diminution de la densité des porteurs de charges minoritaires et la capacité de diffusion de la photopile.

La phototension est constante en l'extension de la zone de charge d'espace.

L'augmentation de la vitesse de recombinaison aux joints de grain S_{gb} entraı̂ne une détérioration de la photopile:

- ullet La croissance de S_{gb} à tendance à mettre la photopile en fonctionnement de court-circuit.
- ◆ En plus d'un vide en porteurs de charges minoritaires dans l'interface jonction-base, l'effet recombinant l'emporte sur l'effet de génération des porteurs.

Nous traçons à la figure (84) suivante, en nous basant des données du tableau l'inverse de la capacité en fonction de $Z_{0,av}$. L'allure de la courbe correspond à la caractéristique d'un condensateur Plan.

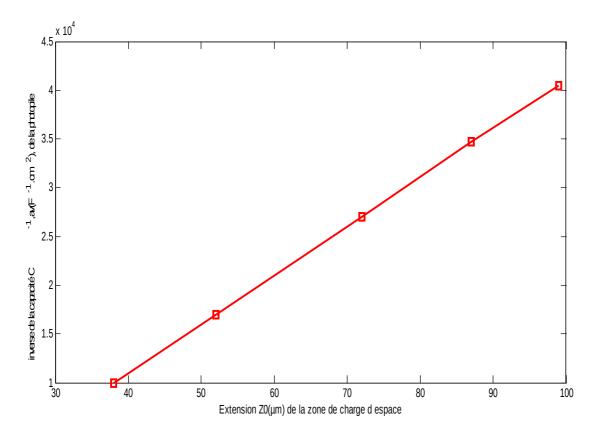


Figure 84:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grains varie.

H=0,03cm; g=0,003 cm; Kl=6 cm⁻²/MeV; Φ =80 MeV.

Cette courbe sur la figure (84) de la capacité de diffusion est une fonction linéaire de l'extension de la zone de charge d'espace de la photopile, dont la pente est strictement positive. Ce qui montre que la capacité de diffusion croît avec l'extension de la zone de charge d'espace.

IV-3-8-Effet de l'énergie d'irradiation Φ sur la densité relative

L'influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'énergie d'irradiation est montrée, nous nous proposons de voir à présent l'effet du coefficient de dommage sur la densité relative des porteurs de charges minoritaires.

Ainsi, nous considérons que la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et l'énergie d'irradiation sont constantes. Cette cellule sous illumination invariable est éclairée par la face avant.

La figure (85) traduit l'effet du coefficient de dommage sur la densité relative en fonction de la profondeur z d'une photopile éclairée par la face avant.

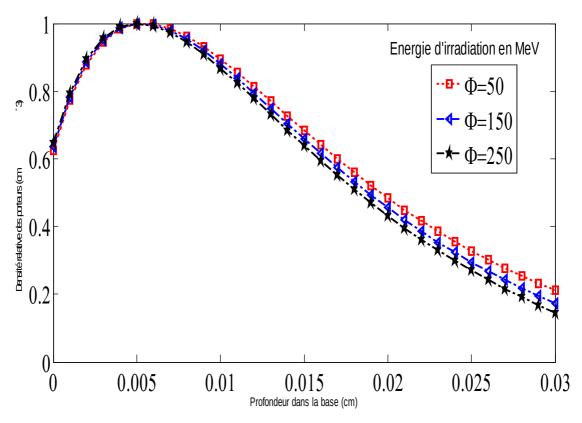


Figure 85:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0,0005cm et pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation.

 $Sf_i=5.10^5$ cm/s; $Sgb=4.5*10^6$ cm/s; H=0.03 cm; Kl=10.5 cm⁻²/MeV; $\tau=10^{-5}$ s.

La figure (85) nous montre l'influence de l'énergie d'irradiation avec la réduction de la mobilité des porteurs de charges au niveau de la jonction et une diminution de la densité relative des porteurs. Cela confirme nos résultats précédents mais nous avons ici pour l'éclairement par la face avant un déplacement du maximum de porteurs de charges vers la base.

IV-3-9-Effet de l'énergie d'irradiation sur l'extension $\mathbf{Z}_{0,av}$ de la zone de charge d'espace \mathbf{ZCE}

Le tableau 5 donne les résultats de la détermination de $Z_{0,av}(Sf,g,S_{gb},Kl,\Phi)$ lorsque le coefficient de dommage Kl varie.

Tableau 5: Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace **Z0**, av (cm) pour quatre énergies d'irradiation et pour un éclairement par la face avant de la photopile, $H=300\mu m$; g=0,003 cm; Sgb=224 cm/s; Kl=6 cm⁻²/MeV; $Sf_i=5.10^5$ cm/s.

$\phi \ (MeV)$	$Z_{0,av} \ (\mu . m)$	$egin{pmatrix} oldsymbol{V}_{ph} \ oldsymbol{(V)} \end{pmatrix}$	$E_{ZCE, av} \ \left(V . m^{-1} \right)$	$\binom{C_{av}}{(n.F.cm^{-2})}$	$\delta \atop \left(10^{14} cm^{-3}\right)$
20	56	0,4992	8914	190000	3,124
80	60	0,4992	8320	154000	2,7337
160	62	0,4992	8052	135000	2,2168
240	66	0,4992	7564	100000	1,6345

Avec une phototension constante qui est égale à 0,4992 V en $Z_{0,av}(\Phi)$, l'extension de la zone de charge d'espace diminue et que la capacité de diffusion de la photopile augmente en fonction de l'énergie d'irradiation Φ .

Nous avons donc les mauvaises photopiles quand le coefficient de dommage est élevé.

Ezce est le champ électrique accélérateur des particules.

On voit qu'il augmente en mesure que le coefficient de dommage croît.

Ainsi, à partir du tableau ci-dessus, nous montrons à la figure (86) ci-dessous le profil de l'inverse de la capacité de la photopile en fonction de l'extension de la zone de charge d'espace $Z_{0,av}(Kl)$:

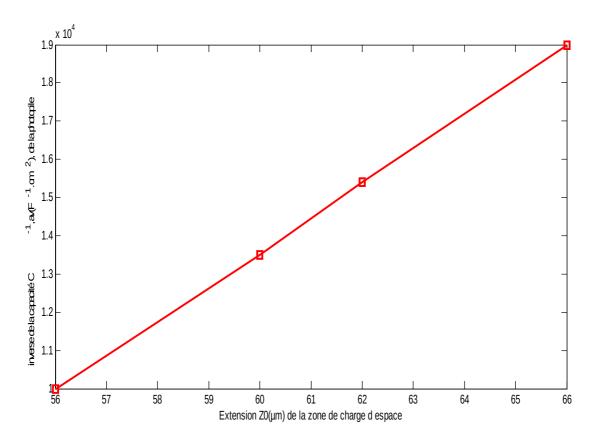


Figure 86:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque l'énergie d'irradiation varie.

H=0,03cm; g=0,003 cm; Sgb=224 cm.s⁻¹; Kl=6 cm⁻²/MeV.

Nous avons vu en amont que lorsque la photopile est éclairée par une lumière polychromatique, il y'a stockage de charges de signes opposés de part et d'autre de la jonction et un élargissement de la zone de charge d'espace. Ainsi, cette jonction est assimilable à un condensateur plan dont le déplacement des armatures produit une densité de courant. Ce déplacement est relatif au point de fonctionnement et à la variation du point de densité maximum des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base.

Ainsi, il apparaît (sur la figure 86) qu'une augmentation de l'énergie d'irradiation induit une augmentation de la zone de charge d'espace quand bien même celle-ci évoluant avec une diminution de la capacité de diffusion.

IV-3-10-Effet du coefficient de dommage Kl sur la densité relative

Nous pouvons aussi illustrer sur la figure (87) suivante le profil de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur z pour différentes valeurs coefficients de dommage. Pour ce faire, nous allons fixer la vitesse de recombinaison aux joints de grain, la taille de grain et l'énergie d'irradiation.

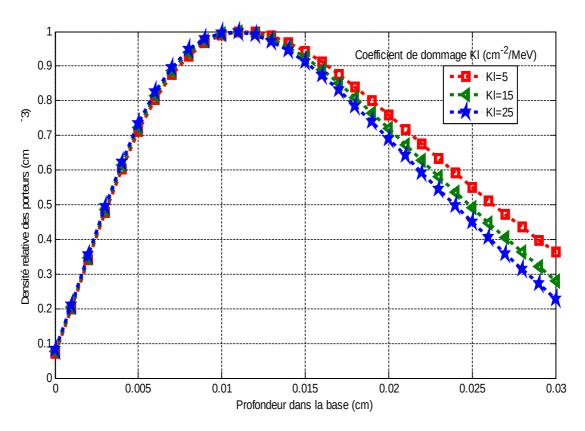


Figure 87:Densité relative des porteurs en fonction de la profondeur z dans la base pour une taille de grain g = 0.0005cm et pour différentes valeurs de coefficients de dommage.

Sf_i=5.10⁵ cm/s; Sgb=4,5*10⁶ cm/s; H=0,03 cm; Φ =20MeV; τ =10⁻⁵ s.

Sur la figure (87) ci-dessus, nous constatons que l'élargissement de la zone de charge d'espace croit lorsque le coefficient de dommage augmente.

En effet, une des conséquences du coefficient de dommage Kl est de réduire la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base. D'où une extension de la zone de charge d'espace jusqu'à sa valeur limite qui correspond l'élargissement de cette dernière lorsque la photopile fonctionne en court-circuit. Car pour ce régime de fonctionnement la traversée des porteurs de charges minoritaires au niveau de la jonction induit un élargissement important de la zone de charge d'espace.

Par ailleurs, en analysant l'effet du coefficient de dommage, nous constatons qu'il y'a une légère réduction de la zone de charge d'espace lorsque le coefficient de dommage diminue. Ainsi, indépendamment de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation et de la taille de grain, l'épaisseur de la zone de charge d'espace évolue dans le même sens que le coefficient de dommage.

IV-3-11-Effet du coefficient dommage Kl sur l'extension $\mathbf{Z}_{0,av}$ de la zone de charge d'espace \mathbf{ZCE}

Ainsi, nous donnons sur le tableau (6) suivant dans lequel nous présentons les différentes valeurs de la capacité de diffusion de la photopile obtenues pour différentes valeurs du coefficient de dommage lorsque nous supposons que la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et l'énergie d'irradiation sont constantes.

Tableau 6:Quelques valeurs de la capacité et de l'extension de la zone de charge d'espace Z0, av (cm) pour quatre coefficients de dommage et pour un éclairement par la face avant de la photopile, $H=300\mu m$; g=0.003 cm; Sgb=56 cm/s; $\Phi=80$ MeV; $Sf_j=5.10^5$ cm/s.

Kl (cm^{-2}/MeV)	$Z_{0,av} \ (\mu.m)$	$egin{pmatrix} oldsymbol{V}_{ph} \ oldsymbol{(V)} \end{pmatrix}$	$E_{ZCE,av} \ \left(V.m^{-1} ight)$	$C_{av} \ (n.F.cm^{-2})$	$\delta \atop \left(10^{14} cm^{-3}\right)$
1,5	81	0,4992	6163	190000	3,1309
6	83	0,4992	6014	180000	2,9422
9	85	0,4992	5872	160000	2,7908
13,5	89	0,4992	5609	150000	2,449

Le tableau 6 montre que:

- l'augmentation du coefficient de dommage entraîne l'augmentation de l'extension de la zone de charge d'espace et une diminution de la densité des porteurs de charges minoritaires et de la capacité de diffusion de la photopile.
- la phototension est constante en $Z_{0.av}$.

Toutefois, nous pouvons procéder à la tracée de la courbe d'inverse de capacité de diffusion de la photopile en fonction de l'extension de la zone de charge d'espace (figure 88).

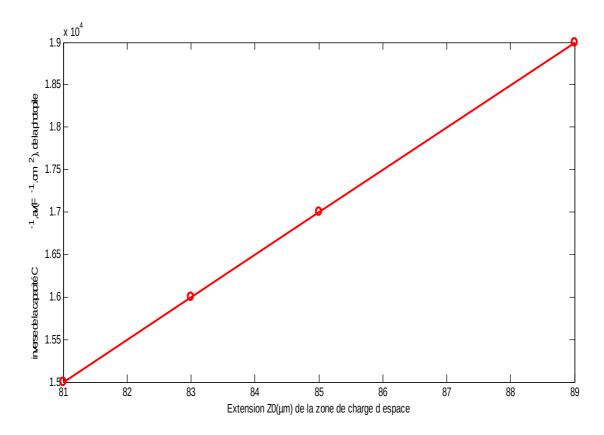


Figure 88:Inverse de la capacité de la photopile en circuit ouvert en fonction de l'extension Z0,av (cm) de la zone de charge d'espace, lorsque le coefficient de dommage varie.

H=0,03cm; g=0,003 cm; Sgb=56 cm.s⁻¹; Φ=80 MeV.

Sur la figure (88) ci-dessus, nous remarquons que contrairement à la taille de grain, une augmentation du coefficient de dommage entraîne une augmentation de la zone de charge d'espace lorsque celle-ci évolue en court-circuit.

Conclusion

Une technique de détermination de la capacité de diffusion de la photopile a été exposée.

En ne tenant pas compte de l'épaisseur de la zone de charge d'espace, cette méthode donne la distribution des porteurs de charges minoritaires à la jonction.

Elle montre que :

- > pour une photopile donnée :
- les porteurs de charges minoritaires sont plus présents à la jonction en situation de circuit-ouvert qu'en court-circuit.
- l'augmentation de l'irradiation (Kl, Φ) est synonyme de moins de porteurs de charges minoritaires à la jonction.
- l'augmentation des vitesses de recombinaisons aux joints de grain et de l'irradiation

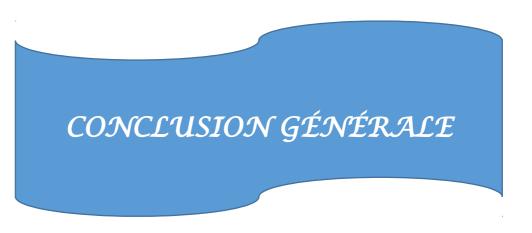
entraîne une réduction tandis que l'augmentation de la taille de grain un accroissement de la capacité de diffusion de la photopile.

L'étude des densités relatives des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base, introduit l'extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge d'espace.

L'extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge d'espace caractérise le point de fonctionnement en circuit-ouvert de la photopile et de sa qualité.

En effet:

- \checkmark les grandes vitesses de recombinaison aux joints de grain donnent une extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge d'espace ZCE élevée et une faible capacité de diffusion de la photopile.
- \checkmark les grandes tailles de grain sont propres aux photopiles d'extension $Z_{0,av}$ faible et des capacités des photopiles élevées.
- ✓ pour une même photopile, l'augmentation de l'irradiation entraîne une diminution de la capacité de diffusion de la photopile et un accroissement de l'extension de la zone de charge d'espace.



Conclusion générale

Nous avons présenté dans ce travail l'étude d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sous éclairement multi spectral et sous irradiation et une modélisation des effets des joints de grains, de la concentration des dislocations et des formes des grains des photopiles.

L'étude de la densité de porteurs de charges minoritaires, de la densité de courant, de la phototension, de la caractéristique (courant-tension), du courant de diode, et de la puissance électrique est effectuée dans un premier temps pour l'éclairement de la face avant.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié des vitesses de recombinaison intrinsèque à la jonction et en face arrière, et des résistances série et shunt pour l'éclairement de la face avant.

Ce travail a aussi traité la capacité de diffusion de la photopile bifaciale et la densité relative des porteurs de charges minoritaires au dernier chapitre.

Pour la plupart des grandeurs étudiées, nous avons fait ressortir non seulement l'effet de la profondeur dans la base, de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'énergie d'irradiation mais aussi celui du coefficient de dommage et de la vitesse de recombinaison à la jonction.

Les grandeurs électriques que sont la densité de courant, la phototension, la puissance ont été tracées en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf. Les courbes montrent que les grandes tailles de grain donnent des densités de courants et des photo tensions élevées. Ceci étant l'effet contraire des vitesses de recombinaison aux joints de grain.

Les caractéristiques (courant-tension) et la puissance de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes tailles de grain et d'activités électriques non identiques aux joints de grain ont été illustrées.

Nous pouvons à partir de cette étude tirer la conclusion suivante:

- ✔ Plus la taille de grain est petit, plus les recombinaisons aux joints de grain sont importantes, moins la photopile polycristalline à jonction horizontale est de bonne qualité.
- ✓ Il ressort que les dégradations causées dépendent bien sûr du coefficient de dommage qui les amplifie et de l'énergie d'irradiations ; pour l'énergie d'irradiation, il semble que son effet est surtout marqué au-delà d'un seuil d'environ 10 MeV. A partir de ce seuil, les effets sont exacerbés.
- ✓ La variation de la vitesse de recombinaison à la jonction a permis de montrer comment la photopile réagit pour pratiquement chaque point de fonctionnement; pour la vitesse

de recombinaison en face arrière, on a pu montrer comment les différentes pertes en face arrière pouvaient influencer les paramètres de fonctionnement de la photopile bifaciale.

Ce travail a traité la capacité de diffusion de la photopile bifaciale au dernier chapitre où deux méthodes sont exposées.

- ◆ D'après la première technique, la capacité de diffusion de la photopile à la jonction en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf, établit l'existence d'une capacité transitoire de la photopile pouvant être obtenue par variation du point de fonctionnement de la photopile. La distribution des porteurs de charges minoritaires à la jonction en ne tenant pas compte de l'épaisseur de la zone de charge d'espace, est expliquée par la capacité de diffusion de la photopile. Les vitesses de recombinaison aux joints de grain, des énergies d'irradiations et des coefficients de dommage croissants, donnent des capacités de diffusion faibles alors que les grandes tailles de grain correspondent aux capacités élevées.
- La deuxième méthode d'étudier la capacité de diffusion de la photopile est basée sur l'extensionZ_{0,av} de la zone de charge d'espace de la photopile. Cette extension est introduite à l'aide des densités relatives des porteurs de charges minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base. Pour les quatre paramètres considérés, la capacité de diffusion de la photopile dépend de la taille de grain g, des vitesses de recombinaison aux joints Sgb, de l'énergie d'irradiation φ et du coefficient de dommage Kl. Le tracé de l'inverse de la capacité de la photopile en fonction de l'extension Z_{0,av} de la zone de charge d'espace montre que la jonction a les caractéristiques d'un condensateur plan.

Les résultats obtenues au cours de cette étude suscitent plusieurs questions. Les perspectives qui s'offrent alors portent essentiellement sur:

- la contribution de l'émetteur et de la zone de charge d'espace
- l'étude sur les deux modes d'éclairement (face arrière et les deux faces simultanées)
- l'étude en régime dynamique (transitoire ou fréquentiel)
- l'effet d'un champ électrique de polarisation
- l'effet d'un champ magnétique
- l'effet de la fréquence sur la photopile au silicium.

L'aspect expérimental pourrait avantageusement compléter et confirmer cette étude de l'effet de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain, de l'irradiation, du champ magnétique et de la fréquence sur la photopile bifaciale.



Références bibliographiques:



INTRODUCTION GÉNÉRALE

[1] OBSERV'ER. Baromètre du Solaire Photovoltaïque, Systèmes Solaires, Avril 2004, N°160, pp.60-83.

[2] S.K. SHARMA, S.N. SINGH, B.C. CHAKRAVARTY, and B.K. DAS.

"Detennination of minority-carrier diffusion length in a p-silicon wafer by photocurrent generation method".

J. Appl. Phys. 60 (10), nov. 1986 pp. 3550-3552.

[3] G.C. JAIN, S.N. SINGH and R.K. KOTNALA.

"Diffusion length determination in n+-p-p+ structure based silicon solar cells from the intensity dependence of the short-circuit CUITent for illumination from the p+ side", Solar Cells, 8 (1983), pp.239-248.

[4] DANIEL. L. MEIER, JEONG-MO HWANG, ROBERT B. CAMPBELL

I.E.E.E Transactions on Electron Devices,

Vol.ED-35, No.1, 1988,pp.70-78.

[5] I. LY, O.H. LEMRABOTT, B. DIENG, I. GAYE, S. GUEYE, M.S. DIOUF And G. SISSOKO.(2012)

Techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur validité d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sous éclairement multi spectral constant en régime statique.

Revue des Energies Renouvelables Vol. 15 N°2 pp187 – 206.

http://www.cder.dz

[6] N. DIEME, B. SEIBOU, El M.A.O. MOUJTABA, I. GAYE and G. SISSOKO. (2015).

Thermal Behavior of a Parallel Vertical Junction in Silicon Photocell Diet by Static Study of the Series and Shunt Resistors under the Effect of Temperature.

International Journal of Innovative Science, Engineering & Technology. Vol 2. Issue 1, pp. 433-437.

http://ijiset.com/vol2/v2s1/IJISET_V2_I1_63.pdf

[7] M.M. DIONE, H.Ly DIALLO, M.WADE, I.LY, M.THIAME, F.TOURE, A. Gueye CAMARA, N. DIEME, Z. Nouhou BAKO, S.MBODJI, F.I. BARRO, G. SISSOKO:

Determination of the Shunt and Series Resistances of a Vertical Multijunction Solar Cell under Constant Multispectral Light

Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 1 CV.3.6(2011), pp. 250 – 254.

http://www.eupvsec-proceedings.com

[8] S. NDOYE, M. NDIAYE, A. DIAO, M.M. DIONE, D. DIARISSO, A.O.N.BAMA, I. LY, G. SOW, A.S. MAIGA, A. FOULANI, F.I. BARRO, G. SISSOKO;

Modelling and Simuling the Powering System of a Base Transmitter Station with a Standalone Photovoltaic Generator

Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition / 5th World Conference on Photovoltaic Energy (2010), pp. 5208 – 5211.

[9] M. NDIAYE, A. DIAO, M. THIAME, M.M. DIONE, H. Ly DIALLO, M. L. SAMB, I. LY, C. GASSAMA, S. MBODJI, F.I. BARRO, G. SISSOKO

3D Approach for a Modelling Study of the Diffusion Capacitance's Efficiency of the Solar Cell

Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition / 5th World Conference on Photovoltaic Energy (2010), pp. 484–487.

[10] S. MBODJI, H. LY.DIALLO, I.LY, A.DIOUM, I.F.BARRO and G. SISSOKO; Equivalent Electric circuit of a bifacial solar cell in transient state under Constant magnetic field

Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference (2006), pp. 447–450.

[11] W.C. BENMOUSSA, S. AMARA et A. ZERGA

Optimisation du rendement d'une photopile

Revue des Energies Renouvelables ICRESD-07 Tlemcen (2007) pp. 301 – 306

[12] R. J. WALTERS and G. P. SUMMERS

Space Radiation Effects in Advanced Solar Cell Materials and Devices

Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 692

4 CHAPITRE I:

[I-1] Analyse par simulation Monte Carlo de la sensibilité aux aléas logiques des mémoires SRAM soumises à un environnement protonique spatial ou neutronique terrestre.

Damien LAMBERT Thèse soutenue le 07 Juillet 2006, Université Montpellier II.

[I-2] FRANÇOIS BEHOUNEK,

Recherche sur l'électricité et la radioactivité de l'atmosphère au SPITZBERG.

Journal de Physique et le Radium. Série VI-N°4-Avril 1927.

[I-3] Bernd HEBER,

Christian-Albrechts-Universität Kiel, Germany

SH-1 and SH-2 31st International Cosmic Ray Conference. 7-15 July 2009

[I-4] D. F. SMART* and M. A. SHEAT

Solar Proton Events During the Past Three Solar Cycles

Journal of Spacecraft and Rockets, Volume 26, Number 6, November-December 1989, Pages 403-415

[I-5] J. C. BOUDENOT.

L'Environnement Spatial. Collection « Que sais-je? »

Ed. Presses universitaires de France, 1995.

[**I-6**] M. MOLDWIN.

An Introduction to Space Weather,

Cambridge University Press, pp.1-21 (2008) ISBN 9780521711128.

[I-7] IMAGINOVA, 2005. http://www.space.com/

[I-8] R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE, R. M. WALKER.

Nuclear Tracks in Solids – Principles and applications.

University of California Press Berkeley-Los Angeles-London, Vol.100, No 1 pp.626, 1975.

[I-9] J. BARTH

Modeling Space Radiation Environments, IEE Nuclear and Space Radiation Effects,

Conference Short Course, Snowmass, Colorado, 1997.

[I-10] J. K. HARGREAVES.

The solar-terrestrial environment: An introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere,

Cambridge University Press, pp.1-50, 1992 ISBN 9780521327480.

[I-11] W. N. HESS

The Radiation Belt and the Magnetospher,

Vol., ed. Blaisdell Publ. Co., 1968

[I-12] Evaluation de la probabilité des aléas logiques induits par les neutrons atmosphériques dans le silicium des SRAM.

C. VIAL Thèse, Université Montpellier II, Octobre 1998.

[I-13] K. O'BRIEN.

The Natural Radiation Environnement.

Report N°720805-P1, United States Department of Energy, p. 15, 1971.

[I-14] K. O'BRIEN

The Natural Radiation Environnement

Report N°EML-338, United States Department of Energy, 1978.

[**I-15**] **E. NORMAND**.

Single Event Upsets at ground level.

IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-43, N°6, décembre 1996.

[I-16] A. TABER, E. NORMAND.

Single event upset in avionics.

IEEE Trans. Nucl. Sci., vol ns-40, no. 2, pp. 120-126, 1993.

[I-17] Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement désertée très largement submicroniques dans l'environnement radiatif terrestre

G. GASIOT Thèse, université Bordeaux I, Juin 2004.

[I-18] J. BOCH, F. SAIGNE, R. D. SCHRIMPF, J. R. VAILLE, L. DUSSEAU, E. LORFEVRE, C. CHATRY.

Estimation of low dose rate degradation on bipolar linear integrated circuits using switching experiments.

IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 52, pp.2616-2621, 2005.

[I-19] J. BOCH, F. SAIGNE, R. D. SCHRIMPF, J. R. VAILLE, L. DUSSEAU, E. LORFEVRE.

Physical Model for Low Dose Rate effect in bipolar devices.

IEEE Transactions on Nuclear science, vol. 53, pp. 3655-3660, 2006.

[I-20] K. INIEWSKI.

Radiation effects in semiconductors,

CRC Press, Vol.7928, 2011, ISBN 978-1-4419-6017-7.

[I-21] G.M. GRIGORIEVA, M.B. KAGAN, V.A. LETIN, V.P. NADOROV.

Effects from large solar proton events on performance of space solar arrays in geostationary orbit environment.

17th european Photovoltaic Solar Energy Conference (2001), pp. 1043-1046.

[I-22] H. W. KRANER.

Radiation damage in silicon detectors. 2nd Pisa Meeting on advanced detector, Grosetto, Italy, June 3-7, 1983.

[I-23] G-H. SHIN, K-S RYU, H-M KIM, K-W MIN.

Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar cells. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 52, No. 3, march 2008, pp. 843-847

[I-24] R.J. WALTERS, S.R. MESSENGER, G.P. SUMMERS, A.W. BETT, F. DIMROTH, C. BAUR, M. MEUSEL, T. TAKAMOTO, T. AGUI, M. IMAIZUMI, S. MATSUDA.

Radiation response analysis of triple junction InGaP/InGaAs/Ge solar cells.

17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, pp. 2251-2254, 2001

[I-25] K. WEINERT, U. RAU, A. JASENEK, H. W. SCHOCK, AND J. H. WERNER. Analysis and modeling of electron and proton irradiation effects in Cu(In,Ga)Se2solar cells. 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2001), pp. 2167-2170

[I-26] R. J. WALTERS, S.R. MESSENGER, G.P. SUMMERS, A. JASENEK, H. W. SCHOCK, U. RAU, J. NOCERINO, K. REINHARDT, J. TRINGE (bis).

Displacement damage dose analysis of proton irradiated CIGS solar cells on flexible substrates. 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2001), pp. 2255-2258, 2001.

[I-27] Saïdou MADOUGOU, Mohamadou KAKA and Gregoire SISSOKO

Silicon solar cells: recombination and electrical parameters.

Solar Energy, Book edited by: Radu D. Rugescu, ISBN 978-953-307-052-0, pp. 432, February 2010.

[I-28] C. CHAUSSIN. G. HILLY.

«Métallurgie Tome 1 Alliages: Ed. Dunod » 1996, p.87.

[I-29] W. SHOCKLEY,

"Imperfections in nearly perfect crystals", edited by John Wiley & Sons,

Inc., New York (1952) pp. 261-289.

[I-30] F. SEITZ,

Prismatic Dislocations and Prismatic Punching in Crystals

Phys. Rev., vol. 79, Issu 4, 723 (1950).

[I-31] W. BOLLMAN,

«Cristal defects and crystalline interfaces»,

adeted by Springer- Verlag, Berlin (1970)

[I-32] W BOLLMAN,

"Crystal deffeets and crystalline interfaces", edited by Springer-Verlag,

Berlin 1970, p. 125

[I-33] L. PRIESTER

Approche géométrique des joints de grain. Intérêt et limite

Rev. J. Appl. Phys. (Paris) 15,789-830 (1980)

[I-34] N. HONMA, C. MUNUKATA,

Sample thickness dependence of minority carrier liftime measured using an ac photovoltaic method

Japanese journal of applied physics, Vol. 26, No 12, Dec. (1987) pp. 2033-2036

[I-35] N. HONMA, C. MUNUKATA, and H. SHIMIZU JAP

Calibration of minority carrier liftimes measured with an ac photovoltaic method Japanese journal of applied physics, Vol.127, No 7, July (1988) pp. 1322-1326

[I-36] C. H. SEAGER and D. S. GINLEY,

Passivation of Grain Boundaries in Polycrystalline Silicon

Journal Appl. Phys. LeU. Vol 34, No 5, pp. 337, (1973)

http://doi.org/10.1063/1.90779

[I-37] A. JAKUBOWICZ.

Theory of the measurement of the lifetime underthe electron microscope with sweeping in asemiconductor containing a defect localised: Transitory analyss.

J Appl. Phys. 58 (4), 15 August 1985.

http://dx.doi.org/10.1063/1.336080

[I-38] N. INOUE, C. W. WILMSEN and K. A. JONES:

The effects of intragain defects on the local photoresponse of polycrystalline silicon solar cells, 3 (1) pp. 35-43 (1981)

[I-39] G. SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORRÉA, I. GAYE, A. L. NDIAYE.

Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell.

World Renewable Energy Congress, vol 3, pp.1487-1490, 1996.

[I-40] H. L. DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME, G. SISSOKO

New approach of both junction and back surface recombination velocity in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell.

Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, pp. 203–211 (2008)

[I-41] H. LY DIALLO, I. LY, M. ZOUGRANA, NZONZOLO, I. F. BARRO,

'3D modelling of polycrystalline silicon solar cell under white bias light: effect of grain size and grain boundary on recombinaison parameters'

21th European photovoltaic solar energy conference and exhibition Germany (2006)

[I-42] H.El GHITANI and MARTINUZZI,

Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells:

I. Model

J. Appl. Phys. Vol 66, N^o 4, 15 August 1989, pp. 1723-1726.

[I-43] J. DUGAS

3 D Modelling of a Reverse Cell Made with improved Multicrystalline Silicon Wafers,

Solar Energy Materials and Solar Cells, Vol.32,No 1, pp.71-88, 1994.

[I-44] Y. ISHIKAWA, Y. YAMAMOTO, T. HATAYAMA, Y. URAOKA, and T. FUYUKI

Quasi three-dimensional simulation for thin film polycrystalline,

Presented at 28th IEEE PVSC, 15-22 Sept., 2000, Anchorage, USA.

[I-45] M.C HALDER and T.R. WILLIAMS

'Grain boundary effects in polycrystalline Silicon Solar Cells I. Solution of the three-

Dimensional diffusion equation by the Green's function method'

Solar Cells, Vol 8, Nº 3 (1983) pp. 201-223.

[I-46] C. A. DIMITRIADIS,

Short-circuit current of polycrystalline silicon solar cells with respect to grain size and grain-boundary recombination velocity

J. Appl. Phys. 59 (2), pp. 660-662, 15 January 1986.

[I-47] J. J. LIOU, F. A. LINDHOLM,

"I-V Characteristics for Bifacial Silicon Solar Cell under a Magnetic Field",

J. Appl. Phys., 64, (3), 1 August 1988, pp. 1249-1252.

[I-48] S. MADOUGOU, NZONZOLO, S. MBODJI, F. I. BARRO, G. SISSOKO

Bifacial silicon solar cell space region width determination by a study in modelling: Effect of the magnetic field.

Journal des Sciences (2004), Vol 4, Nº 3, pp. 116-123.

[I-49] G. SISSOKO, B. DIENG, A. CORREA, M. ADJ and D. AZILINON,

Silicon Solar Cell Space Charge Region Width Determination by Modelling Study,

Proceeding of the World Renewable Energy Conference and Exhibition, vol 3,(1998), pp. 1852-1855.

[I-50] CIJORA YARNT and DOV FROMMAN-BENTCHKOWSKY

Capacitance voltage characterizacion of poly si-sio2.si Structure,

Hebrew university, Jerusalem. Israel. february 1979.

[**I-51**] G. SISSOKO

Fascicule d'exercice d'électricité MP-PC Première année. UCAD.

[I-52] M. RODOT, A. KATTY

Workshop on planning of network projects in materials science and solar energy.

ARUSCHA (Tanzania), pp 1-22, Nov.21-26, 1988.

4 CHAPITRE II

[II-1] THONGPRON, K. KIRTIKARA and C. JIVACATE

A method of determination of dynamic resistance of photovoltaic modules under,

Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 90, Issue 18 (2006) pp: 3078-3084.

[II-2] M A GREEN

Solar Cells: Operating Principles, Technology and System Applications" (Prentice-Hall, New Jersey, 1992; Reprinted 1999).

[II-3] Z. BENMOHAMED, M. REMRAM et A. LAUGIER

Influence des Couches Antireflets sur les Performances d'une Cellule Solaire au Silicium Multicristallin

Rev. Energ. Ren.: Valorisation (1999), pp. 43-46

[II-4] K. MISIAKOS, C. H. Wang, A. NEUGROSCHEL, and F. A. LINDHOLM,

Simultaneous extraction of minority-carrier transport parameters in crystalline semiconductors by lateral photocurrent.

J.Appl. Phys. 67 (1), (1990) 321-333

[II-5] G. C. JAIN, S. N. SINGH and R. KOTNALA

"Diffusion Length Determination In n+ p p+ Structure Based Silicon Solar Cells From the Intensity Dependence of the Short Circuit CUITent for Illumination from the p+ Side" SolarCells 8 239-48, 1983

[II-6] S. K. SHARMA, S. N. SINGH, B. C. CHAKRAVARTY and B. K. DAS

"Determination of Minority Carrier Diffusion Length in p-Silicon Wafer By PhotocuITent Generation Method"

Journal. App!. Phys. 60 (10) pp. 3550-52, 1986

[II-7] Daniel L. MEIER., leong-Mo HWANG and Robell B. CAMPBELL

"The Effect of Doping Density and Injection Level on Minority-Carrier Liftime as Applied to Bifacial Dendritic Web Silicon Solar Cells"

I.E.E.E. Transactions 011 Electron Deviees, Vol. E.D.-35, nOl, pp. 70-79 lanuary 1988.

[II-8] A. LUQUE, 1.M. RUIZ, A. CUEVAS, 1. EGUREN, 1. SANGRADOR 1.M. AGOST GOMEI, G. SALA, 1. DEL ALAMO.

"Static Concentrated Array With Double Side IIIuminated Solar Cell"

Energia Solare e Nuove Prospettive. Comples., Conferenza Intrenazionale., Milano, lTALIA, Vol. 1, pp 421-429 1980

[II-9] M. RODOT, A. KATTY

Workshop on planning of network projects in materials science and solar energy. ARUSCHA (Tanzania), pp 1-22, Nov.21-26, 1988

[II-10] F. I. BARRO, S. MBODJI, A. L. NDIAYE, I. ZERBO, S. MADOUGOU, F. ZOUGMORE and G. SISSOKO.

Bulk and Surface Parameters Determination by a Transient Study of Bifacial Silicon Solar Cell under constant White Bias Light;

Proceedings of 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2004), pp 262-265

[II-11] http://www.sciences.univ-nantes.fr/physique/recherche/lamp/fr/photop/part3.pdf (Consulté au mois d'octobre 2008)

[II-12] 'Modélisation mono et bidimensionnelle des phénomènes électrostatiques dans le silicium polycristalline petits grains: application à l'effet de champ dans une structure mos,

Hervé LHERMITE <u>Thèse de Physique</u>, <u>Université de Rennes I</u>, 1988, n°193.

[II-13]'Modélisation d'une photopile bifaciale au silicium: méthode de détermination des paramètres de recombinaison',

E. NANEMA, Thèse de 3ème Cycle, UCAD, Dakar, Sénégal, 1996.

[II-14] J. DUGAS and J. OUALID

3D-Modelling of polycrystalline silicon solar cells

Revue Phys. Appl, Vol. 22. pp 677-685, (1987)

[II-15] H. EL GHITANI and S. MARTINUZZI,

'Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells, I. Model',

J. Appl. Phys., Vol. 66, No. 4, (1989), pp. 1717-1726

[II-16] JOZÉ FURLAN and SLAVKO AMON,

Approximation of the carrier generation rate in illuminated silicon, Solid State Electronics, Vol.28, No.12, pp.1241-1243,

[II-17] S. NOOR MOHAMMAD.

An alternative method for the performance analysis of silicium solar cells,

J. Appl. phys. Vol.61, No 2, (1987) pp 767-772.

[II-18] J. FURLAN, and S. AMON,

Approximation of the carrier generation rate in illuminated silicon.

Solid State Electron, 28 (1985) 1241–43.

[II-19] J. OUALID, C. M. SINGAL

Influence of illumination on the grain boundaries recombination velocity in silicon

J. Appl. Phys. 55(4), 15 feb. (1984), pp 1195-1205

[II-20] M.C. HALDER and T.R. WILLIAMS

'Grain boundary effects in polycrystalline Silicon Solar Cells I. Solution of the three-

Dimensional diffusion equation by the Green's function method'

Solar Cells, Vol 8, Nº 3 (1983) pp. 201-223.

[II-21] NZONZOLO, LILONGA-BOYENGA, D., MABIKA, C. N. and SISSOKO, G.(2016)

Two-Dimensional Finite Element Method Analysis Effect of the Recombination Velocity at the Grain Boundaries on the Characteristics of a Polycrystalline Silicon Solar Cell.

Circuits and Systems, 7, 4186-4200.

http://dx.doi.org/10.4236/cs.2016.713344

[II-22] S. R. DHARIWAL

Photocurrent and photovoltage from polycrystalline p-n junction solar cells Solar Cells, Vol. 25, pp 223-233, (1988)

[II-23] Y. L. B. BOCANDE, A. CORREA, I. GAYE, M. L. SOW and G. SiSSOKO

Bulk and surfaces parameters determination in high efficiency Si solar cells. Renewable Energy, vol 5, part III, pp. 1698-1700, (1994)-Pergamon, 0960-1481

[II-24] 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", Phys.

J. Appl. Phys. 42, (2008) pp. 203-211

[II-25] B.H. ROSE and H.T. WEAVER,

Determination of effective surface recombination velocity and minority carrier lifetime in high-efficiency Si solar cells",

J. Appl. Phys. 54 (1983), 238-247.

[II-26] G. SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORRÉA, I. GAYE, A. L. NDIAYE.

Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell.

World Renewable Energy Congress, vol 3, pp.1487-1490, 1996.

[II-27] ADEL BEN ARAB,

Photovoltaic properties and high efficiency of preferentially doped polysilicon solar cells Solid-State Electronics, Vol. 38, N°8, (1995) Pp 1441-1447

[II-28] S. C. JAIN

The effective lifetime in semicrystalline silicon Solar Cells,

Vol. 9, pp 345-352, (1983).

[II-29] H. W. KRANER.

Radiation damage in silicon detectors.2nd Pisa Meeting on advanced detector, Grosetto, Italy, June 3-7, 1983.

[II-30] << Diffusion and Defect Data >>, Trans. Tech. Publications,

Vol.8, Aedermannsdorf, Suisse (1973).

[II-31] H. SHIMIZU, K. KINAMERY, N. HONMA and CHUSUKE MUNAKATA JAPANESE,

Determination of Surface Charge and Interface Trap Densities in Naturally Oxidize n-type Si Wafers Using ae Surface Photovoltages,

Journal of applied physics, vol.26, no.12, December, 1987, pp. 2033-2036.

CHAPITRE III

[III-1] Alain RICOUD,

Presses polytechniques et universitaires romandes, Photopiles solaires 1997.

[III-2] G. SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORRÉA, I. GAYE, A. L. NDIAYE.

Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell. World Renewable Energy Congress, vol 3, pp.1487-1490, 1996.

[III-3] Y. L. B. BOCANDE, A. CORRÉA, I. GAYE, M. L. SOW and G. SISSOKO

Bulk and surfaces parameters determination in high efficiency Si solar cells. Renewable Energy, vol 5, part III, pp. 1698-1700, (1994)-Pergamon, 0960-1481

[III-4] H. L. DIALLO, A. S. MAÏGA, 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", Phys.

J. Appl. Phys. 42, (2008) pp. 203-211

[III-5] M. M. DIONE, H. LY. DIALLO, M. WADE, I. LY, M.THIAME, F.TOURE, A. GUEYE CAMARA, N. DIEME, Z. NOUHOU BAKO, S. MBODJI, F. I. BARRO, G. SISSOKO:

Determination of the shunt and series resistances of a vertical multijunction solar cell under constant multispectral light

26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 5-9 September 2011 1 CV.3.6(2011), pp. 250 – 254.

http://www.eupvsec-proceedings.com

[III-6] S. MBODJI, I. LY, H. L. DIALLO, M.M. DIONE, O. DIASSE, G. SISSOKO.

Modeling study of n+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombination velocity (Sf).

Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, 4(1): 1-7, 2012

[III-7] H. LY. DIALLO, B. DIENG, I. LY, M.M. DIONE, M. NDIAYE, O. H. LEMRABOTT, Z. N. BAKO, A. WEREME and G. SISSOKO

Determination of the recombination and electrical parameters of a vertical multijunction silicon solar cell

Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 4(16);pp: 2626-2631.Maxwell Scientific Organization, 2012.

[III-8] G. SISSOKO, B. DIENG, A. CORREA, M. ADJ and D. AZILINON,

Silicon Solar Cell Space Charge Region Width Determination by Modelling Study,

Proceeding of the World Renewable Energy Conference and Exhibition, vol 3,(1998), pp. 1852-1855.

[III-9] JEAN-PIERRE CHARLES, AHMED HADDI, ALAIN MAOUAD HAZRI BAKHTIAR, ABDELLATIF ZERGA, ALAIN HOFFMANN, PIERRE MIALHE

La jonction du Solaire à la Microélectronique

Revue des Energies Renouvelables, Vol.3(2000), pp:1-16

♣ CHAPITRE IV

[IV-1] Stéphane VALKOV,

Electronique Analogique, Cours avec problèmes résolus Aux éditions casteilla-éducalivre, parution 01-03-1995, dimensions : 24,40x17,20x2,60.

[IV-3] «Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au silicium éclairée par une lumière monochromatique en régime statique»,

Birame DIENG, <u>Thèse de troisième cycle de Physique</u>, Faculté des Sciences et Technique, ucad/Sénégal, 2002.

[IV-4] R. S MULLER and KAMINS

Devices Electronics for Integrated Circuits. 2nd Ed (Wiley, New York 1986).

[IV-5] W. SHOCKLEY,

The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors,

Bell System Technical Journal, 28: 3. July 1 (1949), pp. 435-489.

[IV-6] J. J. LIOU, F. A. LINDHOLM,

"I-V Characteristics for Bifacial Silicon Solar Cell under a Magnetic Field",

J. Appl. Phys., 64, (3), 1 August 1988, pp. 1249-1252.

[IV-7] D. A. NEAMEN.

Semiconductorphysics and devices: basic principles.

3rd Ed, McGraw-Hill Higher Education, 2003

[IV-8] J. P. COLINGE, C. A. COLINGE.

Physics of semiconductor devices.Kluwer

Kluwer Academic Publishers (2002), pp. 353-360.

[IV-9] BOER, K. W.

Introduction to Space Charge Effects in Semiconductor. Springer Verlag. 2010.

http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-02236-4

[IV-10] Hu, C. C.

Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits.

Pearson/Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey 2010.

[IV-11] H. MATHIEU, H. FANET.

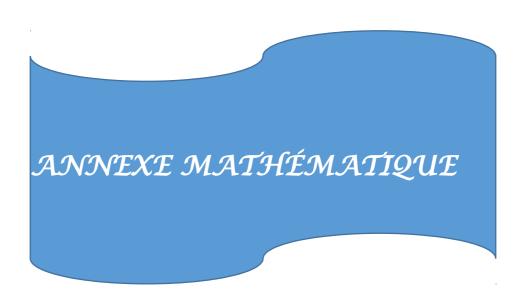
Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques.

6ème Ed, Dunod, 2009.

[IV-12] E. NORMAND.

Single Event Upsets at ground level.

IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-43, N°6, décembre 1996.



Annexe mathématique

Dans cette partie nous reportons certains détails de calcul depuis la résolution de l'équation de continuité qui régit les porteurs de charges minoritaires en excès dans la base jusqu'à la capacité de diffusion de la photopile.

Équation de continuité:

L'équation de continuité des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base est donnée par la relation ci-dessous:

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} = \frac{\delta(x, y, z)}{L(Kl, \varphi)} - \frac{1}{D(Kl, \varphi)} G(z)$$
(1)

La solution générale de l'équation (2):

$$\delta(x, y, z) = \sum \sum_{k} Z_{k}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
(2)

<u>Détermination des valeurs</u> C_k et C_i

Suivant la direction x'ox:

$$D(Kl,\varphi) \cdot \frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial x}\Big|_{x=\pm \frac{g_x}{2}} = \mp Sgb \cdot \delta\left(\pm \frac{g_x}{2}, y, z\right)$$
(3)

$$D(Kl, \Phi). \left| \frac{\partial \left[\sum_{k=j}^{\infty} \sum_{j=j}^{\infty} Z_{k,j}(z) \times \cos(C_{k} \times x) \times \cos(C_{j} \times y) \right]}{\partial x} \right|_{x = \frac{\pm gx}{2}}$$

$$.= \pm Sgb \sum_{k=j}^{\infty} \sum_{j=j=j}^{\infty} Z_{k,j} \times \cos\left(\frac{\pm gx}{2} \times x\right) \times \cos(C_{j} \times y)$$

$$(4)$$

Cette équation donne:

$$C_k \cdot \tan\left(C_k \cdot \frac{g_x}{2}\right) = \frac{Sgb}{D(Kl, \varphi)} \tag{5}$$

Suivant la direction y'oy:

$$D(Kl,\varphi) \cdot \frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial y}\Big|_{x=\pm \frac{g_y}{2}} = \mp Sgb \cdot \delta\left(x,\pm \frac{g_y}{2},z\right)$$
(6)

$$D(Kl, \Phi). \left| \frac{\partial \left[\sum_{k=j}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} Z_{k,j}(z) \times \cos(C_{k} \times x) \times \cos(C_{j} \times y) \right]}{\partial y} \right|_{y = \frac{\pm gy}{2}}$$

$$.= \pm Sgb \sum_{k=j}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} Z_{k,j} \times \cos(C_{k} \times x) \times \cos\left(\frac{\pm gy}{2} \times y\right)$$

$$(7)$$

Résolue, l'équation (7) permet d'avoir :

$$C_{j}.\tan\left(C_{j}.\frac{g_{y}}{2}\right) = \frac{Sgb}{D(Kl,\varphi)}$$
(8)

En calculant les dérivées secondes par rapport à x, y et z et en remplaçant les expressions dans l'équation (1) nous obtenons :

> la dérivée seconde par rapport à x

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} -C_k^2 \cdot Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
(9)

> la dérivée seconde par rapport à y

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} -C_j^2 \cdot Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
(10)

> la dérivée seconde par rapport à z

$$\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y)$$
(11)

L'équation de continuité se transforme :

$$\sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} -C_{k}^{2} \cdot Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_{k} \cdot x) \cdot \cos(C_{j} \cdot y) + \sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} -C_{j}^{2} \cdot Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_{k} \cdot x) \cdot \cos(C_{j} \cdot y)$$

$$+ \sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} Z_{kj}^{"}(z) \cdot \cos(C_{k} \cdot x) \cdot \cos(C_{j} \cdot y) - \frac{\sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} -Z_{kj}^{"}(z) \cdot \cos(C_{k} \cdot x) \cdot \cos(C_{j} \cdot y)}{L(Kl, \varphi)^{2}} = -\frac{G(z)}{D(Kl, \varphi)}$$

$$(12)$$

Puís en (7):

$$\sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} \left(\int_{-\frac{g_{x}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} \int_{-\frac{g_{y}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} Z_{kj}^{"} \cdot \cos(C_{k}.x) \cdot \cos(C_{j}.y) \right) dx \cdot dy$$

$$- \sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} \left(C_{k}^{2} + C_{j}^{2} + \frac{1}{L(Kl, \varphi)^{2}} \right) \int_{-\frac{g_{x}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} \int_{-\frac{g_{y}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_{k}.x) \cdot \cos(C_{j}.y) \cdot \cos(C_{m}.x) \cdot \cos(C_{n}.y)$$

$$= - \int_{-\frac{g_{x}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} \int_{-\frac{g_{y}}{2}}^{\frac{g_{y}}{2}} \frac{G(z)}{D(Kl, \varphi)} \cdot \cos(C_{m}.x) \cdot \cos(C_{n}.y) \cdot dx \cdot dy$$
(13)

En intégrant sur un grain nous obtenons:

$$\int_{-\frac{gx}{2}}^{\frac{gy}{2}} \int_{-\frac{gy}{2}}^{\frac{gy}{2}} \sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} (Z_{k,j}^{"}(z))$$

$$\frac{1}{4} \times [\cos(x.(C_{k} + C_{m})) + \cos(x.(C_{k} - C_{m}))] \times [\cos(y.(C_{j} + C_{n})) + \cos(y.(C_{j} - C_{n}))] dx. dy$$

$$- \int_{-\frac{gx}{2}}^{\frac{gy}{2}} \int_{-\frac{gy}{2}}^{\frac{gy}{2}} \sum_{k}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} (Z_{k,j}^{"}(z))$$

$$\frac{1}{4} \times [\cos(x.(C_{k} + C_{m})) + \cos(x.(C_{k} - C_{m}))] \times [\cos(y.(C_{j} + C_{n})) + \cos(y.(C_{j} - C_{n}))] dx. dy$$

$$. = \frac{-G(z)}{D(Kl, \Phi)} \int_{-\frac{gx}{2}}^{\frac{gy}{2}} \int_{-\frac{gy}{2}}^{\frac{gy}{2}} \cos(x.C_{m}) \times \cos(y.C_{n}) dx. dy$$
(14)

En normalisant:

$$Z_{kj}^{"} - \frac{Z_{kj}(z)}{L_{kj}^{2}} = -\frac{16 \cdot \sin\left(\frac{g_{x}}{2} \cdot C_{k}\right) \cdot \sin\left(\frac{g_{y}}{2} \cdot C_{j}\right)}{D(Kl, \varphi) \cdot C_{k} \cdot C_{j} \cdot K_{i}} \times G(z)$$

$$\tag{15}$$

$$\frac{\partial^2 Z_{kj}(z)}{\partial z^2} - \frac{1}{L_{kj}^2} Z_{kj}(z) = -\frac{1}{D_{kj}} \cdot \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \exp(-b_i \cdot z)$$
(16)

Avec

$$\frac{1}{D_{kj}} = \frac{16 \cdot \sin\left(C_k \cdot \frac{g_x}{2}\right) \cdot \sin\left(C_j \cdot \frac{g_y}{2}\right)}{D(Kl, \varphi) \cdot \left(\sin\left(C_k \cdot g_x\right) + C_k \cdot g_x\right) \cdot \left(\sin\left(C_j \cdot g_y\right) + C_j \cdot g_y\right)}$$
(17)

Et

$$\frac{1}{L_{kj}^{2}} = \left[C_{k}^{2} + C_{j}^{2} + \frac{1}{L(Kl, \varphi)^{2}} \right]$$
(18)

gx étant la taille du grain.

Avec

$$K_{i} = \frac{L_{kj}^{2}}{D_{kj} \cdot \left[b_{i}^{2} \cdot L_{kj}^{2} - 1\right]} \cdot a_{i} \tag{19}$$

Les constantes $A_{k,j}$ et $B_{k,j}$ sont obtenues à l'aide des équations (20) et (21) en remplaçant δ par son expression (2).

Condition de limite à la face avant

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial z}\right]_{z=0} = \frac{Sf}{D(Kl,\varphi)}\delta(x,y,0) \tag{20}$$

Condition de limite à la face arrière

$$\left[\frac{\partial \delta(x,y,z)}{\partial z}\right]_{z=\omega b} = -\frac{Sb}{D(Kl,\varphi)}\delta(x,y,\omega b)$$
(21)

Les valeurs de $A_{k,j}$ et $B_{k,j}$ pour la mode d'éclairement par la face avant sont:

$$A_{kj} = \sum_{i} K_{i} \cdot \frac{\frac{1}{L_{kj}} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl, \varphi)} - b_{i}\right) \cdot \exp\left(-b_{i} \cdot \omega b\right) + Y_{kj} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl, \varphi)} + b_{i}\right)}{\frac{Sf \cdot Y_{kj}}{D(Kl, \varphi)} + \frac{X_{kj}}{L_{ki}}}$$
(22)

$$B_{kj} = \sum_{i=1}^{3} K_{i} \cdot \frac{\frac{Sf}{D(Kl,\varphi)} \cdot \left(\frac{Sb}{D(Kl,\varphi)} - b_{i}\right) \cdot \exp\left(-b_{i} \cdot \omega b\right) - X_{kj} \cdot \left(\frac{Sf}{D(Kl,\varphi)} + b_{i}\right)}{\frac{Sf \cdot Y_{kj}}{D(Kl,\varphi)} + \frac{X_{kj}}{L_{ki}}}$$

$$(23)$$

avec:

$$X_{kj} = \frac{1}{L_{kj}} \cdot \sinh\left(\frac{\omega \cdot b}{L_{kj}}\right) + \frac{Sb}{D(Kl, \varphi)} \cosh\left(\frac{\omega \cdot b}{L_{kj}}\right)$$
(24)

$$Y_{kj} = \frac{1}{L_{kj}} \cdot \cosh\left(\frac{\omega \cdot b}{L_{kj}}\right) + \frac{Sb}{D(Kl, \varphi)} \sinh\left(\frac{\omega \cdot b}{L_{kj}}\right)$$
(25)

Densité de courant

La densité de courant dû aux électrons minoritaires à travers la jonction peut être calculée par le biais de la relation (26):

$$J_{ph} = \frac{q \cdot D(Kl, \varphi)}{g_x \cdot g_y} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{+\frac{g_x}{2}} \int_{-\frac{g_y}{2}}^{+\frac{g_y}{2}} \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=0} dx \cdot dy$$
 (26)

Remplaçons par son expression (2) dans (26) d'où:

$$J_{ph} = q.D(Kl,\varphi) \sum_{k} \sum_{j} R_{kj} \cdot \left(\frac{A_{kj}}{L_{kj}} - \sum_{i} K_{i} \cdot b_{i}\right)$$

$$(27)$$

Avec

$$R_{kj} = \frac{4 \cdot \sin\left(C_k \cdot \frac{g_x}{2}\right) \cdot \sin\left(C_j \cdot \frac{g_y}{2}\right)}{g_x \cdot g_y \cdot C_k \cdot C_j} \tag{28}$$

Densité de courant de court-circuit

 $J_{cc} = [J_{ph}]_{Sf.grand}$ Nous avons calculé ici la limite de J_{ph} lorsque Sf tend vers l'infini.

Nous obtenons:

$$J_{cc} = q.D(Kl, \varphi). \sum_{k} \sum_{j} \frac{R_{kj}}{L_{kj}}. \sum_{i=1}^{3} K_{i}. \left(\frac{Sb - D(Kl, \varphi).b_{i}}{D(Kl, \varphi).Y_{kj}}. \exp(-b_{i}.\omega b) - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i}.L_{kj} \right)$$
(29)

Phototension

Remplaçons 8 par son expression (2) dans (30) d'où:

$$V_{ph} = V_T \cdot \log \left[1 + \frac{N}{n_i^2} \int_{-\frac{g_x}{2}}^{+\frac{g_x}{2}} \int_{\frac{g_y}{2}}^{+\frac{g_y}{2}} \delta(x, y, z) \cdot dx \cdot dy \right]$$
(30)

Il vient:

$$V_{ph} = V_T \cdot \ln \left[1 + \frac{N_b}{n_i^2} \sum_k \sum_j R_{kj} \cdot \left(A_{kj} - \sum_{i=1}^3 K_i \right) \right]$$
 (31)

Phototension en circuit-ouvert

$$V_{co} = V_{ph}(Sf_{av})$$

$$V_{co} = V_{T} \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{N_{b}}{n_{i}^{2}} \cdot \sum \sum R_{kj} \cdot \sum K_{i} \cdot \frac{\frac{Sb - D(Kl, \varphi) \cdot b_{i}}{D(Kl, \varphi) \cdot Y_{kj}} \cdot \exp(-b_{i} \cdot H) - \frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + b_{i} \cdot L_{kj}}{\frac{X_{kj}}{Y_{kj}} + \frac{Sf_{0} \cdot L_{kj}}{D(Kl, \varphi)}} \right\}$$
(32)

Vítesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf.

A partir de $\left[\frac{\partial J_{ph}}{\partial Sb}\right]_{Sb.\,grand}$ =0 remplaçons J_{ph} par son expression (26) et calculons la límite de son dérivé par rapport à Sb lorsque celle-ci tend vers l'infini. Il vient :

$$Sf_{0} = D_{Kl,\Phi} \cdot \frac{\sum_{k} \sum_{j} \left(\frac{R_{k,j}}{ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^{2}} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[b_{i} - \frac{1}{L_{k,j}} \times sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_{i} \times ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) \times \exp(-b_{i} \cdot H)\right]\right)}{\sum_{k} \sum_{j} \left(\frac{R_{k,j}}{ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^{2}} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[\left(ch\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_{i} \times L_{k,j} \times sh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)\right) \times \exp(-b_{i} \cdot H) - 1\right]\right)}$$
(33)

Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière Sb

A partir de $\left[\frac{\partial J_{ph}}{\partial Sf}\right]_{Sf.\,grand}$ =0 remplaçons J_{ph} par son expression (26) et calculons la limite de son dérivé par rapport à Sf lorsque celle-ci tend vers l'infini. Il vient :

$$S_{b} = D_{Kl,\Phi} \cdot \frac{\sum_{k} \sum_{j} \left(R_{k,j} \cdot \left(\frac{D_{Kl,\Phi}}{L_{k,j}} \right)^{2} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \cdot \left[b_{i} \cdot \exp(-b_{i} \cdot H) - b_{i} \cdot ch\left(\frac{H}{L_{k,j}} \right) + \frac{1}{L_{k,j}} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{k,j}} \right) \right] \right)}{\sum_{k} \sum_{j} \left(R_{k,j} \cdot \left(\frac{D_{Kl,\Phi}}{L_{k,j}} \right)^{2} \cdot \sum_{i=1}^{3} K_{i} \left[\exp(-b_{i} \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L_{k,j}} \right) + b_{i} \cdot L_{k,j} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{k,j}} \right) \right] \right)}$$

$$(34)$$

Capacité de diffusion de la photopile

$$C(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb) = \frac{dQ(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)}{dV_{ph}(Sf,g,Sgb,Kl,\varphi,Sb)}$$
(35)

En introduisant la différentielle dz au numérateur et au dénominateur, nous avons :

$$C(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb) = \frac{dQ(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb)}{dz} \cdot \frac{dz}{dV_{ph}(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb)}$$
(36)

En dérivant par rapport à z, nous obtenons:

$$\frac{dV_{ph}(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb)}{dz} = V_{T} \cdot \frac{\frac{d\delta(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb)}{dz}}{\left[\delta(z,g,Sgb,Sf,Kl,\varphi,Sb) + m_{0}\right]}$$
(37)

En faisant le rapport des équations (36) et (37), l'expression de la capacité de la photopile devient:

$$C(g,Sgb,Sf,Kl,\Phi,Sb) = \frac{q}{V_T} \times [\delta(z,g,Sgb,Sf,Kl,\Phi,Sb) + m_0]$$
(38)

Étude en régime statique d'une photopile polycristalline sous éclairement multispectral constant et sous irradiation, par des particules

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Présentée par

M. MAYORO DIEYE

Option: ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈMES

Soutenue publiquement le 15 / 07 / 2017 devant le jury composé de:

Jury	Nom et Prénoms	Grade	Établissement
Président	A. Seydou. MAÏGA	Professeur titulaire	UGB/Saint-louis
Rapporteurs	Moustapha DIENG	Maître de Conférences	FST/UCAD
	Martial ZOUNGRANA	Maître de Conférences	Univ. P. J. K Zerbo
Examinateurs	Ibrahima LY	Maître de Conférences	EPT/Thiès
	Moustapha THIAME	Maître assistant	Univ. A. SECK/Zig
	Doudou GAYE	Dr. Assistant V.	ESP/UCAD
Directeurs	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD
	Senghane MBODJI	Maître de Conférences	UAD/Bambey

Résumé: Ce travail est une étude en régime statique d'une photopile polycristalline sous éclairement multispectral constant et sous irradiation.

Une étude bibliographique dans laquelle nous avons présenté les environnements radiatifs avec essentiellement les différentes radiations que l'on y rencontre, les dégradations qu'entraînent ces radiations et les méthodes de caractérisation des photopiles au silicium polycristallin a été effectuée.

La résolution de l'équation de continuité à trois dimensions en utilisant les conditions aux limites à la jonction, à la face arrière et au niveau des contacts latéraux des grains est faite.

Des expressions de la densité de courant calculées, nous tirons l'expression des vitesses de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 et en face arrière Sb. Mais aussi, en partant de la densité de courant et la phototension, nous établissons les résistances série et shunt. Elles dépendent de la taille de grain g, des vitesses de recombinaison aux joints de grain Sgb, de l'énergie d'irradiation Φ et du coefficient de dommage Kl.

L'étude de l'influence de ces paramètres (z,g,Sgb,Sf,Φ,Kl) sur la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de courant, la phototension, la caractéristique (courant-tension), le courant de diode et la puissance d'une photopile (éclairée par la face avant) sous éclairement polychromatique constant est réalisée. Elle montre que les recombinaisons au niveau des dislocations diminuent en fonction de la taille de grain et les effets négatifs des dégradations causées par l'irradiation.

La modélisation de la capacité de diffusion de la photopile en fonction de Sf prouve l'existence d'une capacité transitoire pouvant être obtenue par variation du point de fonctionnement de la photopile en régime statique. La courbe de la densité relative en fonction de la profondeur z dans la base a permis d'établir l'existence de l'extension $Z_{0,av}$ de la zone de charge d'espace pour un point de fonctionnement donné de la photopile. Cette extension $Z_{0,av}$ croît en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grain Sgb, de l'irradiation (Φ , Kl) et décroît quand la taille de grain augmente.

La capacité de diffusion de la photopile en fonction de l'extension $Z_{0,av}$ de la ZCE montre que la jonction peut être assimilée par un condensateur plan.

<u>Mots clés</u> : Photopile Bifaciale–Silicium Polycristallin-Régime Statique-Vitesse de Recombinaison-Joints de Grains-Taille de Grain-Irradiation.