

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE L'UNIVERS ET DE
L'INGENIEUR
(ED-PCSTUI)

GROUPE INTERNATIONALE DE RECHERCHE EN ENERGIE RENOUVELABLE (GIRER)
(solmatmodelling.sn)

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Année : 2017

N° d'ordre :

Spécialité : PHYSIQUE EXPERIMENTALE

Option : ENERGIE SOLAIRE, MATERIAUX ET SYSTEMES

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Présentée par :

M. MOHAMADOU SAMASSA NDOYE

Maître ès sciences

SUJET DE RECHERCHE :

Effet de la température sur une photopile bifaciale au silicium irradiée et
sous éclairnement monochromatique en modulation de fréquence.

Soutenue publiquement le 29 / 07 / 2017 devant le jury composé de:

<u>Président</u>	Moustapha DIENG	Professeur Titulaire	FST/UCAD
<u>Rapporteurs</u>	Hawa Ly DIALLO	Maitre de Conférences	UFR-SET/UT
	Saidou MADOUGOU	Maitre de Conférences	Univ Abdou Moumini/Niger
<u>Examineurs</u>	Mamadou WADE	Maitre de Conférences	EPT/THIES
	Ibrahima LY	Maitre de Conférences	EPT/THIES
	Mamadou Lamine SAMB	Maitre de Conférences	Université THIES
<u>Directeurs de thèse</u>	Senghane MBODJI	Maitre de Conférences	UADB
	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD

Dédicaces

*Après avoir rendu grâce à ALLAH et prié sur son prophète, notre bien aimé, MOUHAMED (paix
et salut sur lui)*

Je dédie ce mémoire particulièrement :

A ceux qui m'ont donné la vie et guidé mes premiers pas enchantés.

A ceux qui m'ont protégé et bercé de leur amour enjolivé.

A ceux qui m'ont nourri de leur sagesse et éclairé ma destinée.

Mes parents.

*Je dédie aussi ce mémoire à toute la famille, à tous mes amis et enfin tous (tes) ceux (celles) qui, de
près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de mon cursus élémentaire jusqu'au cursus
universitaire.*

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques (FST) de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal) sous la direction de Monsieur Grégoire SISSOKO Professeur titulaire de classe exceptionnelle des Universités, Directeur du Groupe International de Recherche en Énergie Renouvelable (GIRER) et Rédacteur en chef du Journal des Sciences (www.cadfds.org) au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

Remerciements

Je tiens très sincèrement à remercier un grand nombre de personnes sans qui, ce travail n'aurait probablement jamais été mené à terme.

Je commencerai par remercier Monsieur **Grégoire SISSOKO**, PROFESSEUR TITULAIRE de classe exceptionnelle à la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Vous nous avez accueilli à bras ouvert et avec beaucoup de générosité dans votre équipe de recherche en nous associant dans vos travaux dirigés et même les examens dont vous me faites honneur en m'associant aux corrections des copies. De par vos directives, vos remarques et suggestions, mais aussi par vos encouragements, vous avez suscité en nous, la persévérance, l'amour du travail bien fait, l'amour et le respect des parents. Votre disponibilité, votre amour du travail bien fait et votre sens du partage, nous ont permis de mener à terme ce mémoire et recevoir une bonne initiation à la recherche. Vous êtes toujours disponible pour promouvoir l'éducation des étudiants et surtout vous savez leur faire confiance. On ne trouve pas les mots justes pour vous témoigner notre profonde gratitude. Nous vous disons juste merci et prions Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous récompense pour tout ce que vous faites pour nous.

Je ne manquerais pas non plus de dire un grand merci aux **membres du jury** :

- Monsieur **Senghane MBODJI**, MAITRE DE CONFERENCES à l'Université Alioune Diop de Bambey, pour avoir bien voulu diriger ce travail. Vous avez été toujours disponible et très gentil à l'égard de tous les jeunes. Vos conseils de sage, font de vous un homme de conviction et plein de qualités humaines, sociales et scientifiques. Je vous remercie, de tout mon cœur, de l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.
- Monsieur **Moustapha DIENG**, PROFESSEUR TITULAIRE à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Vous avez toujours donné le meilleur de vous-même pour nous assurer une bonne formation scientifique. Merci d'avoir accepté de présider mon jury de thèse de doctorat unique malgré votre emploi du temps bien chargé. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.
- Madame **Hawa Ly DIALLO**, MAITRE DE CONFERENCES à l'UFR SET de l'Université de Thiès et femme modèle dans le groupe, d'avoir bien voulu accepter, sans réserve aucune, d'évaluer ce mémoire de thèse de doctorat unique à sa juste valeur, et de me faire part de vos remarques surement très pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail. Merci et Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.
- Monsieur **Saidou MADOUGOU** MAITRE DE CONFERENCES à l'Université Abdou Moumouni de Niger d'avoir lui aussi accepté, sans réserve aucune, d'évaluer ce mémoire de thèse de doctorat

unique à sa juste valeur, et de me faire part de vos remarques surement pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront aussi, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.

- Monsieur **Mamadou WADE** MAITRE DE CONFERENCES à l'école polytechnique de Thiès, je n'ai pas de mots suffisants pour vous remercier d'avoir accepté de participer aux membres du jury, ainsi que du déplacement depuis Thiès. Vos conseils seront très utiles pour l'amélioration de ce document. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.
- Monsieur **Ibrahima LY** MAITRE DE CONFERENCES à l'école polytechnique de Thiès. Je n'ai pas aussi de mots suffisants pour vous remercier d'avoir accepté de participer aux membres du jury, ainsi que du déplacement depuis Thiès. Vos conseils seront très utiles pour l'amélioration de ce document. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.
- Monsieur **Mamadou Lamine SAMB**, MAÎTRE DE CONFÉRENCES à l'Université de Thiès. Je n'ai pas aussi de mots suffisants pour vous remercier d'avoir accepté de participer aux membres du jury, ainsi que du déplacement depuis Thiès. Vos conseils seront aussi très utiles pour l'amélioration de ce document. Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous bénisse.

Je remercierai sans doute les professeurs **Babacar MBOW** et **Bassirou BA**, respectivement, nouveau et ancien Responsable du Master SOLMATS (Energie Solaire Matériaux et Système) du Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (L.A.S.E.S) pour l'honneur qui m'a été faite de me recevoir dans votre laboratoire.

Je ne pourrais oublier de remercier tous les docteurs du groupe, particulièrement Docteur **Mor NDIAYE** et Docteur **Issa DIAGNE**. Votre ouverture d'esprit et votre sens d'écoute nous ont surtout permis de mener à bien les scéances de travaux dirigés en électricité mais aussi dans la réalisation de ce mémoire de thèse. Vous êtes des hommes courtois, de paix et plein de qualités humaines et sociales. Nous vous remercions du fond du cœur pour toutes vos sollicitudes.

Mes vifs remerciements s'étendent également à tous **mes amis et collègues** membres du Groupe de Recherche en énergie renouvelable de la Faculté des Sciences et Technique au Laboratoire de Semi-conducteurs et d'Énergie solaire (LASES). Je vous remercie tous autant que vous êtes pour cette opportunité, cette atmosphère de recherche conviviale et surtout pour votre esprit d'ouverture et d'équipe.

Mes frères et sœurs m'ont toujours soutenu, tant moralement que socialement, dans les moments difficiles de mon long cursus. Je ne pourrais jamais vous remercier autant et je prie toujours Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous octroie longue vie et pleins de santé.

Une mention spéciale est adressée à ma tante paternelle Maman **Ndèye NDOYE** et à toute sa famille. Depuis ma venue à Dakar, je n'ai jamais manqué de rien. Votre ouverture à toute personne est d'une

qualité remarquable. Merci pour tout et Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX vous récompense et renforce cette harmonie de paix au sein de la famille.

Je ne pourrais oublier de remercier tous les membres de mon dahira pour tous les partages et les enseignements dont ils m'ont fait part. Merci et Qu'ALLAH LE TOUT PUISSANT, LE MISERICORDIEUX renforce la Dahira.

Enfin je terminerai par un grand merci pour mes **deux parents**, qui se sont toujours sacrifiés pour nous mettre dans les meilleures conditions de réussite mes frères, sœurs et moi. Ils n'ont jamais cessé de nous épauler pour que nous puissions réaliser nos projets tout en nous accompagnant avec leurs prières. Sans vous **deux**, je n'en serais jamais là aujourd'hui. Sachez que je vous remercie du fond de cœur et je suis très fier de vous. Que Dieu vous donne encore une très longue vie pleine de santé et de bonheur. Cette thèse est la vôtre.

Sommaire

Dédicaces	I
Remerciements.....	III
Sommaire.....	VI
Table des matières.....	VII
Liste des figures.....	X
Liste des tableaux.....	XV
Nomenclature.....	XVI
Introduction Générale.....	1
Chapitre 1.....	5
Chapitre 2.....	29
Chapitre 3.....	56
Chapitre 4.....	70
Conclusion Générale.....	94
Annexes mathématiques.....	A

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	5
Introduction	6
I.1 Généralités sur les photopiles bifaciales.....	6
I.2 Effet de l'énergie d'irradiation et de la température sur les cellules solaires	9
I.3 Etude sur les vitesses de recombinaisons	18
I.4 Etude sur l'impédance et la capacité de la photopile.....	22
Conclusion	28
CHAPITRE II :ETUDE THEORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE.....	29
Introduction.....	30
II.1 Présentation de la photopile bifaciale.....	30
II.2 Détermination de la densité des charges minoritaires dans la base :.....	31
II.2.1 Equation de continuité :.....	31
II.2.2 Etude du coefficient de diffusion des porteurs.....	33
II.2.2.1 Coefficient de diffusion en fonction de la température :.....	34
II.2.2.2 Coefficient de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation:.....	35
II.2.2.3 Coefficient de diffusion en fonction de la pulsation:	35
II.2.3 Résolution de l'équation de continuité:.....	36
II.3 Etude de la densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base : ..37	
II.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la densité des charges minoritaires:	39
II.3.2 Effet de la pulsation sur la densité des charges minoritaires:.....	41
II.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la densité des charges minoritaires:	42
II.3.4 Effet de la température sur la densité des charges minoritaires:	43
II.4 Etude de la phototension	44
II.4.1 Expression de la phototension :.....	44
II.4.2 Profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction:.....	45
II.4.3 Phototension de circuit ouvert :.....	46
II.4.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la phototension de circuit ouvert:	46
II.4.3.2 Effet de la pulsation sur la phototension de circuit ouvert:	46
II.4.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la phototension de circuit ouvert:	47
II.4.3.4 Effet de la température sur la phototension de circuit ouvert:.....	47
II.5 Etude de la densité de photocourant.....	48
II.5.1 Expression de la densité de photocourant :	48
II.5.2 Profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction:	48

II.5.3 Densité de photocourant de court-circuit	49
II.5.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la densité de photocourant de court-circuit :	49
II.5.3.2 Effet de la pulsation sur la densité de photocourant de court-circuit:	50
II.5.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la densité de photocourant de court-circuit :	51
II.5.3.4 Effet de la température sur la densité de photocourant de court-circuit :	51
II.6 Etude de la vitesse de recombinaison à la face arrière	52
II.6.1 Effet de la pulsation sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière :	53
II.6.2 Effet de la température sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière :	53
II.6.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière	54
Conclusion	55
CHAPITRE III : ETUDE DE LA CAPACITE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE	56
Introduction	57
III.1 Détermination de la capacité de la photopile	57
III.1.1 Effet de la longueur d'onde sur la capacité de la photopile	58
III.1.2 Effet de la pulsation sur la capacité de la photopile	59
III.1.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la capacité de la photopile	60
III.1.4 Effet de la température sur la capacité de la photopile.....	61
<i>III.2 Densité relative des porteurs minoritaires de charges</i>	<i>62</i>
III.2.1 Densité relative des charges minoritaires pour un éclairage par la face avant	62
III.2.2 Densité relative des charges minoritaires pour un double éclairage.....	62
III.3 Rendement de la capacité de la photopile	63
Conclusion	69
CHAPITRE IV: DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHOTOPILE BIFACIALE.....	70
Introduction	71
IV.1 Etude de la caractéristique Courant-Tension	71
IV.1.1 Courant de diode :	71
IV.1.2 Caractéristique courant tension:.....	72
IV.1.3 Etude de la résistance série :	73
IV.1.4 Etude de la résistance shunt :	75
IV.2 Puissance électrique de la photopile	77
IV.2.1 Caractéristique Puissance - Tension :	78
IV.2.2 Caractéristique Puissance - Capacité :	79
IV.2.3 Effet de la température sur les caractéristiques :	80
IV.2.4 Effet de l'énergie d'irradiation sur les caractéristiques :	82
IV.2.5 Effet de la longueur d'onde sur les caractéristiques :	84
IV.2.6 Effet de la pulsation sur les caractéristiques :	85

IV.3 Impédance dynamique de la photopile	87
IV.3.1 Diagramme de BODE de l'impédance dynamique.....	87
IV.3.2 Diagramme de NYQUIST de l'impédance dynamique	90
IV.3.3 Modèles de schémas électriques équivalents de l'impédance dynamique	91
Conclusion	93
CONCLUSION GENERALE	94
Références bibliographiques	97
ANNEXES MATHÉMATIQUES.....	A

Liste des figures

Figure 1: Installation d'une photopile bifaciale	7
Figure 2: Structure d'une photopile à double jonction.	7
Figure 3: Structure d'une photopile à champ arrière BSF.....	8
Figure 4: Structure d'une photopile à passivation diélectrique.	8
Figure 5: Dispositif expérimental de caractérisation de la photopile.	9
Figure 6: Caractéristique photocourant-phototension de la photopile.....	10
Figure 7: Longueur de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation.....	10
Figure 8: Partie imaginaire du coefficient de diffusion en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.	12
Figure 9: Tracé semi-logarithmique des caractéristiques I- V avant de Si photo détecteur à différentes températures. a-Sans irradiation b-Avec irradiation (dose de 350kGy).	14
Figure 10: Inverse du carré de la capacitance en fonction de la tension à divers températures a-Sans irradiation b-Avec irradiation (dose de 350kGy).	15
Figure 11: Capacitance en fonction de la tension à divers températures a-Sans irradiation ; b-Avec irradiation (dose de 350kGy).	15
Figure 12: Circuits électriques équivalents des différents modèles de réseau PV.	17
Figure 13: Caractéristiques I-V et P-V pour différentes températures.	18
Figure 14: Circuit électrique équivalent du module PV.....	22
Figure 15: Diagramme de Nyquist de l'impédance et circuit électrique équivalent.	25
Figure 16: Schéma de l'extension de l'épaisseur du condensateur plan.	26
Figure 17: Structure d'une photopile bifaciale au silicium de type $n^+ - p - p^+$	30
Figure 18 : Flux de photons incidents de la lumière en fonction de la longueur d'onde.	32
Figure 19: Coefficient de diffusion des porteurs en fonction de la température.	34
Figure 20: Coefficient de diffusion des porteurs en fonction de l'énergie d'irradiation : $T=310K$	35
Figure 21: Coefficient de diffusion complexe des porteurs en fonction du logarithme de la pulsation : $T=310K$, $\phi_p=0MeV$	36
Figure 22: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base en situation de circuit ouvert : $S_f=2.10^2cm/s$, $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $\lambda=0,98\mu m$, $T=310K$, $\phi_p=0MeV$	38
Figure 23: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base en situation de court-circuit : $S_f=9.10^9cm/s$, $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $\lambda=0,98\mu m$, $T=310K$, $\phi_p=0MeV$	38
Figure 24: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage par la face avant et pour différentes longueurs d'onde : $S_f=9.10^9cm/s$, $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $T=310K$, $\phi_p=0MeV$	39
Figure 25: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes longueurs d'onde : $S_f=9.10^9cm/s$, $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $T=310K$, $\phi_p=0MeV$	40
Figure 26: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage par la face avant et pour différentes pulsations : $S_f=9.10^9cm/s$, $H=0,03cm$, $\lambda=0,98\mu m$, $\phi_p=0MeV$, $T=310K$	41

Figure 27: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes pulsations : $S_f=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	41
Figure 28: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage par la face avant et pour différentes énergies d'irradiation : $S_f=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $kl=25\text{cm}^2/\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	42
Figure 29: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes énergies d'irradiation : $S_f=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $kl=25\text{cm}^2/\text{MeV}$.	42
Figure 30: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage par la face avant et pour différentes valeurs de la température : $S_f=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	43
Figure 31: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes valeurs de la température : $S_f=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	44
Figure 32: Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $S_{b01}=2480\text{cm/s}$, $S_{b02}=2940\text{cm/s}$.	45
Figure 33: Phototension de circuit ouvert en fonction de la longueur d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	46
Figure 34: Phototension de circuit ouvert en fonction du logarithme de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	47
Figure 35: Phototension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $kl=25\text{cm}^2/\text{MeV}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$.	47
Figure 36: Phototension de circuit ouvert en fonction de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	48
Figure 37: Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $S_{b01}=2480\text{cm/s}$, $S_{b02}=2940\text{cm/s}$.	49
Figure 38: Densité de photocourant de court-circuit en fonction de la longueur d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	50
Figure 39: Densité de photocourant de court-circuit en fonction du logarithme de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	50
Figure 40 : Densité de photocourant de court-circuit en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $kl=25\text{cm}^2/\text{MeV}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	51
Figure 41: Densité de photocourant de court-circuit en fonction de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	52
Figure 42: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	53
Figure 43: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	54
Figure 44: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de l'énergie d'irradiation. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	54

Figure 45: Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{01}=2480\text{cm/s}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.	58
Figure 46: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	59
Figure 47 : Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	60
Figure 48: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	60
Figure 49: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	61
Figure 50: Densité relative des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{01}=2480\text{cm/s}$.	62
Figure 51: Densité relative des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.	63
Figure 52: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.	67
Figure 53: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.	67
Figure 54: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $C_0(330)=12,89\text{pF/cm}^3$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.	68
Figure 55: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.	68
Figure 56: Module du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	71
Figure 57 : Caractéristique Courant – Tension : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	72
Figure 58: Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert.	73
Figure 59: Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	73
Figure 60: Résistance série en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	74
Figure 61: Résistance série en fonction de la température pour différentes énergies d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$.	74
Figure 62 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en court-circuit.	75
Figure 63: Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	75
Figure 64: Résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes longueurs d'onde. $H=0,03\text{cm}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	76
Figure 65: Résistance shunt en fonction de la température pour différentes énergies d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$.	77
Figure 66: Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	77

Figure 67: Puissance électrique en fonction de la phototension : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	78
Figure 68: Caractéristiques P-V et J-V de la cellule : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	78
Figure 69: Puissance électrique en fonction du module de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.	79
Figure 70: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	80
Figure 71: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	80
Figure 72: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	81
Figure 73: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	82
Figure 74: Caractéristique Puissance- Tension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	82
Figure 75: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.	83
Figure 76: Caractéristique Courant - Tension pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	84
Figure 77: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	84
Figure 78: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes longueurs d'onde. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	85
Figure 79: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	86
Figure 80: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	86
Figure 81: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes pulsations : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	86
Figure 82: Impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en circuit ouvert : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	88
Figure 83: Impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en court-circuit : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	88
Figure 84: : Argument de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en circuit ouvert : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	89
Figure 85: Argument de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en court-circuit : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	89
Figure 86: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle en situation de circuit ouvert : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.	90

Figure 87: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle en situation de court-circuit : H=0,03cm, T=310K, $\phi_p=0$ MeV.....	90
Figure 88: Schémas électriques équivalents de l'impédance en circuit ouvert.....	91
Figure 89: Schémas électriques équivalents de l'impédance en court-circuit.	92

Liste des tableaux

Tableau 1: Energy gap parameters for the semiconductor materials Si, Ge, GaAs, InP , CdTe and CdS.	13
Tableau 2: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF.cm}^{-3}$	64
Tableau 3: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=330\text{K}$, $C_0(330)=12,89\text{pF.cm}^{-3}$	65
Tableau 4: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité. $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,78\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF.cm}^{-3}$	66
Tableau 5: Evolution avec la température de (Jcc), (Vco), (Pm), (Cide), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$	81
Tableau 6: Evolution avec l'énergie d'irradiation de (Jcc), (Vco), (Pm), (Cide), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$	83
Tableau 7: Evolution avec la longueur d'onde de (Jcc), (Vco), (Pm), (Cide), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$	85
Tableau 8: Evolution avec la pulsation de (Jcc), (Vco), (Pm), (Cide), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $\phi_p=0\text{MeV}$	87

Nomenclature

Symboles	Désignations	Unités
x	Épaisseur dans la base de la photopile bifaciale	(cm)
t	Temps	(s)
H	Épaisseur total de la base	(cm)
τ_0	Durée de vie moyenne des charges minoritaires dans la base à l'absence d'irradiation	(s)
τ	Durée de vie moyenne des charges minoritaires dans la base	(s)
ω	Fréquence angulaire	(rad.s ⁻¹)
ω_c	Fréquence angulaire de coupure	(rad.s ⁻¹)
ϕ_p	Energie d'irradiation	(MeV)
kl	Coefficient de dommages	(Mev ⁻¹ .cm ⁻²) ou (cm ² .s ⁻¹)
T	Température	(K)
λ	Longueur d'onde de la source lumineuse	(μ m)
D_ω	Coefficient de diffusion complexe des charges minoritaires dans la base	(cm ² .s ⁻¹)
$D(kl, \phi_p, T)$	Coefficient de diffusion des charges minoritaires dans la base dépendant de l'irradiation et de la température	(cm ² .s ⁻¹)
$D(T)$	Coefficient de diffusion des charges minoritaires dans la base dépendant uniquement de la température	(cm ² .s ⁻¹)
L_ω	Longueur de diffusion des charges minoritaires dans la base	(cm)
$L(kl, \phi_p, T)$	Longueur de diffusion des charges minoritaires dans la base dépendant de l'irradiation et de la température	(cm)
$L(T)$	Longueur de diffusion des charges minoritaires dans la base dépendant uniquement de la température	(cm)
$\delta_n(x, t)$	Densité des charges minoritaires photocréés dans la base en fonction de l'épaisseur x et du temps t	(cm ⁻³)
n	Indice d'éclairement	
$G_n(x, t)$	Taux de génération global	(cm ⁻³ .s ⁻¹)
$g_n(x)$	Taux de génération spatial	(cm ⁻³ .s ⁻¹)
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ	(cm ⁻¹)
$\alpha(\lambda)$	Coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ	(cm ⁻¹)
$\phi(\lambda)$	Flux de photons incidents de la lumière à la longueur d'onde λ	(W.cm ⁻²)
Sf_n	Vitesse de recombinaison à la jonction	(cm.s ⁻¹)
Sb_n	Vitesse de recombinaison à la face arrière	(cm.s ⁻¹)
V_n	Phototension	(V)
V_{co}	Phototension de circuit ouvert	(V)
Sf_{co}	Vitesse de recombinaison à la jonction limitant le circuit ouvert	(cm.s ⁻¹)
J_n	Densité de photocourant	(A.cm ⁻²)

J_{cc}	Densité de photocourant de court-circuit	(A.cm ⁻²)
Sf_{cc}	Vitesse de recombinaison à la jonction initiant le court-circuit	(cm.s ⁻¹)
V_T	Tension thermique	(V)
q	Charge élémentaire	(C)
N_b	Taux de dopage des impuretés dans la base	(cm ⁻³)
n₀(T)	Concentration intrinsèque du Silicium	(cm ⁻³)
μ(T)	Mobilité des charges minoritaires	(cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)
K_b	Constante de Boltzmann	(J.K ⁻¹)
E_g	Energie de gap	(J)
C₀	Capacité sous obscurité	(F.cm ⁻³)
C₁	Capacité de diffusion dû à l'éclairement	(F.cm ⁻³)
C	Capacité global de la photopile	(F.cm ⁻³)
R_s	Résistance série	(Ω .cm ²)
R_{sh}	Résistance shunt	(Ω .cm ²)
R_{ch}	Résistance de charge	(Ω .cm ²)
R_p	Résistance parallèle	(Ω .cm ²)
Z	Impédance dynamique	(Ω .cm ²)
I_d	Courant de diode	(A.cm ⁻²)
Sb₀	Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière	(cm.s ⁻¹)
P	Puissance électrique de la photopile	(W.cm ⁻²)
V_{max}	Tension maximale délivrée par la cellule	(V)
I_{max}	Courant maximum délivré par la cellule	(A.cm ⁻²)
η_c	Rendement de la capacité de la photopile	
FF	Facteur de forme	
η	Rendement de conversion de la cellule solaire	

INTRODUCTION GENERALE

Ces dernières années ont discutablement été marquées par un vif accroissement de la demande en énergie électrique au niveau mondial. Actuellement, la plupart de l'énergie électrique utilisée, est d'origine fossiles (charbon, pétrole, gaz.....). Ainsi, l'utilisation de l'énergie fossile diminue progressivement du fait de la rareté des réserves fossiles mais aussi de la cherté de ces énergies pendant leur utilisation. De plus, ces énergies fossiles sont très polluantes et constituent la cause première du réchauffement climatique mondial.

Alors pour parer à cette hausse demande énergétique et le réchauffement planétaire, il est judicieux de se tourner vers les énergies renouvelables qui sont non polluantes. Parmi celles-ci, nous pouvons citer l'énergie photovoltaïque. Cette dernière présente des avantages importants tels que sa disponibilité, l'absence de toutes pollutions et son exploitation qui ne présente aucun danger.

L'obtention de l'énergie solaire repose sur la technologie des semi-conducteurs qui génèrent alors des paires électrons-trous (excitation d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction) créant ainsi une tension ou un courant électrique: c'est l'effet photovoltaïque découvert en 1839 par le physicien français Alexandre Edmond Becquerel.

Le dispositif qui assure la transformation directe de l'énergie lumineuse en énergie électrique est appelé cellule photovoltaïque ou photopile. Cette photopile est en réalité une photodiode à grande surface dont le matériau de base est un semi-conducteur (généralement du silicium).

Les premières photopiles monofaciales au silicium monocristallin et polycristallin [1] conçues, ont donné un rendement de conversion énergétique de 6% [2]. De plus, les recherches se sont accentuées et de nouvelles photopiles ont été conçues parmi lesquels les photopiles bifaciales au silicium monocristallin et polycristallin [3,4], les photopiles à champ arrière ou Back Surface Field (B.S.F.) [5], les photopiles à jonction verticale [6,7], les photopiles à concentration, les multi jonctions [8], les organiques et les couches minces [9].

Etant donné que les différents processus de recombinaisons des porteurs minoritaires photocréés dans la photopile sont les principales causes des faibles rendements de conversion (recombinaisons en volume de Shockley-Read-Hall [10], les recombinaisons d'Auger, radiatives et surfaciques [10,11]), différentes techniques de caractérisation ont été élaborées dans le but d'optimiser les performances de la photopile. Ces techniques de caractérisation en régime statique ou en régime dynamique sont basées sur la mesure des effets optiques [12] et électriques [13,14] des imperfections contenues dans la photopile.

✚ Les techniques de caractérisation en régime statique

La réponse de la photopile est obtenue en effectuant :

- une excitation optique monochromatique [15] ou polychromatique [16]
- un bombardement par faisceau d'électrons [17]
- une excitation électrique [18]

✚ les techniques de caractérisation en régime dynamique

Le régime dynamique se subdivise en dynamique fréquentiel et en dynamique transitoire.

- le régime dynamique fréquentiel

Les réponses enregistrées dépendent de la nature du signal incident. S'il est électrique et périodique de pulsation ω , on mesure dans ce cas l'impédance $Z(\omega)$ [19], la capacitance $C(\omega)$ [20] et la conductance $G(\omega)$ [21]. Par contre, si le signal incident est optique et périodique de pulsation ω [22], on mesure la phototension alternative $V_{ph}(\omega)$ et le photocourant $I_{ph}(\omega)$.

- le régime dynamique transitoire

Le courant de court-circuit $I_{cc}(t)$, la tension $V_{co}(t)$, la photoconductivité et la photoluminescence sont mesurés selon le signal incident utilisé :

- un faisceau d'électrons avec la méthode EBIC [23] (Courant induit par faisceau d'électrons)
- un signal électrique avec la méthode ESCCD [24] (Décroissance du courant électrique de court-circuit)
- un signal optique [25,26] avec les méthodes OBIC (Courant induit par faisceau optique); ODLTS (Spectroscopie optique d'un niveau transitoire interne)
- un signal électromagnétique [27]
- excitation électrique avec la méthode E-DLTS [28] (Spectroscopie électrique d'un niveau transitoire interne)
- excitation optique [29,30] avec les méthodes PVD (Décroissance de la phototension), SPV (Phototension surfacique).

La photoconductivité est obtenue par une excitation d'onde micrométrique de l'échantillon massif et la photoluminescence est observée sur des matériaux semi-conducteurs photoémetteurs.

Dans cette thèse, nous apporterons notre contribution dans la recherche scientifique et présenterons quatre chapitres essentielles:

Au premier chapitre, nous débiterons d'abord par l'histoire des débuts de la photopile bifaciale en présentant quelques structures avec leurs avantages et limites puis une étude bibliographique, sur les paramètres de recombinaisons (vitesses de recombinaisons intrinsèques) et les paramètres électriques (capacité et impédance dynamique d'une photopile), sera effectuée. Enfin l'effet de quelques paramètres extérieurs comme l'énergie d'irradiation et la température sera étudié sur les paramètres électriques de la photopile.

Au deuxième chapitre, une étude comparative et théorique dans la base d'une photopile bifaciale sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence sera faite selon la face d'éclairage. L'effet des longueurs d'onde, de la pulsation, de la température et de l'énergie d'irradiation sur la densité des porteurs de charges minoritaires, la phototension, la densité de photocourant et de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière, sera montré.

Au troisième chapitre, nous allons faire une étude sur la capacité de la photopile bifaciale par la méthode de l'extension de la zone de charge d'espace. A partir de cette méthode, le rendement de la capacité est déterminé puis étudié en fonction de l'énergie d'irradiation et de la température. Et selon

le mode d'éclairement (éclairement face avant ou simultané), une comparaison des valeurs obtenus sur le rendement de la capacité sera effectuée.

Au quatrième chapitre, nous ferons une étude sur quelques paramètres électriques de la photopile bifaciale tels que les résistances série et shunt et l'impédance dynamique. L'évolution du rendement de conversion en fonction des paramètres extérieurs et selon le mode d'éclairement sera étudiée. Et pour finir des schémas électriques équivalents de l'impédance seront proposés suivant le mode d'éclairement.

Et enfin de cette étude, nous présenterons une conclusion générale sur les résultats obtenus puis dégagerons quelques perspectives pouvant servir à la poursuite de la recherche.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

En raison du développement de l'industrie et des moyens de transport pendant ces dernières décennies, la demande en énergie au niveau mondial ne cesse de croître. L'utilisation des énergies renouvelables particulièrement celles d'origine solaire est la solution la plus adaptée pour parer à cette demande grandissante. Ainsi, le rayonnement solaire constitue une ressource énergétique la mieux partagée sur la terre et la plus abondante. Une partie de ce rayonnement peut être exploitée pour produire directement de l'électricité : c'est l'énergie solaire photovoltaïque. Le dispositif expérimental qui permet de transformer directement l'énergie lumineuse en énergie électrique est appelé cellule photovoltaïque ou photopile.

Néanmoins cette conversion directe est limitée par différentes imperfections liées à la fabrication des matériaux et aux paramètres extérieurs. C'est pourquoi, pour améliorer le rendement des systèmes photovoltaïques et suivant leur utilisation, les fabricants ont conçu de nouveaux types de cellules solaires mais aussi élaboré plusieurs techniques de caractérisation.

Dans ce chapitre nous présenterons quelques travaux pour mieux cerner notre sujet. Tout d'abord, nous débiterons par introduire l'histoire des cellules solaires bifaciales en présentant quelques structures. Ensuite des études relatives à l'effet des paramètres extérieurs (énergie d'irradiation et la température) sur les cellules solaires sont faites. Et enfin des travaux très importants sur les paramètres phénoménologiques (vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction et à la face arrière) et sur les paramètres électriques (impédance dynamique et la capacité de la photopile) seront présentés.

I.1 Généralités sur les photopiles bifaciales

La transformation directe de l'énergie solaire en énergie électrique de type continu est assurée par un dispositif appelé cellule solaire ou photopile. Cette transformation est basée sur les trois mécanismes suivants:

- ✚ Absorption des photons (dont l'énergie est supérieure à la bande interdite) par le matériau constituant le dispositif ;
- ✚ Conversion de l'énergie du photon en énergie électrique, ce qui correspond à la création de paires électrons-trous dans le matériau semi-conducteur ;
- ✚ Collecte des particules générées dans le dispositif.

Les photopiles monofaciales au silicium sont les premiers dispositifs à être utilisés mais leur rendement de conversion était un peu faible et leur coût très élevé. Ainsi pour améliorer le rendement, les recherches se sont accentuées et de nouveaux dispositifs ont vu le jour. C'est en 1977, lors de la première Conférence Européenne sur l'Energie Solaire à Luxembourg que des chercheurs ont présenté les photopiles bifaciales [3]. L'intérêt de ces photopiles est de pouvoir être éclairé simultanément sur les deux faces :

- pour la face avant avec l'éclairement incident normal

- pour la face arrière avec l'albédo qui représente le flux lumineux réfléchi par le revêtement du plan horizontal où est installée la photopile (figure 1).

Cet éclairage des deux faces de la photopile entraîne donc une augmentation du rendement de celle-ci.

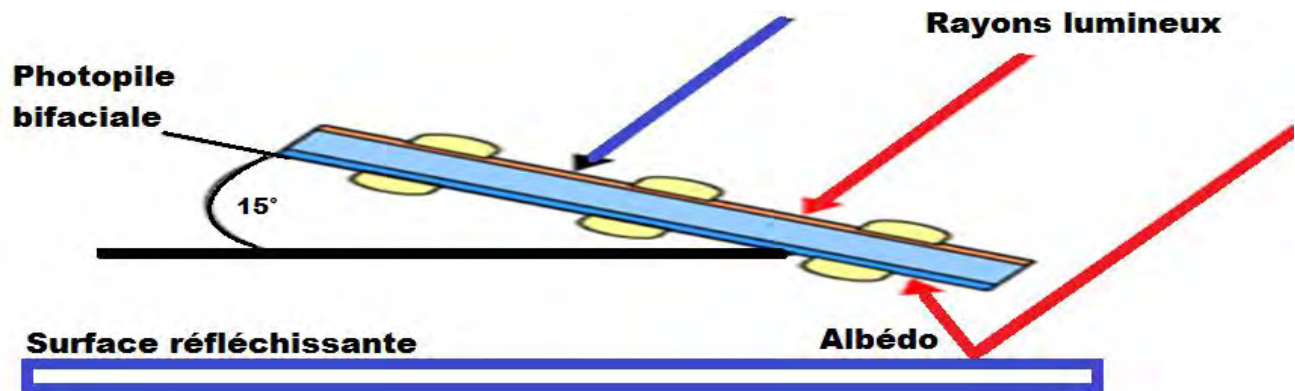


Figure 1: Installation d'une photopile bifaciale

Il existe différentes types de cellules solaires bifaciales :

❖ Les photopiles bifaciales à double jonction :

La première photopile bifaciale à double jonction de type p^+np^+ a été proposée par un chercheur japonais H. Mori en 1960 [31] dans le but d'accroître l'efficacité de conversion des cellules solaires au silicium, limitée à l'époque par la longueur de diffusion des porteurs minoritaires. Il met en exergue le rôle de la deuxième jonction pn à l'arrière pour améliorer l'efficacité de collecte pour les photons à grande longueur d'onde.

De nombreux chercheurs ont depuis travaillé sur des cellules solaires de type transistor. C'est alors, entre 1977 et 1980 que des chercheurs de l'Université Polytechnique de Madrid (Polytechnical University of Madrid) ont proposé une structure $n+pn^+$ représenté par la figure 2.

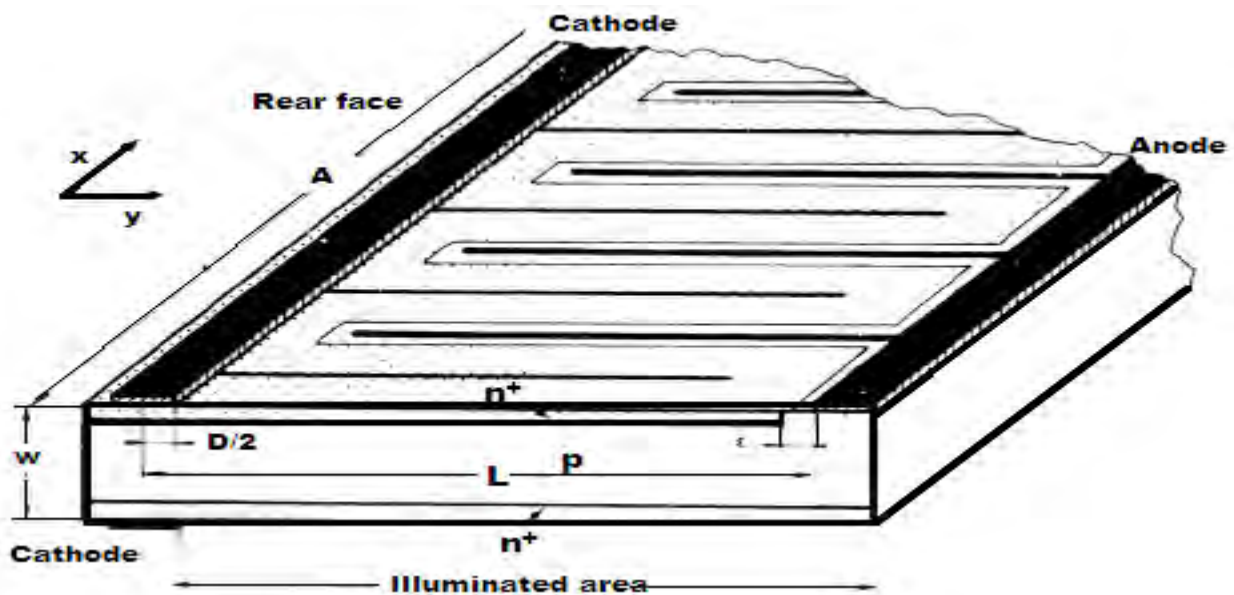


Figure 2: Structure d'une photopile à double jonction.

Quand la photopile est éclairée, les photons qui ont une grande longueur d'onde sont générés à l'intérieur de la base et les porteurs créés pourront être collectés au niveau de la deuxième jonction et augmenter le rendement. Elle peut être aussi éclairée par le principe de l'albédo. Le problème majeur

se trouve au niveau de la face arrière ; puisqu'elle est métallisée les porteurs photocrées pourront s'y recombinaison et diminuer le rendement. C'est dans ce contexte que des recherches ont été faites pour améliorer la photopile et ont conduit à différentes passivations de la face arrière.

❖ Les photopiles bifaciales à champ arrière BSF:

Pour pallier aux phénomènes de recombinaison au niveau de la face arrière, un surdopage de faible épaisseur y est réalisé. Cette jonction « high-low » crée un champ arrière qualifié de BSF (Back Surface Field) [5, 32]. C'est ce champ arrière qui renvoie les porteurs vers l'intérieur de la base avant qu'ils se recombinent pour augmenter le rendement.

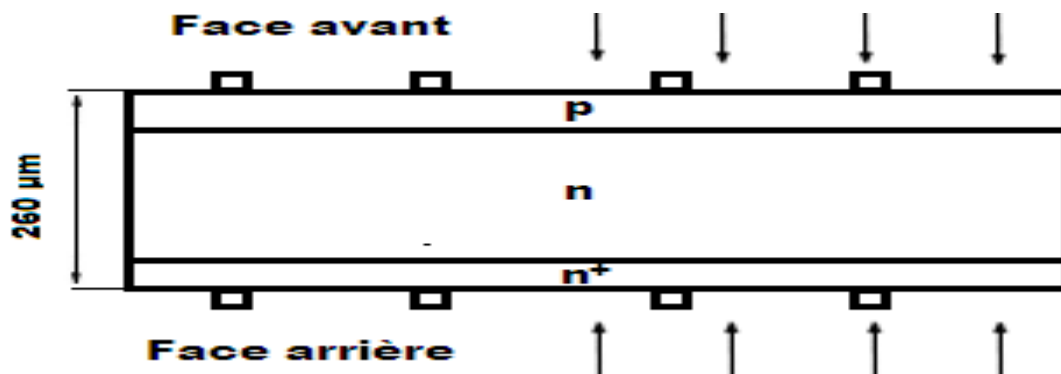


Figure 3: Structure d'une photopile à champ arrière BSF.

❖ Les photopiles bifaciales à passivation diélectrique

Sur ces photopiles, le métal au niveau de la face arrière est remplacé par une grille et l'interface est passivée par un diélectrique. Deux chercheurs [33,34] ont proposé une structure simple n^+p en 1977 ou ils ont utilisés l'oxyde (SiO_2) pour passiver la face arrière et la bifacialité mesurée est de 63%.

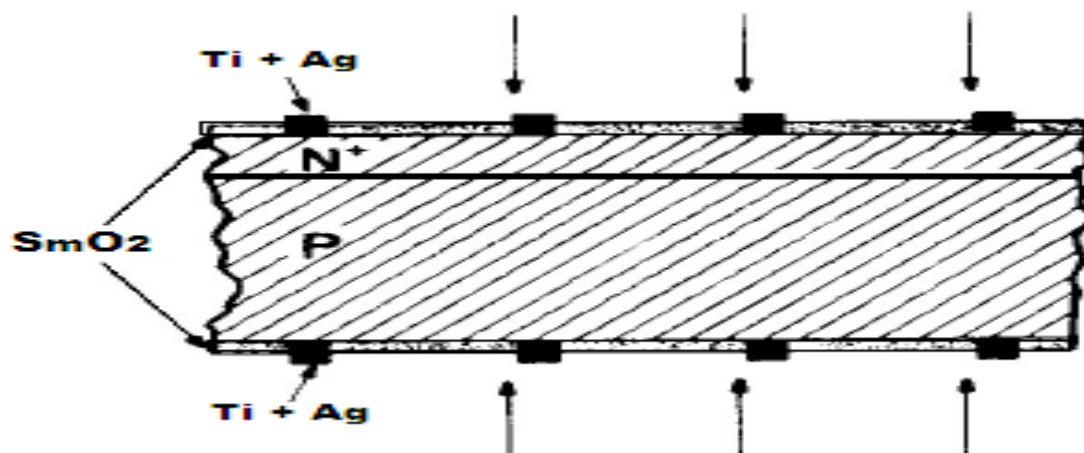


Figure 4: Structure d'une photopile à passivation diélectrique.

Cependant, la conversion photovoltaïque est limitée par différents processus de recombinaison caractérisés principalement par les paramètres phénoménologiques (Vitesse de recombinaison intrinsèque S_f , la longueur de diffusion L , la vitesse de recombinaison à la face arrière S_b , la vitesse de recombinaison au joint de grain S_{gb}) et par les paramètres électriques (résistance série, résistance shunt, l'impédance équivalente Z , la capacité de la zone de charge d'espace C).

Tous ces paramètres électriques et phénoménologiques dépendent des paramètres extérieurs (température, énergie d'irradiation, longueur d'onde, etc) ; d'où l'intérêt de faire des études sur ces paramètres pour optimiser le rendement de conversion.

1.2 Effet de l'énergie d'irradiation et de la température sur les cellules solaires

- Influence of Irradiation and Damage Coefficient on the Minority Carrier Density in Transient Response for a bifacial Silicon Solar Cell. (Effet de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sur la densité des porteurs minoritaires d'une photopile bifaciale au silicium en régime transitoire) [35]

Dans cet article les auteurs présentent une étude théorique d'une photopile bifaciale au silicium en régime transitoire. Ils montrent aussi l'effet de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage sur la longueur de diffusion des porteurs et sur la densité des porteurs.

Pour obtenir le régime transitoire, les auteurs ont utilisé un dispositif expérimental donné à la figure 5 [36].

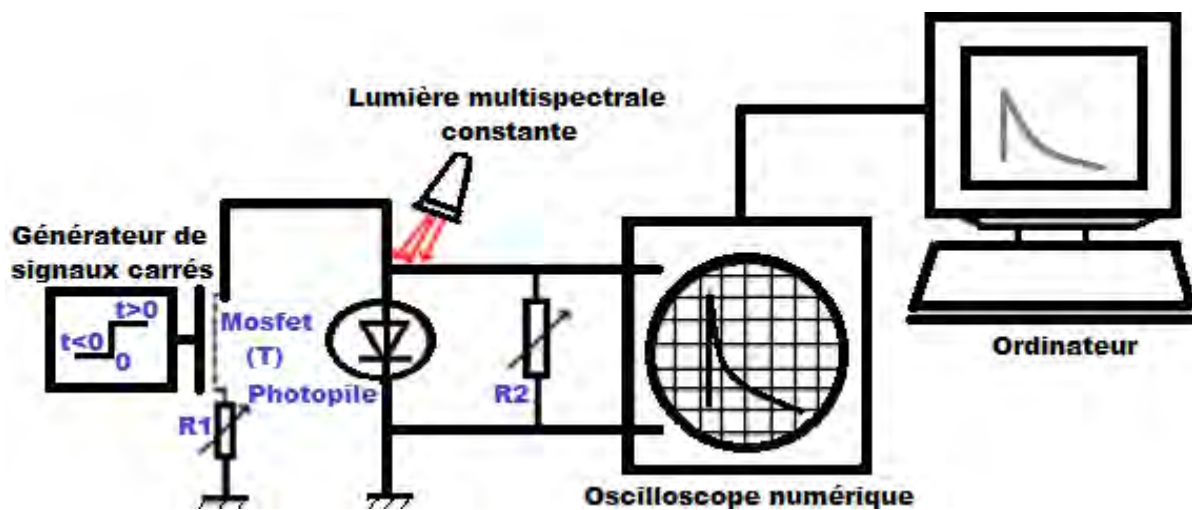


Figure 5: Dispositif expérimental de caractérisation de la photopile.

Ce dispositif est composé d'un générateur de signaux carrés (BRI8500) qui conduit un transistor de type MOSFET RFP50N06, deux résistances réglables R1 et R2, une pile solaire de silicium, un oscilloscope numérique, un ordinateur et une source lumineuse multi spectrale.

A partir de la caractéristique courant-tension (I-V) de la cellule solaire [37], des résultats ont été obtenus.

- Au temps $t < 0$, la photopile est sous illumination multi spectrale constante, le transistor MOSFET T est arrêté et la cellule solaire est chargée seulement par la résistance R2 : ceci correspondent au point de fonctionnement F2 à l'état d'équilibre ;
- Au temps $t=0$, le transistor MOSFET T s'allume ;
- A un temps proche de 600 à 800ns ($t>0$), le transistor MOSFET T s'allume entièrement de sorte que la résistance R2 soit en parallèle avec la résistance $R1+R_{d_{son}}$ ($R_{d_{son}}$ est la résistance de la source). Pour une tension d'entrée suffisante, la valeur de $R_{d_{son}}$ est très basse (moins d'un ohm) et peut être négligée comparé à celle de R1 (10Ω à $4.7K\Omega$). La photopile est alors au point de fonctionnement F1 à l'état d'équilibre.

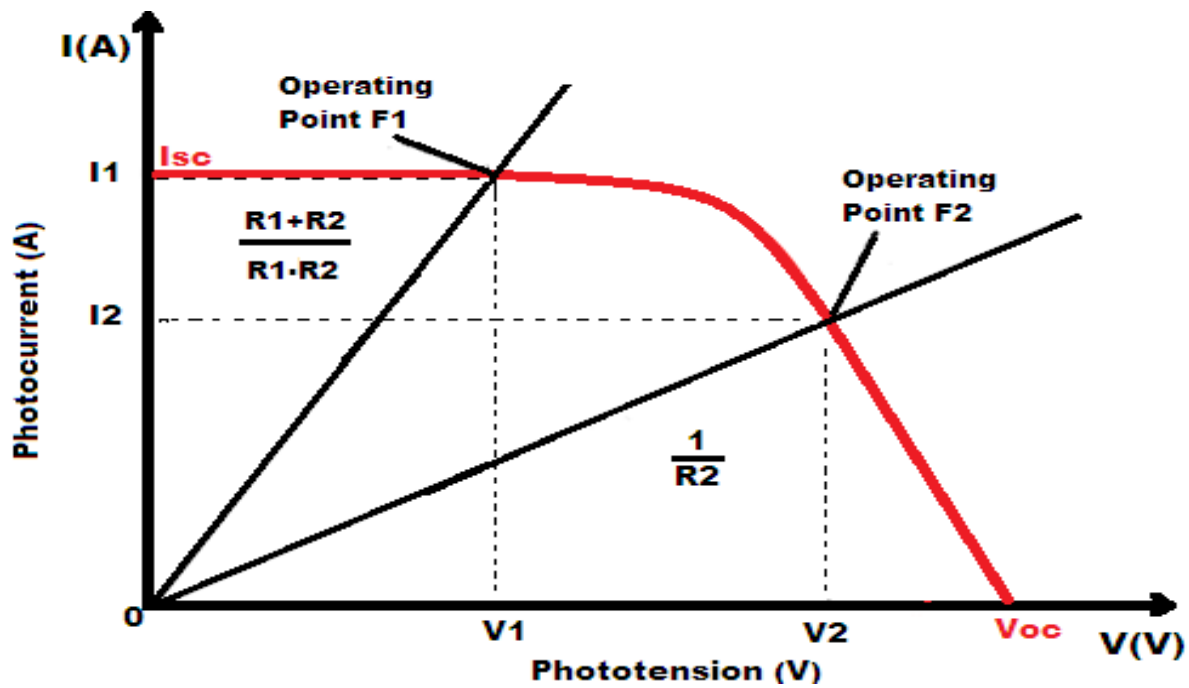


Figure 6: Caractéristique photocourant-phototension de la photopile. [37]

A l'étude théorique, l'expression de la longueur de diffusion des porteurs est donnée par la relation

$$L(kl, \varphi_p) = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{L_0^2} + kl \cdot \varphi_p}} \quad \text{I-1}$$

Et son profil en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage est donné sur la figure 7. Ils remarquent que la longueur de diffusion des porteurs diminue à mesure que l'énergie d'irradiation des particules augmente. La longueur de diffusion des porteurs diminue aussi lorsque le coefficient de dommages augmente, mais cette baisse est plus marquée avec les grandes valeurs de l'énergie d'irradiation. Etant donné que la longueur de diffusion est fortement influencée par l'irradiation. Il est clair que le comportement de la cellule solaire sera également influencé par l'irradiation.

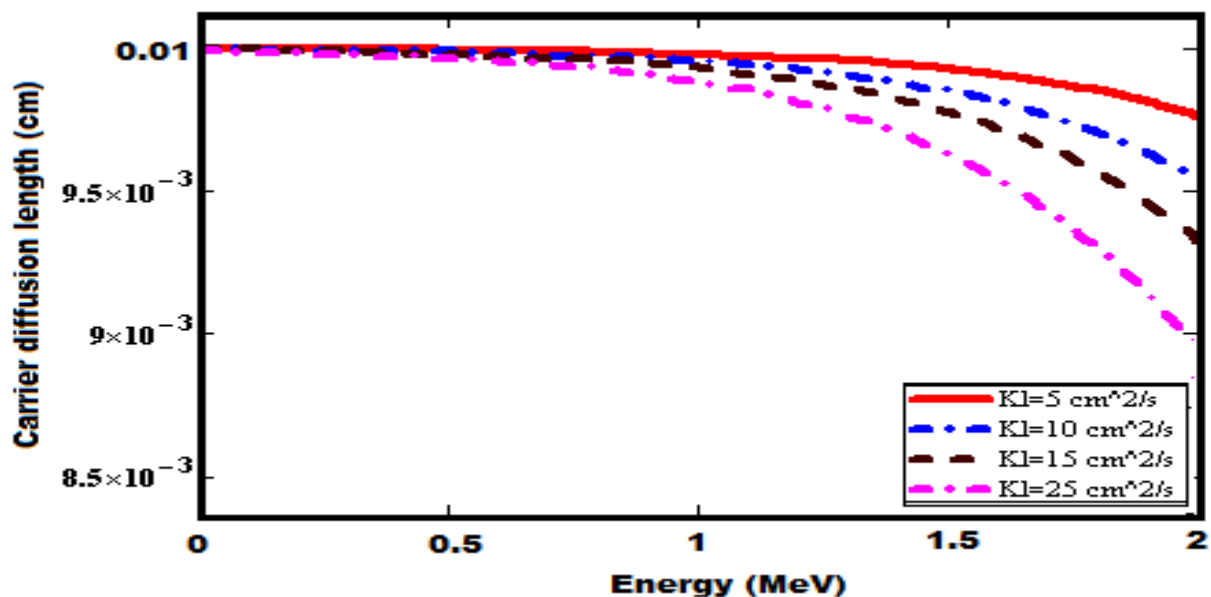


Figure 7: Longueur de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation.

Pour terminer les auteurs ont aussi montré l'influence de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommages sur la densité des porteurs minoritaires.

- Radiation damage in silicon detectors. (**Effets de l'irradiation sur les détecteurs au silicium**) [38]

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

- 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 ci-dessous et le type de radiation, proposent un résumé de valeurs de coefficients de dommage pour des particules données et des énergies particulières.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + kl \cdot \phi_p \quad \text{I-2}$$

Dans cette équation, kl désigne le coefficient de dommage, ϕ_p l'énergie d'irradiation, τ_0 la durée de vie des porteurs avant irradiation et τ celle après irradiation. Les auteurs terminent en montrant l'effet des recuits thermiques sur l'énergie de gap.

- Diffusion Coefficient Modeling of a Silicon Solar Cell under Irradiation Effect in Frequency: Electric Equivalent Circuit (**Modélisation du coefficient de diffusion d'une cellule solaire au silicium sous l'influence de l'irradiation et de la fréquence : Circuit électrique équivalent**). [39]

Dans cet article, les auteurs font une étude théorique sur le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires d'une cellule solaire au silicium. Après avoir donné l'expression du coefficient de diffusion, l'effet de l'énergie d'irradiation et de la fréquence ont été étudiés sur ce paramètre très important de la cellule solaire.

L'expression du coefficient de diffusion dépendant de la fréquence et de l'irradiation est donnée par la relation :

$$D_\varphi = D(\omega, kl, \phi_p) = D(kl, \phi_p) \cdot \left(\frac{1 + \omega^2 \cdot \tau^2}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2)^2 + 4\omega^2 \cdot \tau^2} \right) (1 - j \cdot \omega \cdot \tau) \quad \text{I-3}$$

$$\text{Avec: } D(kl, \phi_p) = \frac{L^2(kl, \phi_p)}{\tau} \quad \text{I-4}$$

$L(kl, \phi_p)$, définit précédemment, est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dépendant du coefficient de dommages et de l'énergie d'irradiation.

De cette expression, le diagramme de Nyquist du coefficient de diffusion est représenté à la figure 8.

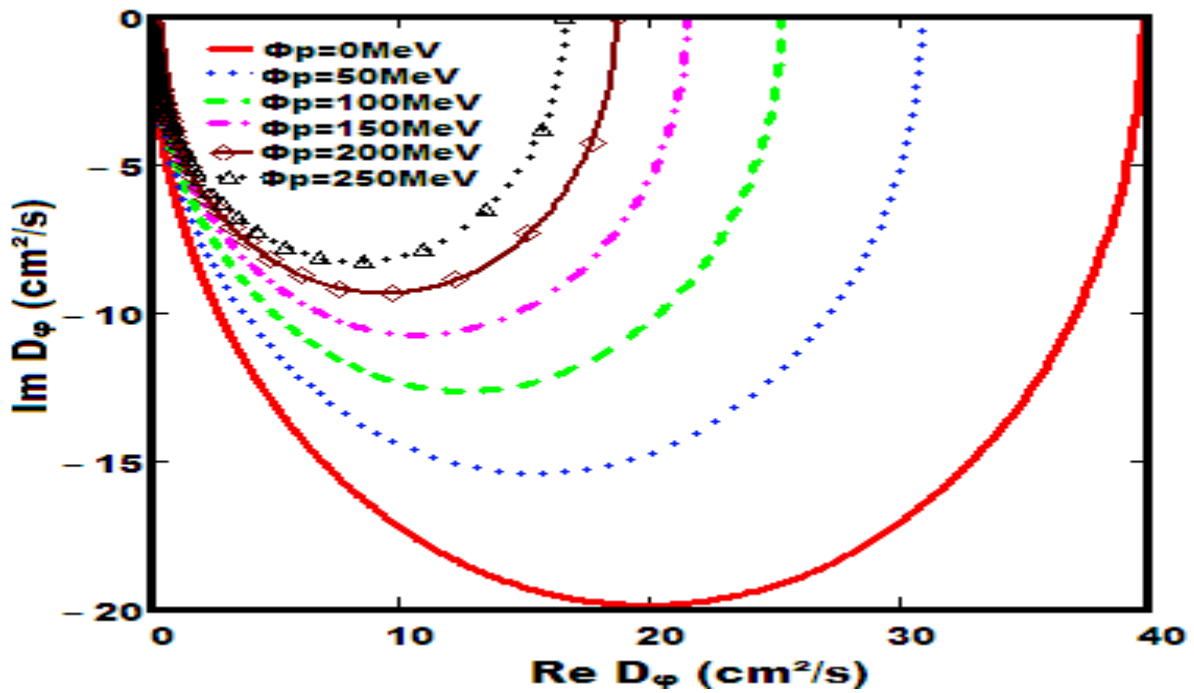


Figure 8: Partie imaginaire du coefficient de diffusion en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

Le diagramme de NYQUIST obtenu sur cette figure montre des courbes semi-circulaires avec des valeurs négatives de la partie imaginaire du coefficient de diffusion. Avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation, le diamètre des demi-cercles diminue ce qui correspond à une diminution de la partie réelle du coefficient de diffusion. Ainsi les performances de la cellule solaire sont fortement modifiées.

- Temperature dependence of solar cell performance_an analysis (**La dépendance à la température de la performance des cellules solaires**) [40]

Dans ce travail, les auteurs étudient la dépendance à la température des paramètres de performance (tension de circuit ouvert V_{co} , courant de court-circuit J_{cc} , facteur de forme FF et rendement énergétique η) des cellules solaires à base de Ge, Si, GaAs, InP, CdTe et CdS dans la plage de température 273-523K. Ils décrivent trois cas donnant le courant de saturation inverse (J_0) qui est un paramètre de diode très important et qui contrôle la variation des paramètres de performance avec la température. Ce courant de saturation est donnée par la relation :

$$J_0(T) = C \cdot T^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g(T)}{K_b \cdot T}\right) \quad \text{I-5}$$

Avec $C=17.90\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-3}$ dans le cas (I) ;

$C=50\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-3}$ dans le cas (II)

et $CT^3=1.5 \cdot 10^8\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ dans le cas (III).

La dépendance à la température de la bande interdite dans les sémi-conducteurs est décrite dans la littérature [41,42] en utilisant la relation de Varshni :

$$E_g(T) = E_{g_0} - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T} \quad \text{I-6}$$

E_{g_0} est l'énergie de gap à $T=0\text{K}$, α et β sont des constantes. Leurs valeurs sont listés sur le tableau 1.

Tableau 1: Energy gap parameters for the semiconductor materials Si, Ge, GaAs, InP , CdTe and CdS.

Materials	Eg(0) en (eV)	$\alpha(\text{eV.K}^{-1}) \cdot 10^{-4}$	$\beta(\text{K})$
Si [41]	1.1557	7.021	1108
Ge [41]	0.7412	4.561	210
GaS [41]	1.5216	8.871	572
InP [41]	1.4206	4.906	93
CdTe [42]	1.6077	3.100	108
CdS [42]	2.583	4.020	147

L'étude a montré que les valeurs maximum possible de Voc, Jsc, FF et η des cellules solaires, calculées pour AM1.5G et AM0, sont pratiquement les mêmes que dans la littérature. En effet, avec l'augmentation de la température, le courant de saturation inverse croît, et donc, Voc diminue ce qui diminue le facteur de forme et donc l'efficacité de la cellule solaire. Dans le même temps, la bande interdite diminue également avec l'augmentation de la température et cela se traduit par une augmentation de Jsc qui agit pour améliorer l'efficacité de la cellule. Par conséquent, la tendance de Voc à diminuer et Jsc à augmenter avec l'augmentation de la température dans les cellules solaires entraîne globalement une diminution de l'efficacité avec l'augmentation de la température.

Ils concluent que la performance des cellules pour le cas (III) donne le meilleur accord entre les données théoriques et expérimentales calculées et disponibles pour les cellules solaires basées sur les matériaux, Si, Ge, GaAs alors que pour InP, CdTe et CdS, le cas (I) semble être plus approprié à 298K.

- Studies on the temperature dependence of I–V and C–V characteristics of electron irradiated silicon photo-detectors (**Etude de l'effet de la température sur les caractéristiques I-V et C-V d'un photo-détecteur au silicium irradié**). [43]

Dans cet article les auteurs ont fait une étude et une présentation des mécanismes de transport de courant d'une cellule solaire au silicium de type n^+-p dans des régions différentes de températures et de polarisation avant et après irradiation avec une dose de 350KGy.

Ainsi dans la plage de température étudiée, la contribution du courant d'obscurité dans la gamme de polarisation faible est considérée comme étant due à la recombinaison des porteurs minoritaires dans la région de charge d'espace sous irradiation. La caractéristique Capacité-tension (C -V) à différentes températures a aussi été mesurée pour déterminer la présence de niveaux profonds dans le dispositif.

Pour cela, les photo-détecteurs utilisés dans la présente étude ont été fabriquées par diffusion de phosphore dans la base (p) sur des plaquettes de silicium monocristallin d'orientation 00S / 1. Une couche de p + (champ de surface arrière) a été créée à la surface arrière de la tranche de silicium par dépôt d'aluminium. Comme contacts ohmiques avant et arrière, un revêtement métallique comprenant de titane, de palladium et d'argent déposés en utilisant un faisceau d'ions pulvérisés ont été utilisés. L'oxynitride de silicium a été faite sur la zone active du dispositif à l'aide de faisceaux d'ions par pulvérisation cathodique pour faire le revêtement antireflet. L'obscurité dépendant de la température, différentes mesures des échantillons ont été effectuées à l'aide d'un cryostat raccordé à l'unité de

commande de température unité de système DLS- 2000. Le courant qui circule est donné par la relation :

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V}{n \cdot K_b \cdot T}\right) \quad \text{I-7}$$

Où I_s est le courant de saturation de l'appareil ;

n est le facteur d'idéalité ;

K_b est la constante de Boltzmann

Et T est la température.

La caractéristique courant à l'obscurité en fonction de la tension (I-V) pour différentes températures a été examinée en utilisant divers modèles de conduction.

Les valeurs de ' n ' étant compris entre 1 et 2 indiquent que le courant est dû à une recombinaison à l'intérieur de la région d'appauvrissement.

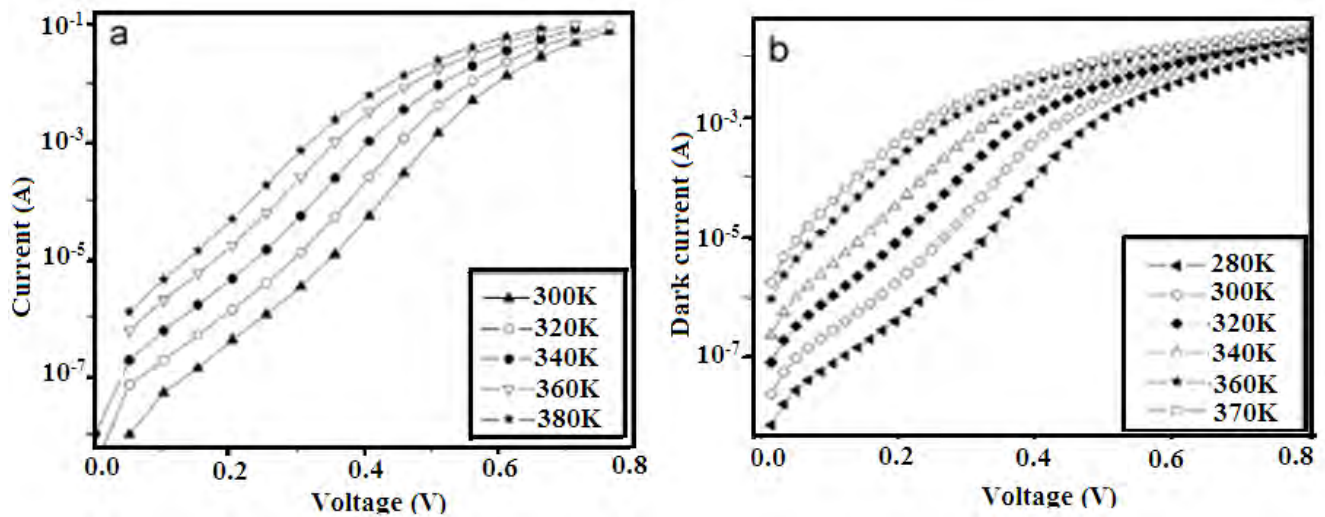


Figure 9: Tracé semi-logarithmique des caractéristiques I- V avant de Si photo détecteur à différentes températures. a-Sans irradiation b-Avec irradiation (dose de 350kGy).

L'étude a montré que l'irradiation n'aurait pas causé un changement majeur dans la région d'appauvrissement du dispositif.

La capacité de la couche d'appauvrissement d'une jonction à une tension V est donnée par :

$$C = A \cdot \left(\frac{q \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot N_D}{2 \cdot (V_{bi} + V)} \right)^{1/2} \quad \text{I-8}$$

Où A est l'aire effective de la diode ;

N_D est la concentration ;

ϵ_r est la constante diélectrique du silicium ;

ϵ_0 est la permittivité du vide ;

V_{bi} est le potentiel intégré.

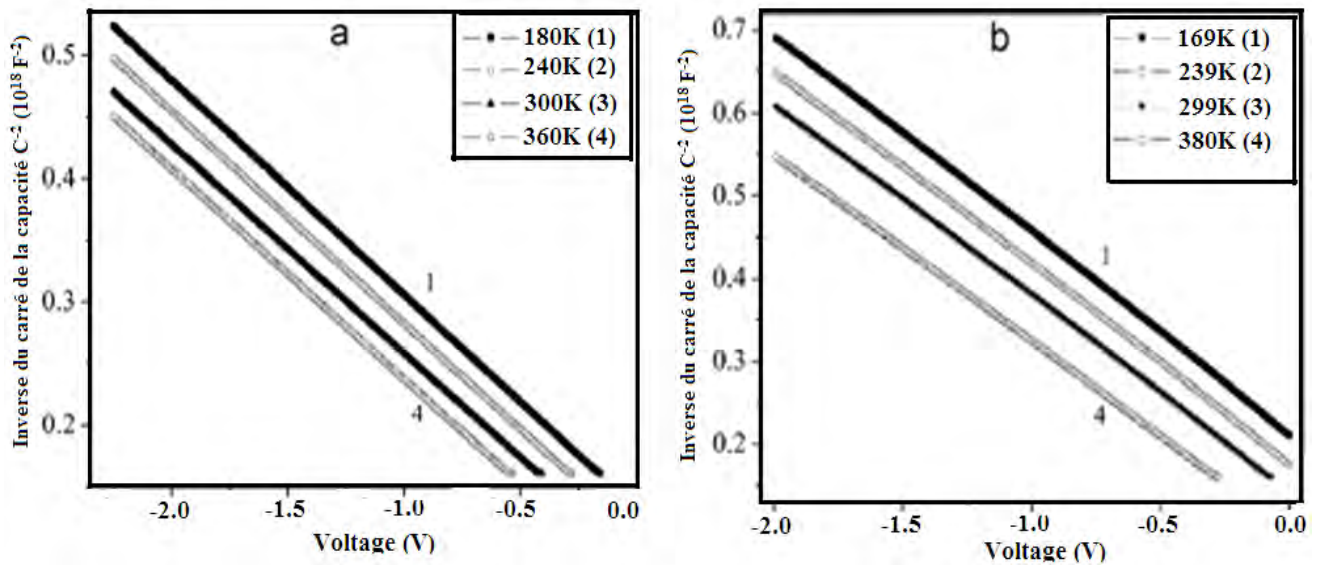


Figure 10: Inverse du carré de la capacitance en fonction de la tension à divers températures a-Sans irradiation b-Avec irradiation (dose de 350kGy).

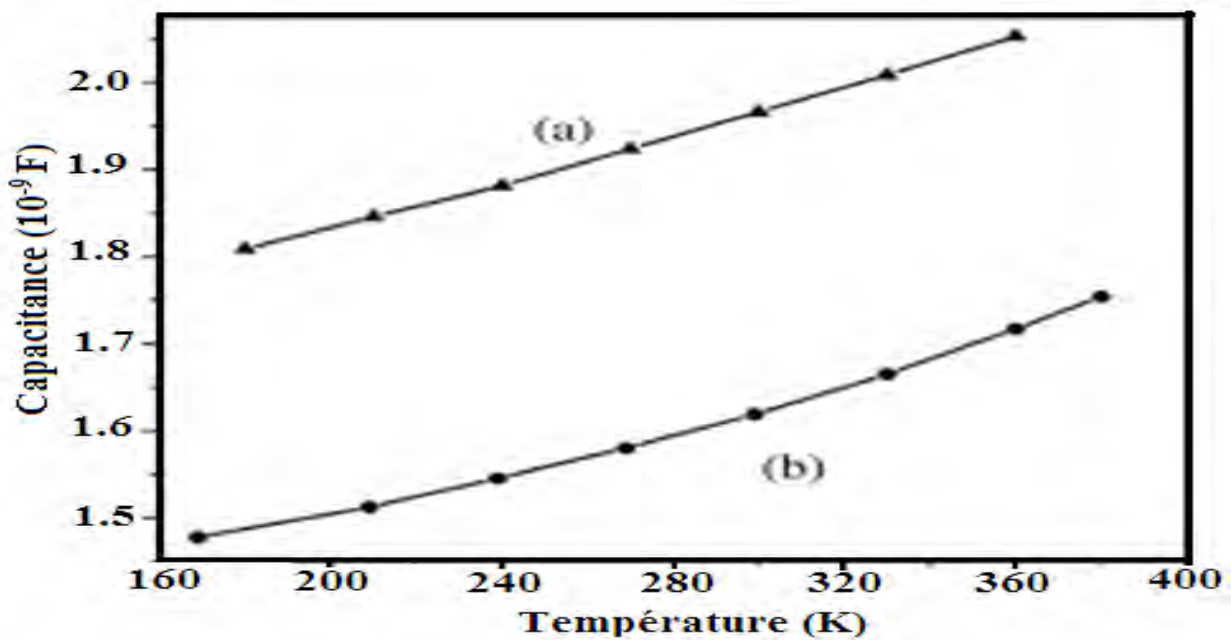


Figure 11: Capacitance en fonction de la tension à divers températures a-Sans irradiation ; b-Avec irradiation (dose de 350kGy).

Sur la figure 10, on note une linéarité pour les échantillons dans la gamme de températures mesurées avant et après irradiation. Alors que dans la figure 11, on observe une légère déviation par rapport à la linéarité après irradiation.

Les expériences faites ont indiqué que nombre considérable de niveaux de profondeur ne sont pas formés dans le dispositif même après l'irradiation.

- A Matlab/Simulink-Based Photovoltaic array Model Employing SimPowerSystems Toolbox (Modèle de réseau photovoltaïque par utilisation de Matlab/Simulink avec l'aide de la boîte à outil SimPowerSystems) [44]

Dans cet article, les auteurs présentent un modèle de réseau photovoltaïque en utilisant le logiciel Matlab/Simulink et avec l'aide de la boîte à outil SimPowerSystems. Le modèle des cellules PV a été développé puis, utilisé comme sous-systèmes de Simulink où les effets de l'insolation et de la

température ont été étudiés sur les caractéristiques courant-tension (I-V) et puissance-tension (P-V) de la cellule photovoltaïque.

Pour ce faire les auteurs ont considéré trois modèles de la cellule PV :

- **Modèle Général :** Ce modèle est composé d'une source de courant, d'une diode, d'une résistance série décrivant la résistance interne au flux de courant et d'une résistance parallèle qui exprime les courants de fuite. L'équation liant le courant à la tension pour ce modèle est donnée par :

$$I = I_{PH} - I_S \cdot \left[\exp\left(q \cdot \frac{V + R_S \cdot I}{A \cdot K_b \cdot T}\right) - 1 \right] - \left[\frac{V + R_S \cdot I}{R_{SH}} \right] \quad \text{I-9}$$

Où I_{PH} est le photocourant, I_S est le courant de saturation de la cellule à l'obscurité, q représente la charge de l'électron ($q=1,6 \cdot 10^{-19}C$), A est le facteur d'idéalité, T représente la température, K_b est la constante de Boltzmann ($K_b=1,38 \cdot 10^{-23}J/K$) et R_S et R_{SH} sont respectivement les résistances série et shunt.

Le photocourant dépend principalement de l'ensoleillement et de la température de travail de la cellule, qui est décrite comme :

$$I_{PH} = \lambda \cdot [I_{SC} + K_I \cdot (T - T_r)] \quad \text{I-10}$$

λ est l'insolation par $1KW/m^2$, I_{SC} est le courant de court-circuit, K_I est le coefficient de court-circuit à la température T de la cellule et T_r est la température de référence de la cellule.

D'autre part, le courant de saturation de la cellule varie en fonction de la température de la cellule, qui est décrite comme suit:

$$I_S = I_{RS} \cdot \left(\frac{T}{T_r} \right)^3 \cdot \exp \left[\frac{q \cdot E_g}{A \cdot K_b} \cdot \left(\frac{1}{T_r} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad \text{I-11}$$

$$\text{Avec } I_{RS} = \frac{I_{SC}}{\exp \left(\frac{q \cdot V_{OC}}{A \cdot K_b \cdot T_c} \right) - 1} \quad \text{I-12}$$

I_{RS} est le courant de saturation inverse de la cellule à une température de référence et un rayonnement solaire, E_g est l'énergie de gap et V_{oc} est la tension de circuit ouvert.

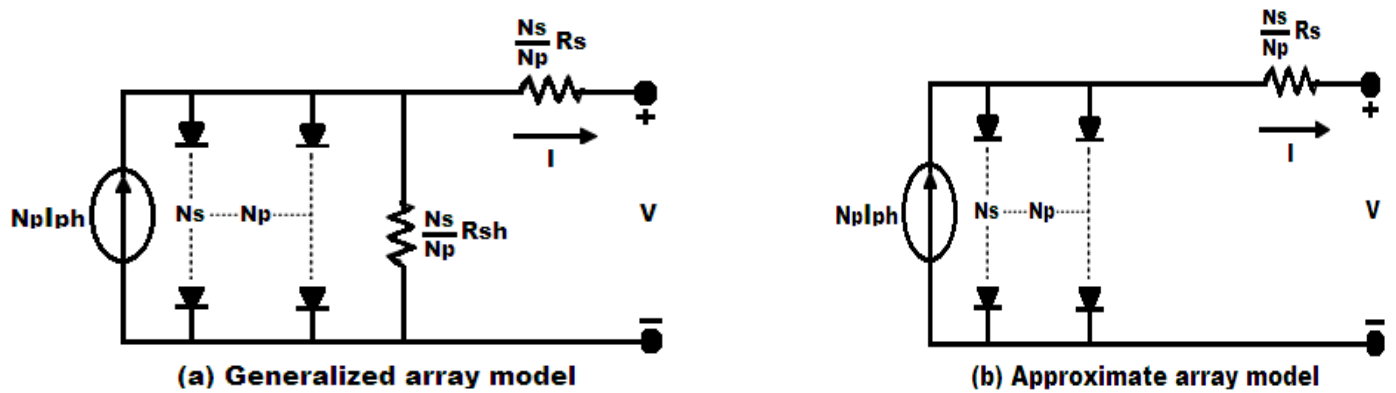
- **Modèle approximatif :** Dans ce modèle, nous considérons qu'il n'y a pas de fuite de courant ($R_{SH} \rightarrow \infty$). L'équation liant le courant à la tension pour cette modèle devient alors :

$$I = I_{PH} - I_S \cdot \left[\exp\left(q \cdot \frac{V + R_S \cdot I}{A \cdot K_b \cdot T}\right) - 1 \right] \quad \text{I-13}$$

- **Modèle simplifié:** Dans ce modèle, la cellule PV est considérée comme une cellule idéale. L'équation liant le courant à la tension pour ce modèle devient alors :

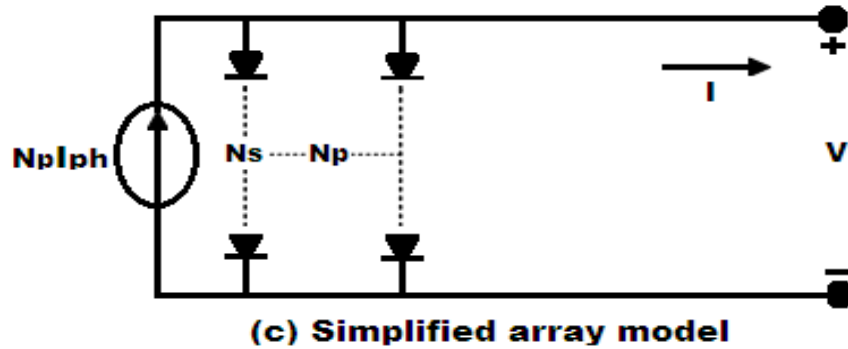
$$I = I_{PH} - I_S \cdot \left[\exp\left(q \cdot \frac{V}{A \cdot K_b \cdot T}\right) - 1 \right] \quad \text{I-14}$$

De façon générale, les auteurs ont considéré un modèle de réseau photovoltaïque (assemblage de plusieurs cellules en série et/ou en parallèle) afin de donner les circuits électriques équivalents ainsi que le courant correspondant pour chaque modèle.



$$I = N_p \cdot I_{PH} - N_p \cdot I_S \cdot \left[\exp \left(q \cdot \frac{\frac{V}{N_s} + \frac{R_S \cdot I}{N_p}}{A \cdot K_b \cdot T} \right) - 1 \right] - \left[\frac{\frac{N_p \cdot V}{N_s} + R_S \cdot I}{R_{SH}} \right] \quad \text{I-15}$$

$$I = N_p \cdot I_{PH} - N_p \cdot I_S \cdot \left[\exp \left(q \cdot \frac{\frac{V}{N_s} + \frac{R_S \cdot I}{N_p}}{A \cdot K_b \cdot T} \right) - 1 \right] \quad \text{I-16}$$



$$I = N_p \cdot I_{PH} - N_p \cdot I_S \cdot \left[\exp \left(q \cdot \frac{\frac{V}{N_s}}{A \cdot K_b \cdot T} \right) - 1 \right] \quad \text{I-17}$$

Figure 12: Circuits électriques équivalents des différents modèles de réseau PV.

Pour terminer, des simulations de l'effet de la température sur les caractéristiques I-V et P-V ont été étudiées à l'aide du logiciel Matlab/Simulink. La figure 13 représente les caractéristiques I-V et P-V pour divers températures.

L'étude a montré une diminution du point de puissance maximal et de la tension lorsque la température augmente.

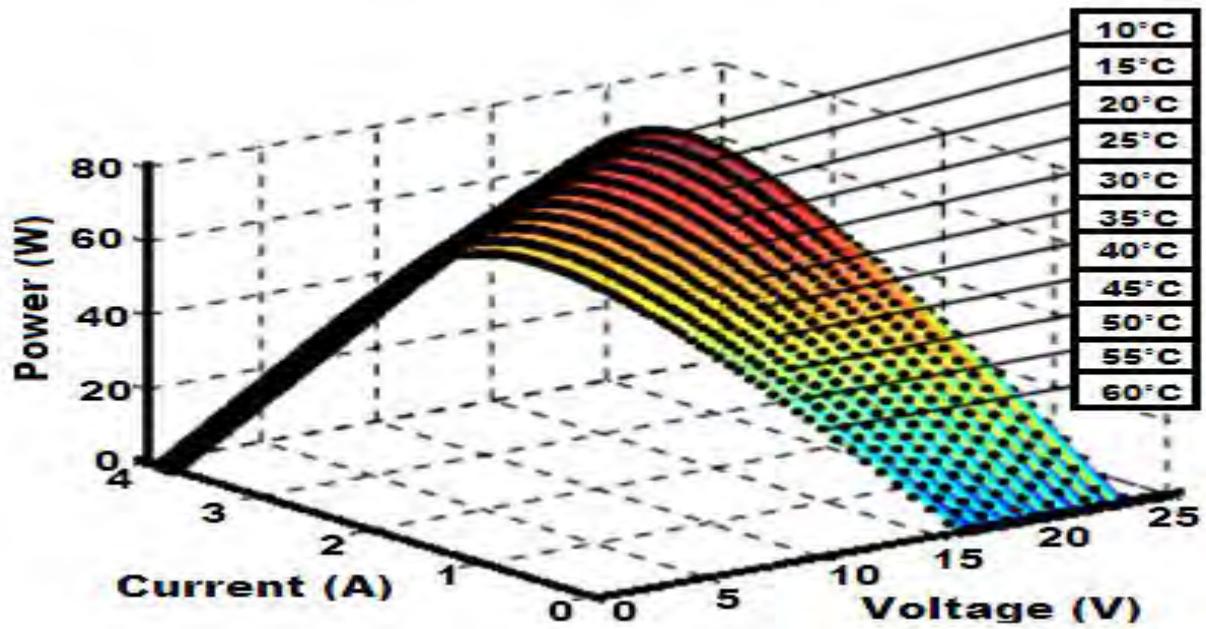


Figure 13: Caractéristiques I-V et P-V pour différentes températures.

I.3 Etude sur les vitesses de recombinaisons

- Study of the Intrinsic Recombination Velocity at the Junction of Silicon Solar under Frequency Modulation and Irradiation (**Etude de la vitesse de recombinaison à la jonction d'une cellule solaire au silicium en modulation de fréquence et sous irradiation**). [45]

Les auteurs de cet article présentent une méthode de détermination de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction d'une photopile monofaciale au silicium sous irradiation et sous éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel.

Tout d'abord, ils commencent par définir le taux de génération et le coefficient de diffusion. En effet la détermination de ces paramètres s'avère fondamentale pour l'étude d'une cellule solaire. Ainsi différentes expressions du taux global de génération et du coefficient de diffusion ont été proposées. Ensuite plusieurs expressions de la vitesse de recombinaison à la jonction ont été données selon le mode d'éclairage, le régime étudié et des paramètres tels que la pulsation, la longueur d'onde....

En régime statique [46,47], l'expression de la vitesse de recombinaison à la jonction devient pour un :

- Eclairage de la face avant par une lumière monochromatique :

$$Sf_{01}(\lambda) = \frac{D}{L} \cdot \frac{L \cdot \alpha(\lambda) - \left(L \cdot \alpha(\lambda) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)}{\left(L \cdot \alpha(\lambda) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H) - 1} \quad \text{I-18}$$

- Eclairage de la face arrière par une lumière monochromatique :

$$Sf_{02}(\lambda) = \frac{D}{L} \cdot \frac{L \cdot \alpha(\lambda) - \left(L \cdot \alpha(\lambda) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H)}{\left(L \cdot \alpha(\lambda) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H) + 1} \quad \text{I-19}$$

- Eclairage simultané des deux faces par une lumière monochromatique :

$$Sf_{03}(\lambda) = \frac{D}{L} \cdot \frac{\alpha(\lambda) \cdot L \cdot \left(\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + 1 \right) \cdot (1 - \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) - \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H))}{\left(\cosh\left(\frac{H}{L}\right) - 1 \right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) + \alpha(\lambda) \cdot L \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \cdot (\exp(-\alpha(\lambda) \cdot H) - 1)} \quad \text{I-20}$$

- Expression à 3D pour un éclairage monochromatique :

$$Sf_0 = \frac{D_n}{L_{k,j}} \cdot \frac{\alpha - \left(\frac{1}{L_{k,j}} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + \alpha \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H)}{\left(\frac{1}{L_{k,j}} \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \alpha \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) - 1} \quad \text{I-21}$$

k, j : Indices relatives aux directions x et y respectivement.

L_{kj} : Pseudo longueur de diffusion associée aux modes k et j dans la base

- Eclairage de la face avant par une lumière polychromatique :

$$Sf_{01} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L} \cdot \frac{L \cdot b_i - \left(L \cdot b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H)}{\left(L \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H) - 1} \quad \text{I-22}$$

b_i est un coefficient tabulé du rayonnement sous AM 1,5.

- Eclairage de la face arrière par une lumière polychromatique :

$$Sf_{02} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L} \cdot \frac{L \cdot b_i - \left(L \cdot b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(b_i \cdot H)}{\left(L \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(b_i \cdot H) + 1} \quad \text{I-23}$$

- Eclairage simultané des deux faces par une lumière polychromatique :

$$Sf_{03} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L} \cdot \frac{b_i \cdot L \cdot \left(\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + 1 \right) \cdot (1 - \exp(-b_i \cdot H)) - \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \cdot (1 + \exp(-b_i \cdot H))}{\left(\cosh\left(\frac{H}{L}\right) - 1 \right) \cdot (1 + \exp(-b_i \cdot H)) + b_i \cdot L \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \cdot (\exp(-b_i \cdot H) - 1)} \quad \text{I-24}$$

- Expression à 3D pour un éclairage polychromatique :

$$Sf_0 = D \cdot \frac{\sum_k \sum_j \left[\frac{R_{k,j}}{\cosh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^2} \cdot \sum_{i=1}^3 K_i \cdot \left\{ b_i - \left(\frac{1}{L_{k,j}} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H) \right\} \right]}{\sum_k \sum_j \left[\frac{R_{k,j}}{\cosh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right)^2} \cdot \sum_{i=1}^3 K_i \cdot \left\{ \left(\cosh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) + b_i \cdot L_{k,j} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_{k,j}}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H) - 1 \right\} \right]} \quad \text{I-25}$$

$$\text{Avec } R_{k,j} = \frac{4 \cdot \sin\left(\frac{C_k \cdot g_x}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{C_j \cdot g_y}{2}\right)}{C_k \cdot C_j \cdot g_x \cdot g_y} \quad \text{I-26}$$

g_x est la largeur du grain, g_y est la longueur du grain et C_k, C_j sont les valeurs propres des équations transcendantes.

En régime transitoire [48], l'expression de la vitesse de recombinaison à la jonction est :

$$Sf_0(\Psi) = \frac{\Psi \cdot \sqrt{D} \cdot \tan\left(\frac{\Psi}{\sqrt{D}} \cdot H\right) - Sb}{1 + \frac{Sb}{\Psi \cdot \sqrt{D}} \cdot \tan\left(\frac{\Psi}{\sqrt{D}} \cdot H\right)} \quad \text{I-27}$$

$$\text{Avec } \tan\left(\frac{\Psi}{\sqrt{D}} \cdot H\right) = \frac{\Psi \cdot \sqrt{D} \cdot (Sf + Sb)}{\Psi \cdot D^2 - Sf \cdot Sb} \quad \text{I-28}$$

$$\text{Et } \frac{\Psi}{\sqrt{D}} \cdot H \in \left[0, \frac{\pi}{2} \left[\bigcup \right] \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi, \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \right[\quad \text{I-29}$$

En régime dynamique fréquentiel [49], l'expression de la vitesse de recombinaison à la jonction est donnée :

- Eclairement de la face avant par une lumière polychromatique :

$$Sf_{01} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L} \cdot \frac{L_\omega \cdot b_i - \left(L_\omega \cdot b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H)}{\left(L_\omega \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H) - 1} \quad \text{I-30}$$

- Eclairement de la face arrière par une lumière polychromatique :

$$Sf_{02} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L_\omega} \cdot \frac{L_\omega \cdot b_i - \left(L_\omega \cdot b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(b_i \cdot H)}{\left(L_\omega \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(b_i \cdot H) + 1} \quad \text{I-31}$$

- Eclairement simultané des deux faces par une lumière polychromatique :

$$Sf_{03} = \sum_{i=1}^3 \frac{D}{L_\omega} \cdot \frac{b_i \cdot L_\omega \cdot \left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + 1 \right) \cdot (1 - \exp(-b_i \cdot H)) - \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (1 + \exp(-b_i \cdot H))}{\left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - 1 \right) \cdot (1 + \exp(-b_i \cdot H)) + b_i \cdot L_\omega \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (\exp(-b_i \cdot H) - 1)} \quad \text{I-32}$$

Enfin pour terminer, les diagrammes de BODE et de NYQUIST de la vitesse de recombinaison à la jonction pour un éclairage monochromatique par la face avant ont été effectués avec différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

- **Techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur validité d'une photopile bifaciale au silicium poly cristallin sous éclairage multi spectral constant en régime statique. [50]**

Dans cet article, les auteurs présentent des techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur validité d'une photopile bifaciale au silicium poly cristallin sous éclairage multi spectral constant en régime statique.

Partant de l'équation de continuité et suivant différents modes d'éclairements, ils ont obtenu un certain nombre d'expressions théoriques de la photopile. A partir des études théorique et expérimentale, ils déduisent trois techniques donnant la longueur de diffusion effective L_{eff} et les vitesses de recombinaison intrinsèques à la jonction Sf_α et à la face arrière Sb_α des porteurs minoritaires de charge pour les différents modes d'éclairement. Leur étude a montré les limites d'applicabilité de ces techniques de caractérisation des photopiles.

Partant de l'équation de continuité, les auteurs donnent différents résultats sur la densité des porteurs minoritaires selon les modes d'éclairement.

- Pour un éclairage par la face avant :

$$\delta_1(x) = A_1 \cdot ch\left(\frac{x}{L}\right) + B_1 \cdot sh\left(\frac{x}{L}\right) - \sum_{i=1}^3 K_i \cdot \exp(-b_i \cdot x) \quad \text{I-33}$$

- Pour un éclairage par la face arrière :

$$\delta_2(x) = A_2 \cdot ch\left(\frac{x}{L}\right) + B_2 \cdot sh\left(\frac{x}{L}\right) - \sum_{i=1}^3 K_i \cdot \exp[-b_i \cdot (H - x)] \quad \text{I-34}$$

- Pour un éclairage simultané des deux faces :

$$\delta_3(x) = A_3 \cdot ch\left(\frac{x}{L}\right) + B_3 \cdot sh\left(\frac{x}{L}\right) - \sum_{i=1}^3 K_i \cdot \{\exp(-b_i \cdot x) + \exp[-b_i \cdot (H - x)]\} \quad \text{I-35}$$

Les coefficients A_α et B_α ($\alpha = 1, 2, 3$) peuvent être déterminés à partir des conditions aux limites à la jonction et à la face arrière [39].

$$\text{A la jonction (x=0)} : \left. \frac{\partial \delta_\alpha(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Sf_\alpha}{D} \cdot \delta_\alpha(0) \quad \text{I-36}$$

$$\text{A la face arrière (x=H)} : \left. \frac{\partial \delta_\alpha(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb_\alpha}{D} \cdot \delta_\alpha(H) \quad \text{I-37}$$

Sf_α et Sb_α représentent respectivement les vitesses de recombinaison des porteurs minoritaires à la jonction et à la face arrière [51].

De la densité des porteurs, l'expression de la densité de photocourant due à la diffusion des porteurs minoritaires de charges, est donnée par la relation de FICK sous la forme.

$$J_{ph_\alpha} = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_\alpha(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad \text{I-38}$$

L'étude de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction montre un palier horizontal aux grandes valeurs de Sf_α . Ce qui se traduit mathématiquement par la relation :

$$\left. \frac{\partial J_{ph_\alpha}}{\partial Sf_\alpha} \right|_{Sf_\alpha \geq 6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}} = 0 \quad \text{I-39}$$

Ce qui a permis de déterminer les vitesses de recombinaison intrinsèques à la face arrière $Sb_{0\alpha}$ selon la face d'éclairement.

- Eclairement de la face avant:

$$Sb_{01} = D \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{b_i \cdot \left(\exp(-b_i \cdot H) - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \frac{1}{L} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right)}{L \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \exp(-b_i \cdot H)} \quad \text{I-40}$$

- Eclairement de la face arrière:

$$Sb_{02} = \frac{D}{L} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{-L \cdot b_i + \left(L \cdot b_i \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H)}{1 - \left(L \cdot b_i \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H)} \quad \text{I-41}$$

- Eclairement simultané des deux faces:

$$Sb_{03} = \frac{D}{L} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{b_i \cdot L \cdot \left(1 + \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) \cdot \exp(-b_i \cdot H) - b_i \cdot L \cdot \left(1 + \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right)}{\left(1 - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + b_i \cdot L \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right) + \left[1 - \cosh\left(\frac{H}{L}\right) - b_i \cdot L \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \cdot \exp(-b_i \cdot H)} \quad \text{I-42}$$

Enfin pour terminer les différentes techniques de détermination de la longueur effective ont été effectuées.

I.4 Etude sur l'impédance et la capacité de la photopile

- PV module dynamique impedance and its voltage and frequency dependencies (**Impédance dynamique d'une module photovoltaïque : Dépendance de la tension et de la fréquence**). [52]

L'étude de cet article est faite sur un module photovoltaïque (PV) pour la détermination des paramètres électriques que sont les résistances série, shunt et dynamique avec la méthode de la spectroscopie d'impédance. Pour ce faire, les auteurs utilisent des signaux sinusoïdaux ou carrés, en polarisation inverse ou directe, dans l'intervalle de fréquence de 1 à 60KHz. Le circuit électrique de base utilisé pour le module photovoltaïque est :

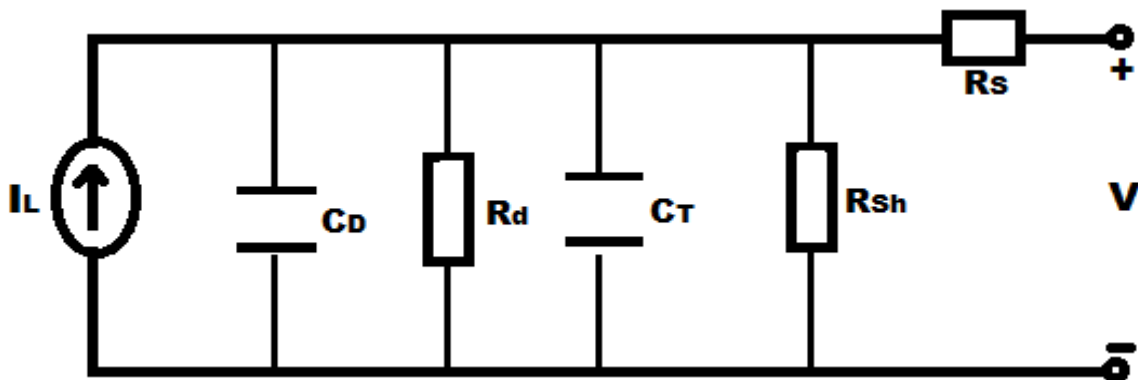


Figure 14: Circuit électrique équivalent du module PV.

où I_L est le photocourant, R_s , R_{sh} et R_d sont respectivement les résistances série, shunt et dynamique; C_D et C_T sont les capacités de diffusion et de transition ; V est la tension de service.

La mesure de l'impédance dynamique, à l'obscurité pour différentes tensions appliquées, est représentée dans le plan complexe. Les courbes obtenues sont sous forme de demi-cercles de diamètres variables en fonction de la tension (de faibles tensions donnent de larges diamètres). L'expression de l'impédance du module PV présente une composante résistive et une autre réactive de la forme $R_{pv} + j \cdot X_{pv}$. L'impédance est donnée par :

$$Z_{pv} = R_{pv} + j \cdot X_{pv} \quad \text{I-43}$$

$$\text{Avec } R_{pv} = R_s + \frac{R_p}{1 + (\omega \cdot R_p \cdot C_p)^2} \quad \text{I-44} \quad \text{et} \quad X_{pv} = -\frac{R_p^2 \cdot \omega \cdot C_p}{1 + (\omega \cdot R_p \cdot C_p)^2} \quad \text{I-45}$$

La résistance parallèle R_p est donnée par la relation : $R_p = \frac{R_D \cdot R_{SH}}{R_D + R_{SH}}$ I-46

Et la capacité équivalente C_p est la somme des deux capacités : $C_p = C_D + C_T$ I-47

Deux conditions sont utilisées pour déterminer les différents paramètres électriques :

a°) Polarisation directe sous obscurité :

La résistance de la diode diminue lorsque la conduction (ou la tension) augmente. Ainsi la résistance parallèle R_p se réduit à la résistance R_D . La capacité de diffusion C_D devient plus grande que celle de transition C_T . A basse fréquence ($\omega \rightarrow 0$), la réactance de l'impédance est nulle : ce qui correspond à la valeur $R_s + R_p$ et qu'à haute fréquence on trouve la résistance série.

b°) Polarisation inverse sous obscurité :

La résistance dynamique est très élevée devant la résistance shunt d'où R_p est égale à R_{SH} et la capacité C_T plus grande que C_D . La partie imaginaire de l'impédance est nulle lorsque la fréquence est égale à zéro ; ce qui permet de trouver le diamètre du demi-cercle ($R_s + R_{SH}$) et quand la fréquence tend vers l'infini, la résistance série est trouvée. Ces résultats obtenus, peuvent être vérifiés à partir de l'équation d'un cercle de la forme :

$$\left[R_{pv} - \frac{R_s + R_p}{2} \right]^2 + X_{pv}^2 = \left(\frac{R_p - R_s}{2} \right)^2 \quad \text{I-48}$$

L'étude de l'impédance du module PV montre que celle-ci diminue lorsque la fréquence augmente et que sa phase est négative.

- Admittance and impedance spectroscopy on Cu(In,Ga)Se₂ solar cells (**Spectroscopie d'impédance et d'admittance d'une cellule solaire au Cu(In,Ga)Se₂**) [53]

Sur ce travail, les auteurs rapportent des résultats expérimentaux sur les propriétés électriques de haute efficacité d'une cellule solaire à hétéro-jonction ZnO/CdS/Cu(In, Ga)Se₂. Deux méthodes essentiels ont été traités dans les résultats et discussions : la spectroscopie d'admittance et la spectroscopie d'impédance.

La spectroscopie d'admittance a été utilisée pour caractériser les niveaux de masse et d'interface dans la couche absorbeur de Cu(In, Ga)Se₂. La dépendance de la température sur la capacité en fonction de la fréquence a indiqué une émission à partir d'un accepteur peu profond comme niveau de défauts avec une énergie d'activation de l'ordre de 75mV.

La spectroscopie d'impédance a permis aux auteurs d'obtenir le modèle électrique équivalent composé d'une résistance parallèle, d'une capacité et d'une résistance série.

En effet, il est connu que la spectroscopie d'impédance étudie la capacité d'une jonction redresseuse en fonction de la fréquence et de la température. Ainsi la capacité de la jonction est donnée par la capacité de la couche d'appauvrissement en :

$$C_{DEP} = \frac{\epsilon_r}{w} = \left(\frac{\epsilon_r \cdot q \cdot N_A}{2 \cdot V_{bi}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{I-49}$$

- w est la largeur de la couche d'appauvrissement ;
- ϵ_r est la constante diélectrique du semi-conducteur ;
- N_A et V_{bi} sont respectivement la concentration intrinsèque de l'accepteur et la tension intégrée.

Les pièges électroniquement actifs dans la région d'appauvrissement de la jonction redresseuse apportent une contribution au spectre de la capacité à basse fréquence et/ou hautes températures.

Ainsi avec l'effet d'un seul piège à porteurs majoritaires, la capacité devient :

$$C(\omega) = C_{DEP} + \frac{C_{Lf} - C_{DEP}}{1 + \omega^2 \cdot \tau^{*2}} \quad \text{I-50}$$

C_{Lf} est la capacité à basse fréquence qui dépend de la concentration des pièges N_T et de la concentration de l'accepteur N_A si le matériau est dopé de type P.

τ^* est la constante de temps et dépend des concentrations N_T , N_A et de la largeur de la zone de

déplétion. Pour $N_T \ll N_A$ la constante de temps devient : $\tau^* = \frac{1}{\omega_0}$ I-51

$$\text{Avec } \omega_0(T) = 2 \cdot e_T(T) = 2 \cdot N_{C,V} \cdot v_{th} \cdot \sigma_{n,p} \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{K_b \cdot T}\right) = 2 \cdot \xi_0 \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{K_b \cdot T}\right) \quad \text{I-52}$$

e_T est le taux d'émission, $N_{C,V}$ est la densité effective des états entre la bande de valence et de conduction, v_{th} est la tension thermique, $\sigma_{n,p}$ représente la section transversale de capture des électrons et des trous et ξ_0 est un facteur d'émission.

A partir des courbes représentatives, il a été montré que la dépendance de la température sur la capacité en fonction de la fréquence a indiqué une émission à partir d'un accepteur peu profond comme niveau de défauts avec une énergie d'activation de l'ordre de 75mV.

La spectroscopie d'impédance a été utilisé pour décrire le comportement électrique de la cellule solaire. En effet, le circuit électrique équivalent d'une cellule solaire à hétérojonction PN en courant alternatif est composé de 3 éléments principaux: La résistance série R_s (dû aux résistances de contacts

et de volume), la résistance parallèle R_p (dû aux recombinaisons dans la zone de déplétion) et la capacité totale C_0 (somme des capacités de diffusion et de transition). Les valeurs théoriques de la partie réelle et de la partie imaginaire de ce circuit sont calculés suivant la relation :

$$Z' = R_s + \frac{R_p}{1 + \omega_0^2 \cdot C_0^2 \cdot R_p^2} \quad \text{I-53}$$

$$\text{Et } Z'' = \frac{\omega \cdot C_p \cdot R_p^2}{1 + \omega_0^2 \cdot C_0^2 \cdot R_p^2} \quad \text{I-54}$$

La courbe représentant la partie imaginaire (Z'') en fonction de la partie réelle (Z') (figure 11) est un demi-cercle de diamètre R_p . Les valeurs de la résistance série R_s et parallèle R_p sont trouvés entre 6 à $8.10^3 \Omega$ et 3 à $2.10^4 \Omega$ respectivement pour des tensions variant entre $0.8V$ à $-0.8V$.

Ils en concluent que la légère diminution de la résistance parallèle avec la tension est due aux fuites de courants dûs aux recombinaison dans la zone d'appauvrissement alors que les grandes valeurs de la résistance série sont dû essentiellement à la résistance en volume du CIGS.

Sur cette meme figure le circuit électrique équivalent est indiqué.

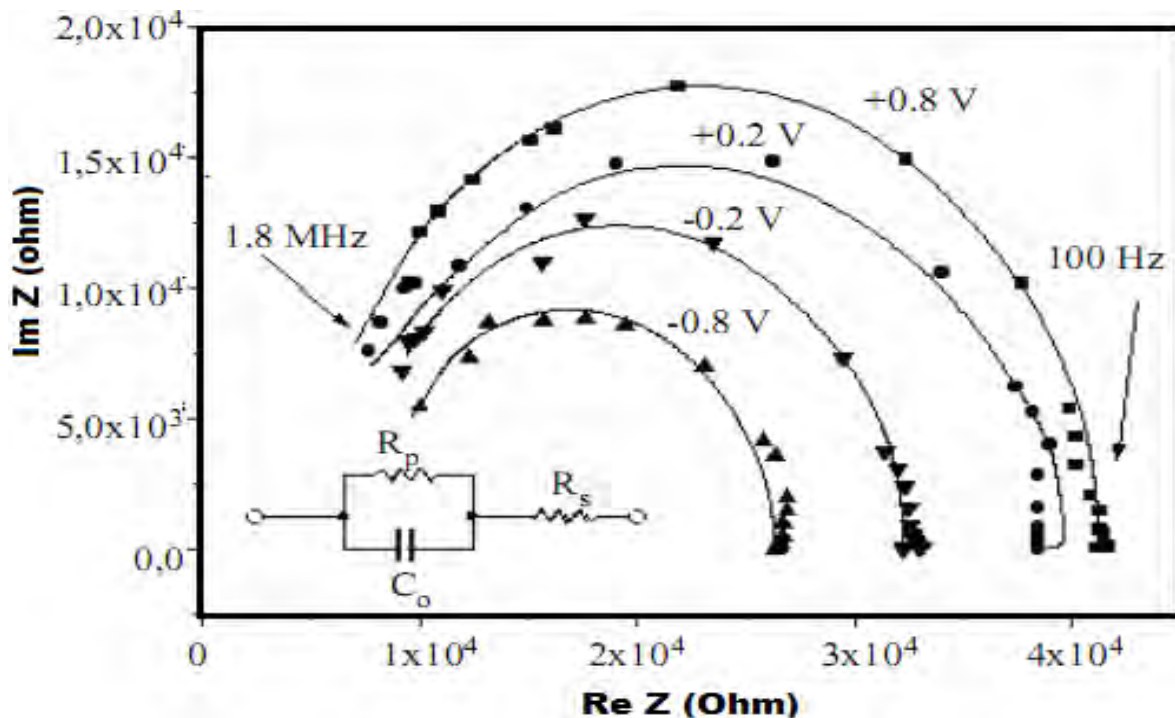


Figure 15: Diagramme de Nyquist de l'impédance et circuit électrique équivalent.

- Déplacement des armatures d'un condensateur plan [54]

Enoncé

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 $C = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{Z_0}$ (2) : condensateur plan

La force sur chaque armature se trouvant chacun dans un champ $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$ (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 $C = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{Z_0}$ (7)

$$F = Q \cdot \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = Q \cdot \frac{Q}{2S \cdot \epsilon_0} = \frac{Q^2}{2S \cdot \epsilon_0} = \frac{C^2 V^2}{2S \epsilon_0} = \frac{\epsilon_0^2 \cdot S^2 \cdot V^2}{2 \cdot Z_0^2 \cdot S \cdot \epsilon_0} \quad (8)$$

$$\text{Soit } F = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{2Z_0^2} \quad (9)$$

Energie du système :

$$u = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \cdot S}{Z_0} V^2 \quad (10)$$

$$\text{Ainsi : } u = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \cdot S}{Z_0} V^2 \quad (11)$$

2°) Ecartement des armatures

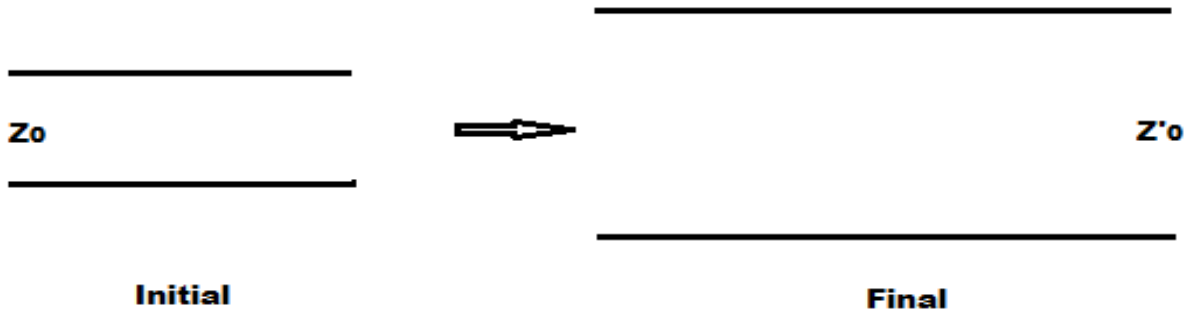


Figure 16: Schéma de l'extension de l'épaisseur du condensateur plan.

A $Q = \text{cte}$ conservation des charges Q et Q'.

Elles s'écrivent respectivement :

A l'état final: $Q' = C' \cdot V'$ avec $C' = \epsilon_0 \cdot S / Z'_0$

A l'état initial: $Q = C \cdot V$ avec $C = \epsilon_0 \cdot S / Z_0$

Après identification, on a :

$$\frac{V'}{Z'_0} = \frac{V}{Z} \Rightarrow V' = \frac{Z'_0}{Z_0} V \quad (12)$$

Energie u' de l'état final est de:

$$u' = \frac{1}{2} C' V'^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S}{Z'_0} \frac{Z_0^2}{Z_0} V^2 \quad (13)$$

$$u' = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S}{Z'_0} \frac{Z_0^2}{Z_0^2} V^2 = \frac{1}{2} C \frac{Z'_0}{Z} V^2 = \frac{1}{2} C V^2 \frac{Z'_0}{Z_0} = \frac{Z'_0}{Z_0} u$$

Ainsi : $u' = \frac{Z'_0}{Z_0} u$ (14)

A $\boxed{V = \text{cte (potentiel constant)}}$

Charge à l'état final $Q' = C'V'$ et charge à l'état initial $Q = CV$. D'où : $V = V' \Rightarrow \frac{Q'}{Q} = \frac{C'}{C}$

Ainsi: $Q' = \frac{Z'_0}{Z_0} Q$ (15)

Energie u' de l'état final est de :

$$u' = \frac{1}{2} \frac{Q'^2}{C'} = \frac{1}{2} \left(\frac{Z'_0}{Z_0} \right)^2 \cdot \left(\frac{Q^2}{\epsilon_0 \cdot S} \right) = \frac{1}{2} \frac{Z_0^2}{Z_0'} \frac{Q^2}{\epsilon_0 \cdot S} = \frac{1}{2} \frac{Z_0}{Z_0'} \frac{Q^2}{\epsilon_0 \cdot S} = \frac{1}{2} \frac{Z_0}{Z_0'} \frac{Q^2}{C} = \frac{Z_0}{Z_0'} u$$

Ainsi: $u' = \frac{Z_0}{Z'_0} u$ (16)

Bilan énergétique :

$Q = \text{cte} : \Delta u = \frac{1}{2} C \left[\frac{Z_0}{Z'_0} - 1 \right] V^2 = \frac{1}{2} C V^2 \cdot \left[\frac{Z_0}{Z'_0} - 1 \right]$ (17)

D'où le rendement du condensateur à charge constante est de :

$$\eta_1 = \frac{\Delta u}{u} = \frac{Z_0}{Z'_0} - 1$$

En outre :

$V = \text{cte} : \Delta u = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \left[\frac{Z_0}{Z'_0} - 1 \right]$ (18)

De même le rendement du condensateur à potentiel constant est de :

$$\eta_2 = \frac{\Delta u}{u} = 1 - \frac{Z'_0}{Z_0}$$

Remarque :

L'épaisseur Z'_0 est supérieure à l'épaisseur Z_0 . Ainsi :

A potentiel constant, $\frac{Z_0}{Z'_0} - 1 < 0$, d'où $\Delta u < 0$; le condensateur fournit de l'énergie à l'extérieur (effet joule).

A charge constante, $\frac{Z_0}{Z'_0} - 1 > 0$, d'où $\Delta u > 0$; le condensateur reçoit de l'énergie.

L'augmentation de la distance entre les armatures du condensateur peut se faire à charge constante ou à tension constante. Quand la charge est constante la variation d'énergie du condensateur est négative. Il y'a perte d'énergie de la part de celle-ci soit par effet joule, soit par rayonnement électromagnétique.

Par contre, à tension constante il y a absorption d'énergie par le condensateur, donc un surplus de porteurs au niveau des armatures.

Conclusion

Dans l'étude bibliographique que nous venons de réaliser, nous avons fait une brève histoire de la photopile bifaciale en présentant les premières structures de cellules solaires bifaciales. Puis des travaux d'article, très important sur les effets des paramètres extérieurs (température, énergie d'irradiation, longueur d'onde, pulsation) sur les paramètres phénoménologiques (Vitesse de recombinaison intrinsèque Sf_0 , la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb) et les paramètres électriques (impédance équivalente Z , la capacité de la zone de charge d'espace C), sont réalisés. D'autre part, nous avons présenté un exercice d'électricité sur les condensateurs plans qui met en évidence l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile ainsi que le rendement de sa capacité.

Ces études ont montré que la conversion photovoltaïque est limitée par différents processus de recombinaison, caractérisés principalement par les paramètres phénoménologiques et les paramètres électriques qui dépendent des paramètres extérieurs. D'où l'intérêt d'apporter notre contribution dans la recherche scientifique sur les cellules solaires en étudiant l'effet de la température sur une photopile bifaciale au silicium irradiée et sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence. Nous commencerons par une étude théorique de la photopile dans le chapitre 2 puis une étude sur la capacité dans le chapitre 3 et enfin proposer des modèles électriques équivalents dans le chapitre 4.

CHAPITRE II :ETUDE THEORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE

Introduction

La conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique est limitée par plusieurs processus de recombinaisons (en volume et en surface). Pour parer à ces problèmes, différentes types de structures de photopiles bifaciales ont été conçues. Ainsi dans ce chapitre, nous ferons l'étude d'une photopile bifaciale au silicium de type $n^+ - p - p^+$ [52 ; 55] sous éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel. Il se subdivisera en six paragraphes :

Sur le premier, nous présenterons notre type de photopile bifaciale puis nous établirons les équations régissant la distribution des porteurs en excès générés dans la base en régime dynamique fréquentiel et nous étudierons le coefficient de diffusion en fonction de la pulsation, de la température et de l'énergie d'irradiation au deuxième paragraphe.

Nous terminerons par faire respectivement une étude comparative de deux modes d'éclairage choisis (éclairage simultané des deux faces et éclairage par la face avant) sur la densité des porteurs de charges minoritaires, la densité de photocourant, la phototension et la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière en fonction de quelques paramètres extérieurs dans les quatre dernières paragraphes.

II.1 Présentation de la photopile bifaciale

La photopile considérée est de type $n^+ - p - p^+$ et sa structure est représentée à la figure 17:

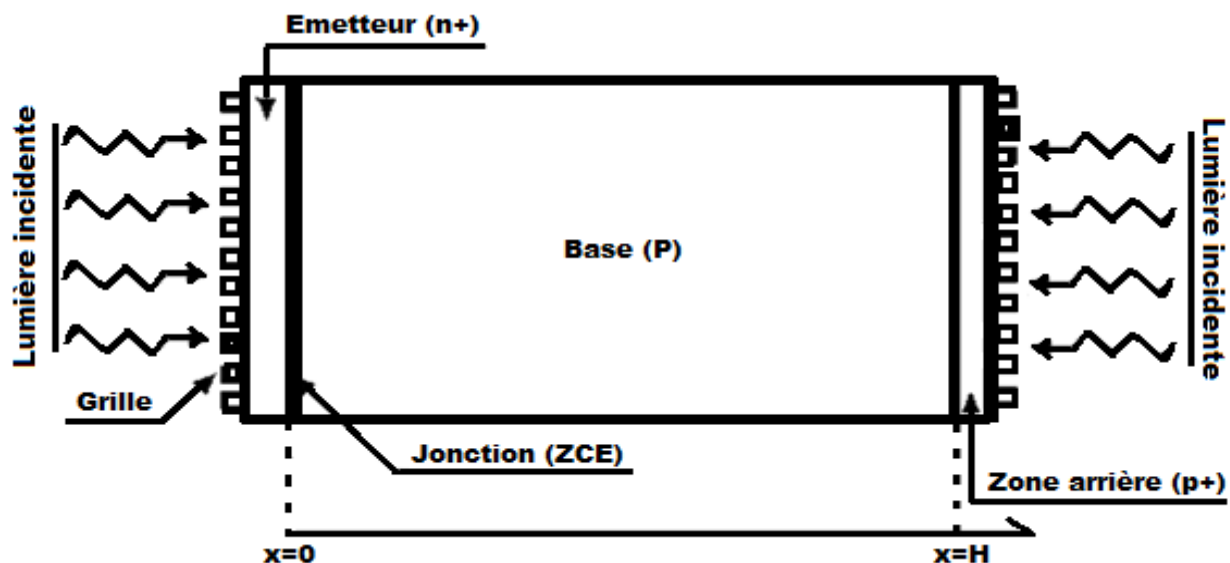


Figure 17: Structure d'une photopile bifaciale au silicium de type $n^+ - p - p^+$.

La photopile bifaciale au silicium représentée à la figure 17 est composée principalement de quatre parties: l'émetteur, la base, la jonction (ou zone de charge d'espace) et la zone arrière de la base.

- L'émetteur de type n^+ : l'épaisseur est faible (0.5 à 1 μ m), elle est fortement dopée en atomes donneurs (10^{17} à 10^{19} atomes par cm^3) et recouverte d'une grille métallique qui permet de collecter les charges électriques photo créées. Cette partie de la cellule est aussi appelée face avant de la photopile et peut être éclairée par la lumière incidente.

- **La base de type p :** Cette partie est relativement peu dopée (10^{15} à 10^{17} atomes par cm^3) en atomes accepteurs. Mais son épaisseur est beaucoup plus importante que celle de l'émetteur. Elle peut s'élever

jusqu'à 400 μ m. Etant de type p, cette partie de la structure présente un défaut d'électrons (porteurs minoritaires).

L'étude caractéristique de la cellule portera essentiellement sur cette partie qui est la zone de prédominance des phénomènes d'absorption, de génération, de recombinaison et de diffusion.

- La jonction émetteur-base (ou zone de charge d'espace):

Lorsqu'on met en contact les deux semi-conducteurs dopés différemment (émetteur de type n et base de type p) alors on obtient une jonction où règne un champ électrique très intense. Ce champ permet la séparation des paires électron-trou qui arrivent à la jonction.

Ainsi un rayon lumineux qui frappe la cellule peut pénétrer dans le cristal à travers la grille collectrice et provoquer l'apparition d'une tension électrique autour de la jonction, si le rayon possède une énergie suffisante.

- **Le BSF (back surface Field) de type P⁺** : c'est la zone située en face arrière de la base, elle est surdopée en atomes accepteurs (10^{17} à 10^{19} atomes par cm^3) par rapport à la base. Cela induit l'existence d'un champ électrique arrière qui permet de renvoyer vers l'interface émetteur-base les porteurs minoritaires générés près de la face arrière [56 ; 57].

Pour relier la cellule à une charge extérieure c'est-à-dire pour la collecte du courant résultant de l'absorption de la lumière (des photons), des électrodes sous forme de grilles métalliques sont déposées par sérigraphie sur les deux faces avant et arrière servant de contacts électriques. Pour améliorer les performances de la cellule solaire, ces grilles doivent laisser passer le maximum de flux lumineux incident. C'est la cause pour laquelle une couche antireflet est déposée sur ces deux électrodes pour augmenter la quantité de lumière absorbée par la cellule.

Dans le cadre de notre étude, nous ferons les approximations suivantes :

- la contribution de l'émetteur au photocourant sera négligée par rapport à celle de la base [58] ;
- le champ cristallin sera négligé au niveau de la base de la photopile, seul le champ électrique à la jonction sera pris en compte ;
- On va utiliser un modèle mathématique unidimensionnel, la jonction de la photopile sera prise comme origine ($x = 0$) ;
- Nous allons considérer uniquement un éclairage simultané des deux faces et un éclairage par la face avant.

II.2 Détermination de la densité des charges minoritaires dans la base :

II.2.1 Equation de continuité :

Sous l'effet d'une excitation (optique ou électrique) des paires électron-trou sont générés aussi bien dans la jonction, dans l'émetteur et la base de la photopile. Les porteurs ainsi générés peuvent soit traverser la zone de charge d'espace, soit subir des recombinaisons. Ces dernières sont dues à des défauts (joints de grains, impuretés d'atomes...) liés à la fabrication de la photopile. L'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge régissant les phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion au sein de la base est de la forme:

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta_n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x,t)}{\tau} = -G_n(x,t) + \frac{\partial \delta_n(x,t)}{\partial t}$$

II-1

L'indice n désigne un éclairement soit par la face avant soit par les deux faces simultanées ;
On posera pour la suite : n=1 pour un éclairement par la face avant et n=2 pour un éclairement simultané des deux faces.

- **D** est le coefficient de diffusion des charges minoritaires
- $\delta_n(x,t)$ est la densité des charges minoritaires pouvant se mettre sous la forme :
$$\delta_n(x,t) = \delta_n(x) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t)$$

II-2

- $G_n(x,t)$ [59] est le taux de génération des charges pouvant aussi se mettre sous la forme :
$$G_n(x,t) = g_n(x) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t)$$

II-3

Avec
$$g_n(x) = \alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))]$$

II-4

Les paramètres μ et ξ sont définis suivant le mode d'éclairement :

Mode d'éclairement	μ	ξ
Eclairement par la face avant	1	0
Eclairement simultané des deux faces	1	1

α_λ est le coefficient d'absorption monochromatique du matériau à la longueur d'onde λ ,

R_λ est le coefficient de réflexion monochromatique du matériau à la longueur d'onde λ ,

ϕ_λ est le flux incident monochromatique de la lumière à la longueur d'onde λ .

Pour définir notre domaine d'étude de longueur d'onde, nous traçons à la figure 18 le flux de photons incidents monochromatique de la lumière en fonction de la longueur d'onde.

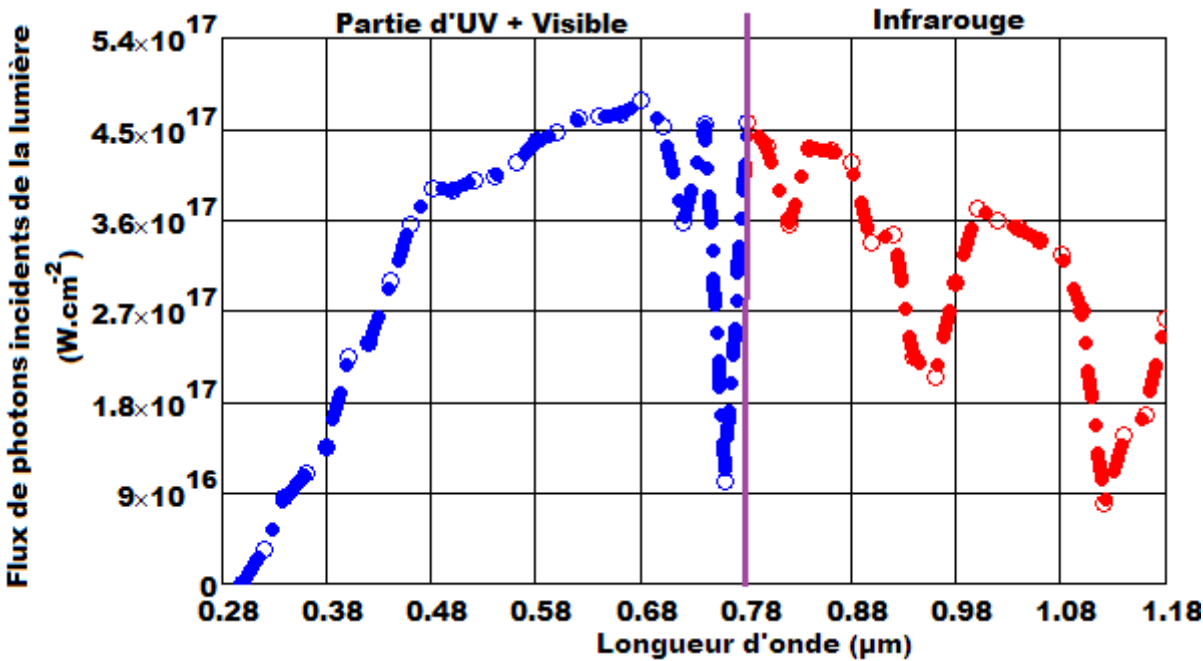


Figure 18 : Flux de photons incidents de la lumière en fonction de la longueur d'onde.

Sur cette courbe, nous notons deux parties :

La première partie où le flux incident de la lumière croît. Elle correspond à des longueurs d'onde se situant dans une partie de l'ultra violet et dans le domaine du visible.

La deuxième où le flux incident de la lumière décroît globalement (en présentant des pics de croissance et de décroissance dus principalement à l'absorption de certaines molécules présentes dans l'atmosphère). Elle correspond à des longueurs d'onde se situant dans l'infrarouge. C'est dans cette partie que nous choisissons notre domaine d'étude (surtout pour des longueurs d'onde $\lambda \geq 0.78 \mu\text{m}$).

En régime dynamique on a : $\frac{\partial \delta_n(x,t)}{\partial t} = j \cdot \omega \cdot \delta_n(x,t)$ II-5

L'équation de continuité des charges minoritaires en excès dans la base en régime dynamique fréquentiel est alors :

$$\frac{\partial^2 \delta_n(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x)}{L_\omega^2} = \frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))]}{D}$$
 II-6

Avec $\frac{1}{L_\omega^2} = \frac{1 + j \cdot \omega \cdot \tau}{L^2}$ II-7

Avant de résoudre l'équation II-6, nous allons d'abord étudier le coefficient de diffusion des charges minoritaires dans la base.

II.2.2 Etude du coefficient de diffusion des porteurs

La détermination du coefficient de diffusion **D** [60] des charges minoritaires est fondamentale pour l'étude d'une cellule solaire. En effet, plusieurs études ont été faites sur le coefficient de diffusion dans le but d'améliorer le rendement de conversion de la cellule solaire. Le coefficient de diffusion des charges minoritaires peut dépendre de plusieurs paramètres tels que la pulsation, l'irradiation et la température, etc.

Ainsi on définit le coefficient de diffusion complexe D_ω [39] des charges minoritaires selon la relation :

$$D_\omega = D \cdot \left[\frac{1 + \omega^2 \cdot \tau^2}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2)^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2} \cdot (1 - j \cdot \omega \cdot \tau) \right]$$
 II-8

Avec ω qui représente la pulsation excitatrice ;

τ est la durée de vie des porteurs dépendant de l'énergie d'irradiation (ϕ_p) et du coefficient de dommages (kl) selon la relation empirique [61 ; 62] ;

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + kl \cdot \phi_p$$
 II-9

D est le coefficient de diffusion sans excitation et qui dépend de la température et de l'irradiation.

Le coefficient de diffusion sans excitation en fonction de la température est donné par la relation d'Albert Einstein :

$$D(T) = \frac{\mu(T) \cdot K_b \cdot T}{q}$$
 II-10

$\mu(T) = 1.43 \cdot 10^9 \cdot T^{-2.42} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [63] est la mobilité des charges minoritaires dans la base dépendant de la température T ; K_b est la constante de Boltzmann et q est la charge élémentaire de l'électron.

En régime dynamique fréquentiel, la longueur de diffusion des porteurs est donnée par la relation :

$$L(\omega, kl, \phi_p, T) = L(kl, \phi_p, T) \cdot \sqrt{\frac{1 - j \cdot \omega}{1 + \tau^2 \cdot \omega^2}} \quad \text{II-11}$$

$$L(kl, \phi_p, T) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L(T)^2} + kl \cdot \phi_p}} \quad \text{II-12}$$

$$\text{Avec : } L(T) = \sqrt{D(T) \cdot \tau_0} \quad \text{II-13}$$

$L(T)$ est la longueur de diffusion dépendant du coefficient de diffusion des charges minoritaires

$L(kl, \phi_p, T)$ est la longueur de diffusion en fonction du coefficient de dommage, du flux d'irradiation et de la température.

Le coefficient de diffusion sans excitation en fonction de la température et de l'irradiation devient alors :

$$D(kl, \phi_p, T) = \frac{1}{\tau \cdot \left(\frac{1}{L(T)^2} + kl \cdot \phi_p \right)} \quad \text{II-14}$$

II.2.2.1 Coefficient de diffusion en fonction de la température :

Sur la figure 19, le profil du coefficient de diffusion des charges minoritaires dans la base en fonction de la température est représenté.

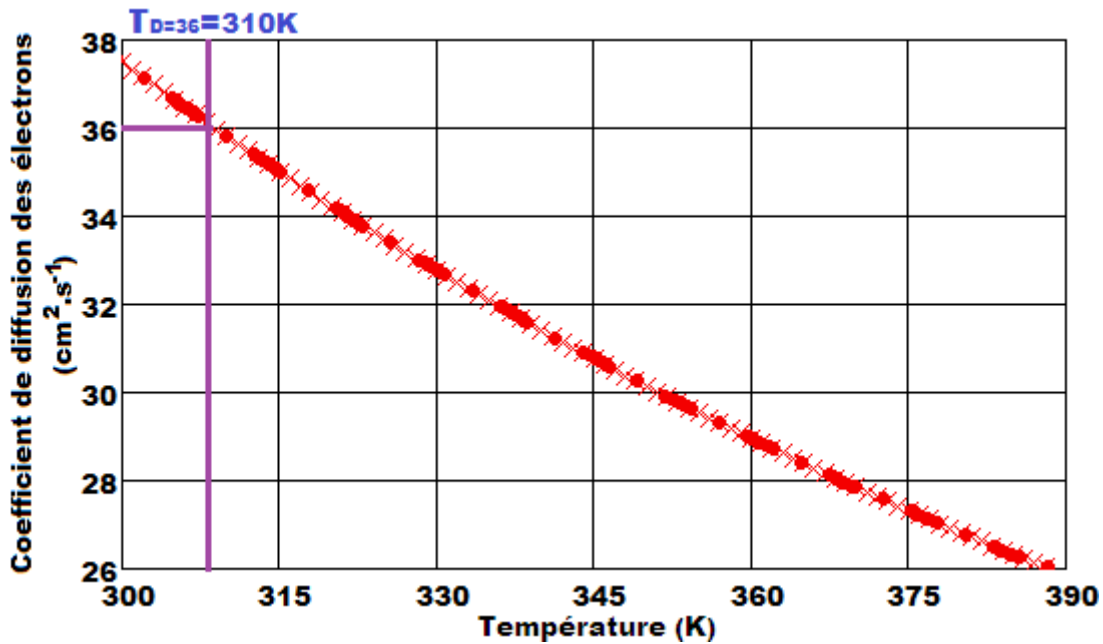


Figure 19: Coefficient de diffusion des porteurs en fonction de la température.

Nous notons une diminution de l'amplitude du coefficient de diffusion lorsque la température augmente. L'élévation de la température crée un désordre thermique dans la microstructure de la cellule solaire. Ainsi la mobilité des porteurs diminue, car l'agitation thermique au sein du matériau

accroît le nombre de “chocs” qui s’oppose au déplacement des porteurs minoritaires de charges. Nous notons aussi que la température correspondant au coefficient de diffusion du silicium monocristallin à l’absence d’irradiation est de 310K. Dans la suite du travail, cette température sera pris comme température de référence.

II.2.2.2 Coefficient de diffusion en fonction de l’énergie d’irradiation:

La figure 20 représente le profil du coefficient de diffusion complexe des porteurs minoritaires de charges en fonction de l’énergie d’irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage.

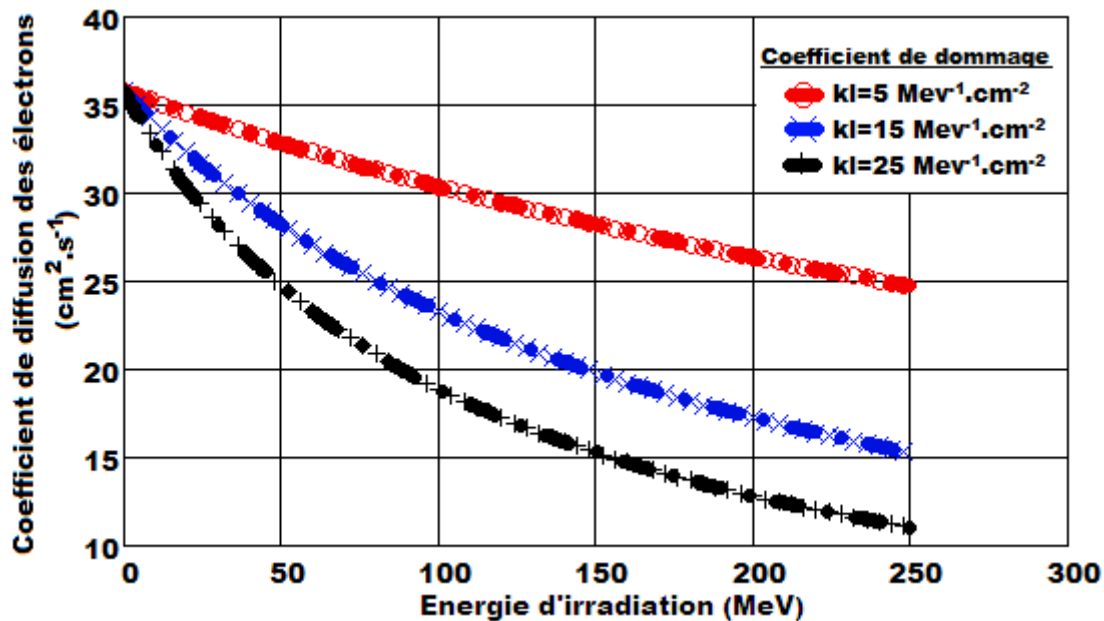


Figure 20: Coefficient de diffusion des porteurs en fonction de l’énergie d’irradiation : $T=310K$.

Le coefficient de diffusion des porteurs diminue lorsque l’énergie d’irradiation augmente. Car l’énergie d’irradiation réduit la mobilité des porteurs et la sensibilité à l’éclairement, ce qui entraine un ralentissement de la diffusion des porteurs minoritaires dans la base. Nous pouvons aussi remarquer que la diminution du coefficient de diffusion est d’autant plus importante lorsque le coefficient de dommage augmente car ce dernier exprime la faculté plus ou moins grande d’une particule à causer des dégradations au sein d’un matériau.

II.2.2.3 Coefficient de diffusion en fonction de la pulsation:

La figure 21 représente le profil du coefficient de diffusion complexe des porteurs minoritaires de charges en fonction du logarithme de la pulsation.

Sur ce profil nous constatons que l’amplitude du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires reste constante et maximale pour les faibles valeurs de la pulsation (inférieur à $10^{4.5}$ rad/s). Dans cet intervalle la photopile est en régime quasi-statique. On dira que la photopile n’a pas encore réagit aux excitations. Mais au-delà de $10^{4.5}$ rad/s, on note la diminution exponentielle de l’amplitude du coefficient de diffusion car les grandes fréquences constituent un blocage des porteurs photogénérés et il y’a peu de charges qui franchissent la jonction pour participer au photocourant: On est en régime dynamique.

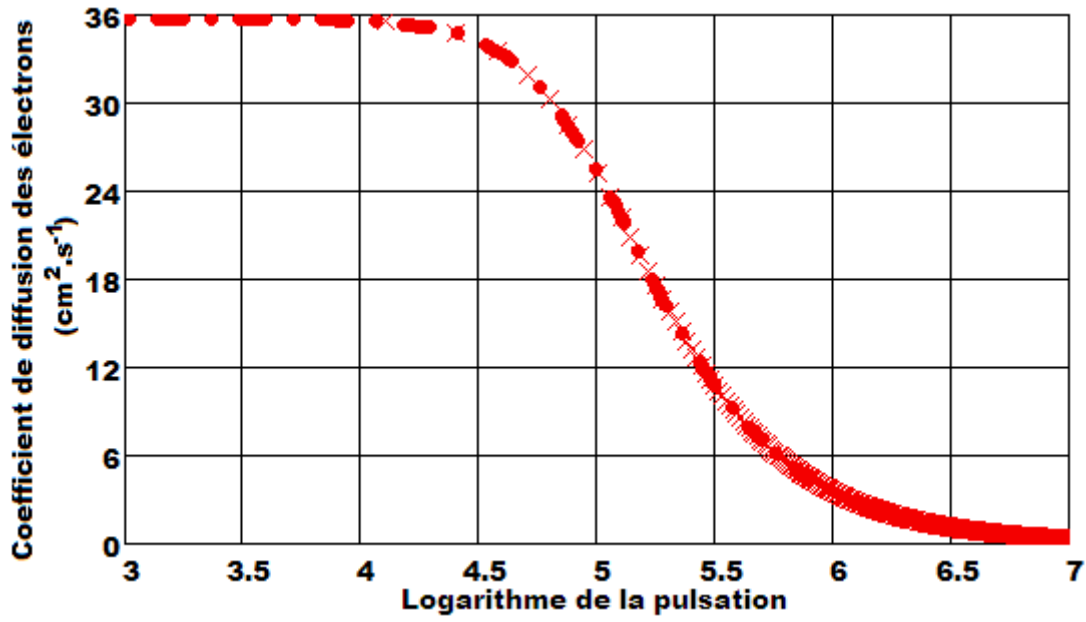


Figure 21: Coefficient de diffusion complexe des porteurs en fonction du logarithme de la pulsation :
 $T=310K$, $\phi p=0MeV$.

Après avoir étudié le coefficient de diffusion nous allons maintenant résoudre l'équation différentielle (II-6) du second ordre à coefficient constant avec second membre.

II.2.3 Résolution de l'équation de continuité:

La solution générale de l'équation différentielle s'écrit sous la forme :

$$\delta_n(x) = \delta_{1n}(x) + \delta_{2n}(x) \quad \text{II-15}$$

$\delta_{1n}(x)$ étant la solution particulière de l'équation avec second membre et $\delta_{2n}(x)$ est la solution générale de l'équation sans second membre.

✓ Solution particulière de l'équation avec second membre

La solution particulière de l'équation de continuité avec second membre est :

$$\delta_{1n}(x) = K \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad \text{II-16}$$

En remplaçant la relation II-16 dans l'équation II-6, nous obtenons une équation qui permet de calculer la constante K.

$$\text{On trouve } K = -\frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha_\lambda^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \quad \text{II-17}$$

La solution particulière de l'équation avec second membre s'écrit alors:

$$\delta_{1n}(x) = -\frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha_\lambda^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad \text{II-18}$$

✓ Solution générale de l'équation sans second membre :

$$\delta_{2n} = A_n \cdot \text{ch}\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + B_n \cdot \text{sh}\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \quad \text{II-19}$$

Expression de la densité des charges minoritaires dans la base.

Finlement la densité des charges minoritaires est donc donnée par la relation suivante :

$$\delta_n = A_n \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + B_n \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha_\lambda^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad \text{II-20}$$

Pour déterminer les coefficients A_n et B_n , nous utilisons les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière de la photopile.

➤ **Conditions aux limites**

$$\text{A la jonction de la photopile } x = 0 : \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Sf_n}{D} \cdot \delta_n(0) \quad \text{II-21}$$

$$\text{A la face arrière de la photopile } x = H : \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb_n}{D} \cdot \delta_n(H) \quad \text{II-22}$$

Sf_n [51] et Sb_n [64] sont respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction émetteur-base et la face arrière.

Pour un éclairage par la face avant, les coefficients A_1 et B_1 deviennent :

$$A_1 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{D \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) + (Sf_1 + \alpha \cdot D) \cdot \left(D \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_1 + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_1 \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad \text{II-23}$$

$$B_1 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{L_\omega \cdot Sf_1 \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sf_1 + \alpha \cdot D) \cdot \left(D \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_1 + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_1 \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad \text{II-24}$$

Pour un éclairage simultané des deux faces, les coefficients A_2 et B_2 deviennent :

$$A_2 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{D \cdot [(Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sb_2 + \alpha \cdot D)] + [(Sf_2 + \alpha \cdot D) + (\alpha \cdot D - Sf_2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H)] \cdot \left(D \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_2 \cdot L_\omega \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_2 + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_2 \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad \text{II-25}$$

$$B_2 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{L_\omega \cdot Sf_2 \cdot [(Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sb_2 + \alpha \cdot D)] - [(Sf_2 + \alpha \cdot D) + (\alpha \cdot D - Sf_2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H)] \cdot \left(D \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_2 \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_2 + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_2 \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad \text{II-26}$$

En introduisant les coefficients A_1 , B_1 et A_2 , B_2 dans l'équation (II-20), on en déduit respectivement l'expression de la densité des charges minoritaires en excès pour un éclairage par la face avant et pour un éclairage simultané des deux faces.

II.3 Etude de la densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base :

Les figures 22 et 23 illustrent le profil de la densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base respectivement en situation de circuit ouvert et de court-circuit pour les deux modes d'éclairage pris.

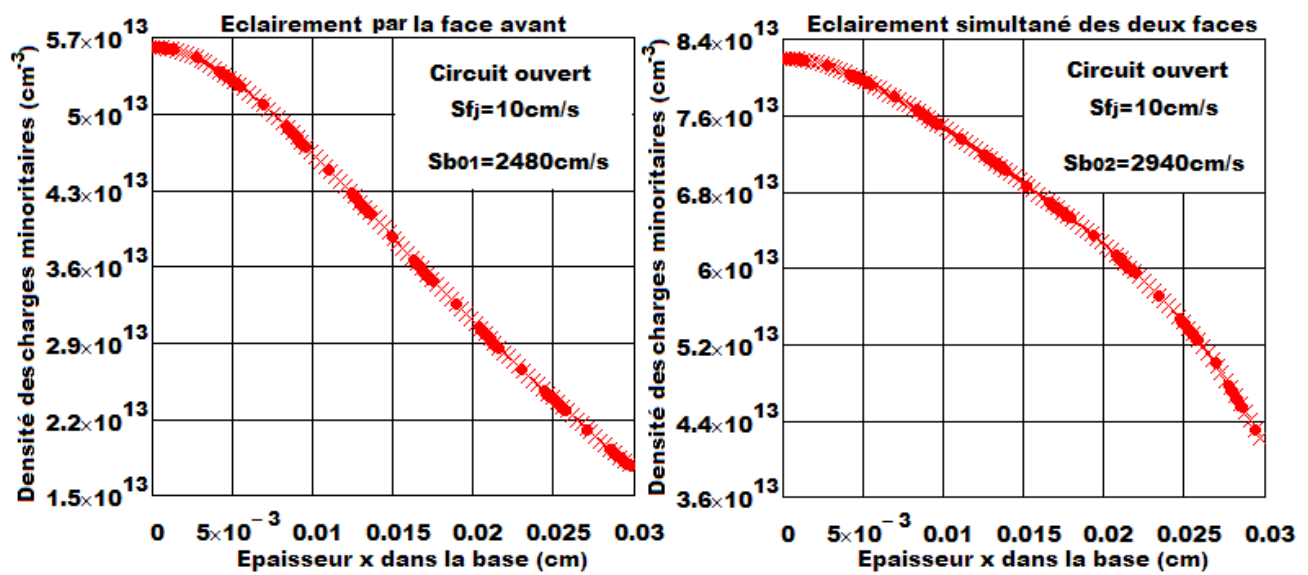


Figure 22: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base en situation de circuit ouvert : $S_{fj}=2.10^2\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

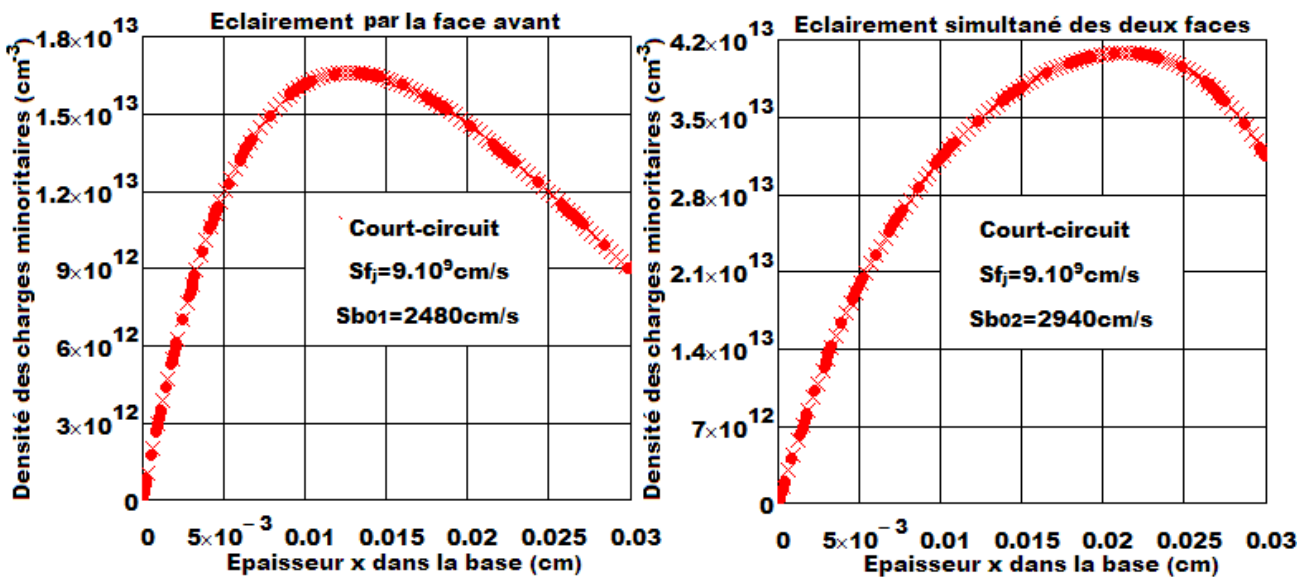


Figure 23: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base en situation de court-circuit : $S_{fj}=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

S_{b0} représente la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière dépendant des paramètres phénoménologiques et sa détermination sera montrée au paragraphe II-6. S_{fj} est la vitesse de recombinaison à la jonction lié à la charge.

- Nous remarquons en circuit ouvert, correspondant à une vitesse de recombinaison à la jonction faible, que la densité des charges minoritaires diminue progressivement lorsque l'épaisseur x dans la base augmente. Cela est dû particulièrement à l'atténuation du flux lumineux incident à l'intérieur de la base, entraînant ainsi une réduction de la génération des porteurs de charges minoritaires qui contribuent au photocourant. Nous notons aussi que le point de densité maximum des courbes correspondantes est tout près de la jonction et le gradient de la densité d'électrons est nul à cette interface ; par conséquent aucune collecte de charges minoritaires n'a lieu et le courant délivré à la jonction est nul ;
- en court-circuit, correspondant à une valeur très grande de la vitesse de recombinaison à la jonction, la densité des porteurs minoritaires de charges est nulle à la jonction puis augmente jusqu'à atteindre un maximum correspondant à un stockage des charges puis elle diminue lorsque l'épaisseur

augmente. Cette densité nulle à la jonction signifie que les charges minoritaires qui atteignent cette interface sont collectées ainsi le courant délivré est maximal. Le gradient positif montre qu'un flux de charges minoritaires de plus en plus important traverse la jonction. Le gradient négatif par contre est dû aux recombinaisons en volume et en surface mais aussi à la diminution exponentielle du taux de génération.

L'étude comparative entre les deux modes d'éclairement, comme on pouvait s'y attendre, indique une plus grande amplitude de la densité des porteurs minoritaires de charges dans le cas de l'éclairement simultané car les porteurs de charges minoritaires photogénérés près de la zone arrière sont repoussés par le champ électrique arrière vers la jonction. Ainsi selon le mode d'éclairement, nous obtenons le déplacement en épaisseur du maximum des porteurs de charges. Ce qui correspond à un élargissement de la zone de collecte des charges minoritaires qui sera plus détaillé au chapitre 3.

Après étude de la densité des porteurs en fonction de l'épaisseur x dans la base, nous allons étudier l'effet de la longueur d'onde, de la pulsation, de l'énergie d'irradiation et de la température sur la densité des porteurs minoritaires en situation de court-circuit.

II.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la densité des charges minoritaires:

Nous représentons sur les figures 24 et 25, le profil de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base pour différentes longueurs d'onde respectivement pour un éclairement par la face avant et pour un éclairement simultané des deux faces.

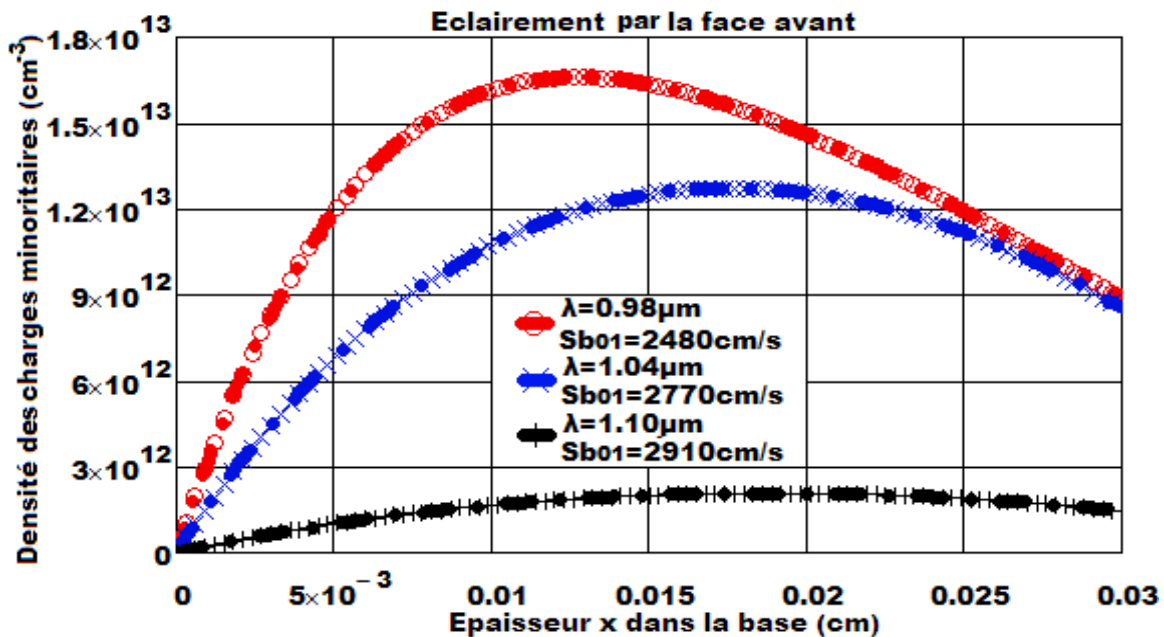


Figure 24: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairement par la face avant et pour différentes longueurs d'onde : $Sf_j=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

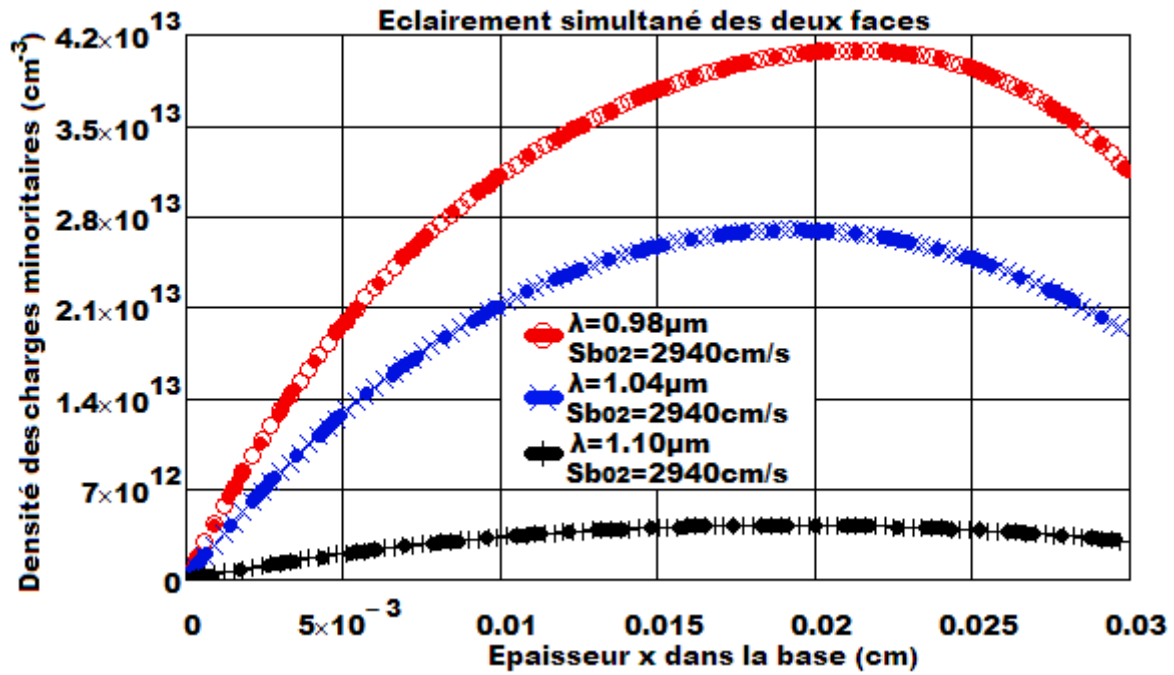


Figure 25: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairement simultané des deux faces et pour différentes longueurs d'onde : $Sf_j=9.10^9\text{cm/s}$, $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Pour une courbe donnée, nous obtenons les mêmes analyses de l'évolution de l'amplitude de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base. En plus cet amplitude diminue avec les fortes irradiations de longueurs d'onde. Car avec l'augmentation de ces derniers, l'absorption devient faible et les photons n'auront pas assez d'énergie pour extraire les porteurs de charges. En plus avec ces longueurs d'onde, le flux de la lumière incidente diminue rapidement, par conséquent, la génération des porteurs de charges devient très faible et les pertes de photons liées aux effets de recombinaison dans le volume de la base sont très importantes d'où la diminution de la densité des charges.

Nous notons aussi une extension de la zone de collecte des électrons lorsque la longueur d'onde du rayonnement lumineux augmente. Cet effet optique a été remarqué par certains auteurs [65]. L'analyse qui en a été tiré est que les grandes longueurs d'onde génèrent des porteurs minoritaires de charges en profondeur dans la base. Ce qui explique cette extension de la zone de charges d'espace.

L'étude comparative entre ces deux figures montre que le déplacement du maximum de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un éclairement par la face avant est plus important que celui du double éclairement. En effet, la génération des porteurs se fait plus en profondeur dans la base avec les grandes longueurs d'onde, ce qui pourrait expliquer le déplacement du maximum des porteurs de charges. En double éclairement, les vitesses de recombinaisons intrinsèques à la face arrière sont les mêmes quelque soit la longueur d'onde appliquée ; ce qui suppose qu'en double éclairement, l'effet de la longueur d'onde par la face avant est compensé par celui de la face arrière.

II.3.2 Effet de la pulsation sur la densité des charges minoritaires:

Les figures 26 et 27 représentent le profil de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base pour différentes valeurs de la pulsation respectivement pour un éclairage par la face avant et pour un éclairage simultané des deux faces.

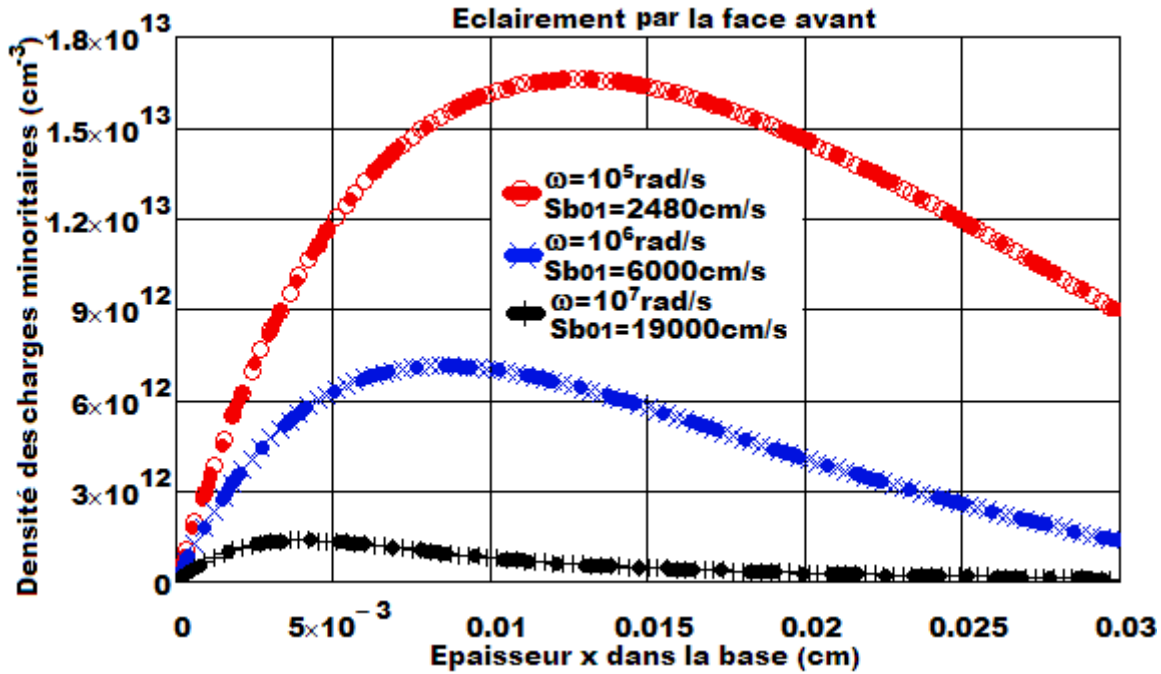


Figure 26: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage par la face avant et pour différentes pulsations : $Sf_j=9.10^9$ cm/s, $H=0,03$ cm, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0$ MeV, $T=310$ K.

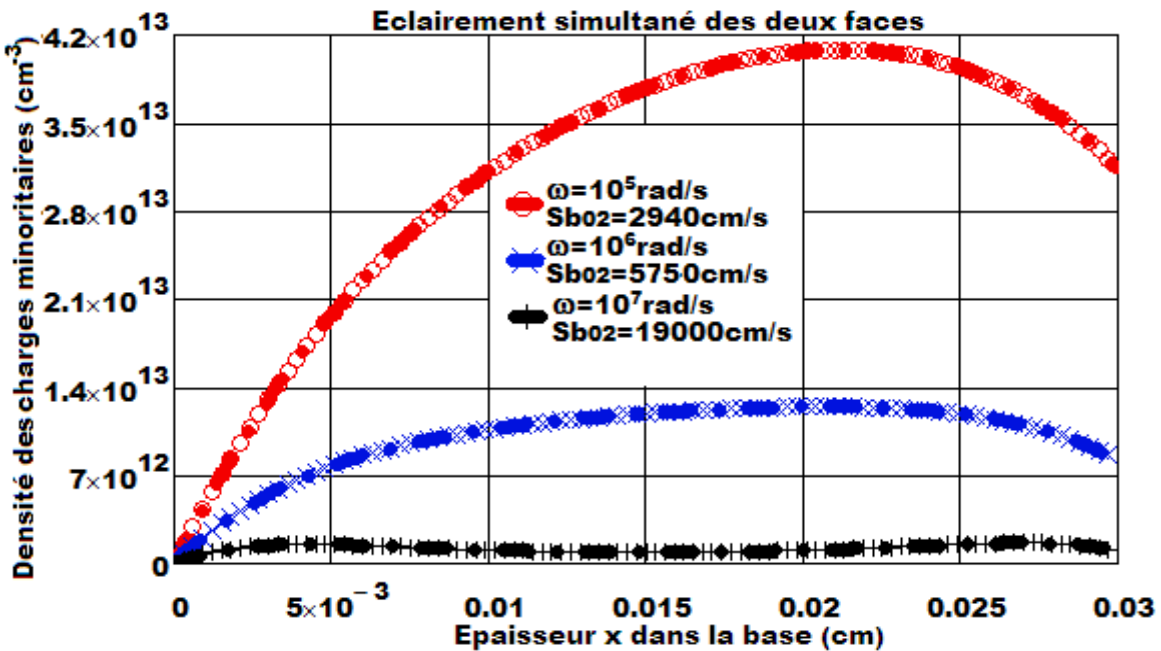


Figure 27: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes pulsations : $Sf_j=9.10^9$ cm/s, $H=0,03$ cm, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0$ MeV, $T=310$ K.

Pour une courbe donnée, nous obtenons les mêmes analyses de l'évolution de l'amplitude de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base. De plus l'augmentation de la fréquence entraîne une diminution de la densité des porteurs minoritaires de charges. En effet, pour les faibles fréquences (régime quasi-statique), les porteurs photogénérés près de la face arrière sont renvoyés vers l'interface émetteur-base par le champ arrière BSF. Par contre pour les hautes

fréquences (grandes valeurs de Sb_0), les contacts face arrière sont de type ohmique. De ce fait les recombinaisons vont augmenter à la face arrière.

L'étude comparative entre les deux modes d'éclairement indique qu'aux très hautes fréquences, les vitesses de recombinaisons à la face arrière sont identiques donc même densité de porteurs de charges. Ceci s'explique par le fait qu'à ces fréquences, la photopile n'a plus le temps de se relaxer et devient insensible aux excitations.

II.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la densité des charges minoritaires:

Les figures 28 et 29 représentent le profil de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation respectivement pour un éclairement par la face avant et un éclairement simultané des deux faces.

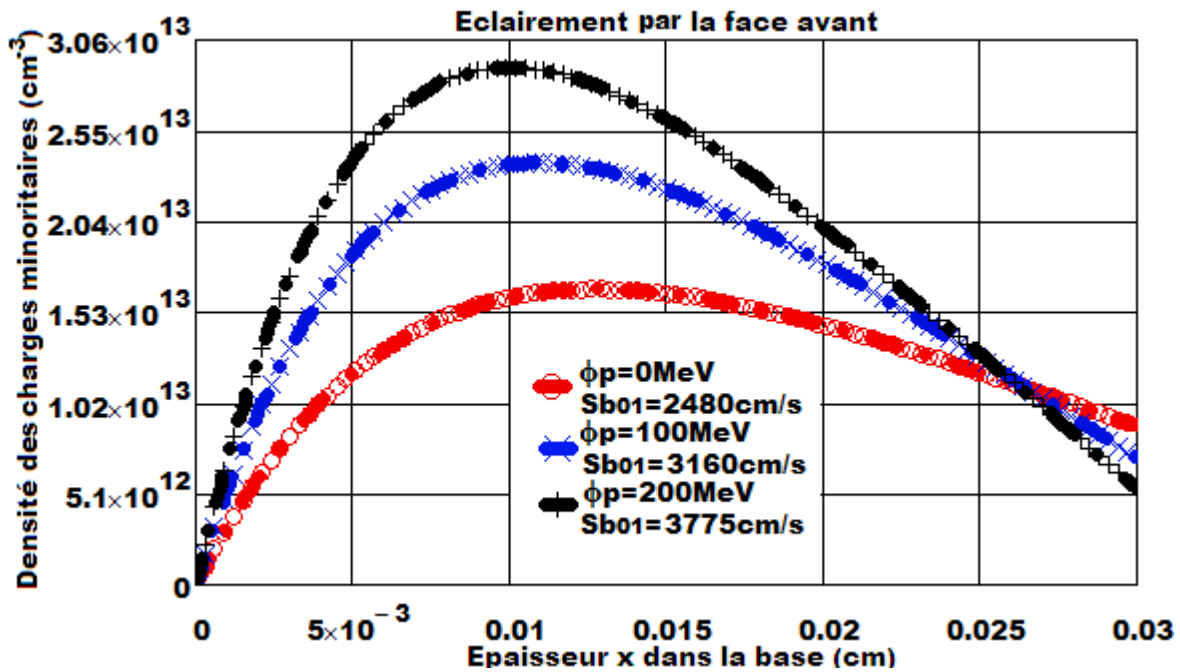


Figure 28: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairement par la face avant et pour différentes énergies d'irradiation : $Sf_j = 9.10^9 \text{ cm/s}$, $H = 0.03 \text{ cm}$, $\omega = 10^5 \text{ rad/s}$, $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$, $kl = 25 \text{ cm}^2/\text{MeV}$, $T = 310 \text{ K}$.

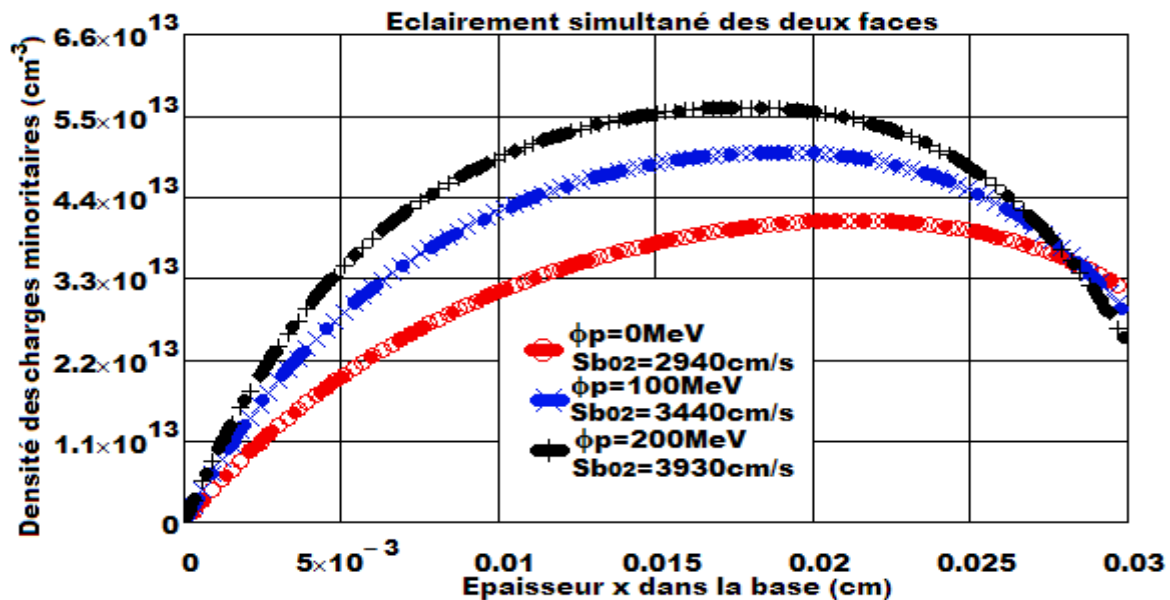


Figure 29: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairement simultané des deux faces et pour différentes énergies d'irradiation : $Sf_j = 9.10^9 \text{ cm/s}$, $H = 0.03 \text{ cm}$, $\omega = 10^5 \text{ rad/s}$, $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$, $T = 310 \text{ K}$, $kl = 25 \text{ cm}^2/\text{MeV}$.

Pour une courbe donnée, nous obtenons les mêmes analyses de l'évolution de l'amplitude de la densité des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base. Mais aussi nous notons une augmentation de l'amplitude de la densité maximale des porteurs minoritaires de charges lorsque l'énergie d'irradiation augmente. Cette augmentation est due à des dégradations qui ont lieu en surface et causées par les fortes irradiations. Ces dégradations en surface sont essentiellement dues à une énergie d'ionisation très important qui a pour conséquence une accumulation des charges à l'intérieur de la base en situation de court-circuit. De plus sur la face arrière, les recombinaisons sont très intenses pour les fortes énergies d'irradiation, ce qui se matérialise par l'inversion observée à une certaine épaisseur située près de la face arrière.

II.3.4 Effet de la température sur la densité des charges minoritaires:

Les figures 30 et 31 illustrent le profil de la densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour différentes valeurs de la température en situation de court-circuit pour les deux modes d'éclairement considérés.

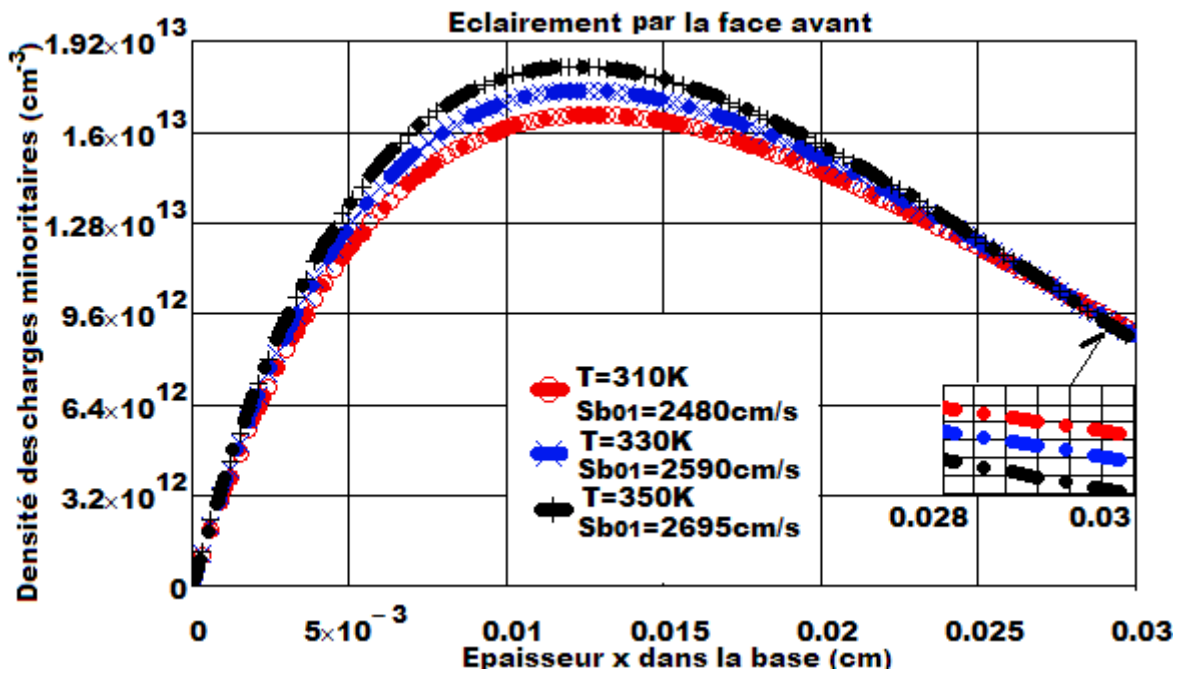


Figure 30: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairement par la face avant et pour différentes valeurs de la température : $Sf_j=9.10^9 \text{ cm/s}$, $H=0.03 \text{ cm}$, $\omega=10^5 \text{ rad/s}$, $\lambda=0.98 \mu\text{m}$, $\phi p=0 \text{ MeV}$.

Nous notons une augmentation de l'amplitude de la densité maximale des porteurs minoritaires de charges lorsque la température augmente. Du fait de l'agitation thermique au sein du matériau causée par l'augmentation de la température, la concentration intrinsèque des charges minoritaires dans le matériau devient importante. Ainsi plus de porteurs sont photogénérés à l'intérieur de la base d'où l'augmentation de la densité des porteurs minoritaires de charges. Par contre à la face arrière, les recombinaisons en volume sont très intenses du fait de l'augmentation de la température.

Les mêmes constats sont observés dans le cas du double éclairement (figure 31). Sauf qu'à la face arrière (voire zoom), l'effet de la température est compensé par le champ électrique arrière qui renvoie les porteurs vers la jonction.

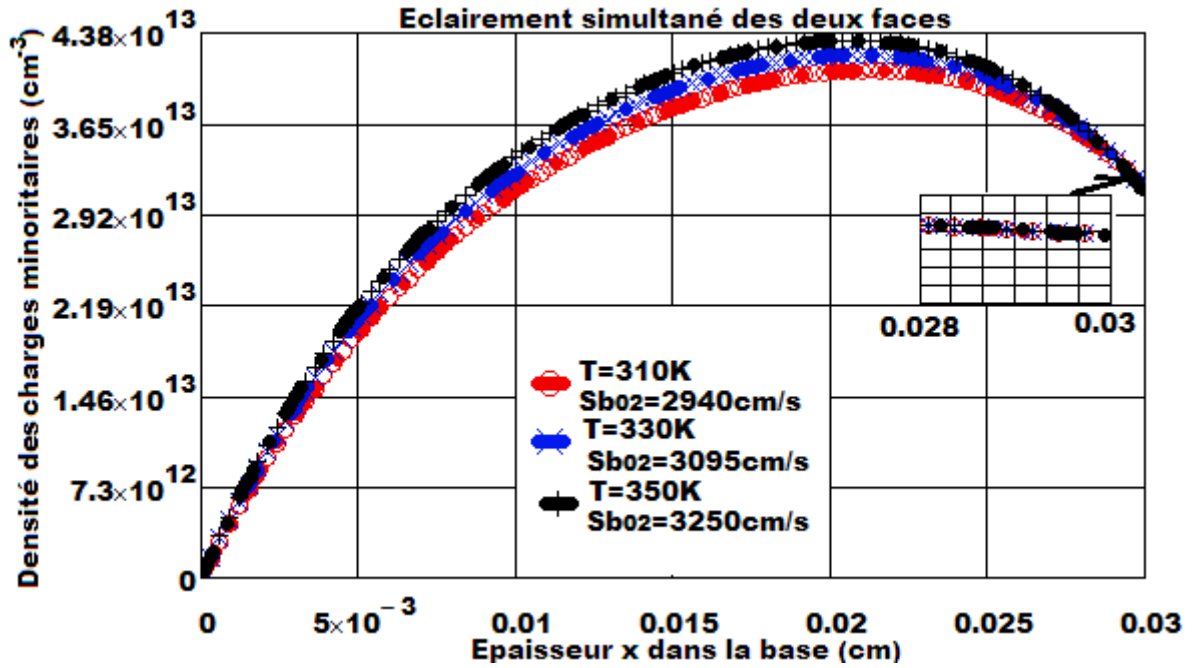


Figure 31: Densité des charges minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base pour un éclairage simultané des deux faces et pour différentes valeurs de la température : $Sf_j=9.10^9 \text{ cm/s}$, $H=0.03 \text{ cm}$, $\omega=10^5 \text{ rad/s}$, $\lambda=0.98 \mu\text{m}$, $\phi_p=0 \text{ MeV}$.

Après l'étude de la densité de charges minoritaires, nous allons maintenant procéder à la détermination et à l'étude de la phototension.

II.4 Etude de la phototension

II.4.1 Expression de la phototension :

La phototension d'une photopile est déterminée à partir de l'expression de la densité des charges minoritaires suivant la relation de Boltzmann:

$$V_{ph_n}(Sf_n) = V_T \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot \delta(x)\right)_{x=0} \quad \text{II-27}$$

Où N_b est le taux de dopage de la base ($N_b=10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ;

$n(T)$ est la densité intrinsèque des porteurs minoritaires et a pour expression.

$$n(T) = \sqrt{N_c(T) \cdot N_v(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2 \cdot K_b \cdot T}\right) \quad \text{II-28}$$

$E_g(T)$ [41] est l'énergie de gap dépendant de la température :

$$E_g(T) = E_{g_0} - \frac{\kappa \cdot T^2}{\beta + T} \quad \text{II-29}$$

E_{g_0} est l'énergie de gap à 0K (la différence entre l'énergie de la bande de conduction E_c et celle de la bande de valence E_v) : $E_{g_0} = 1.16 \text{ eV}$.

κ et β sont des constantes propres pour le silicium ($\kappa = 7.021 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot K^{-1}$ et $\beta = 1108 \text{ K}$)

N_c et N_v sont respectivement les densités d'états effectives de la bande de conduction et de la bande de valence. Ils dépendent fortement de la température suivant les relations :

$$N_c(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot K_b \cdot T \cdot m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{II-30}$$

$$N_v(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot K_b \cdot T \cdot m_t}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{II-31}$$

Avec h qui est la constante de PLANCK, m_e et m_t sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous. En simplifiant, l'expression de la concentration intrinsèque devient :

$$n(T) = A \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2 \cdot K_b \cdot T}\right) \quad \text{II-32}$$

A est une constante du matériau :

$$A = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot K_b \cdot \sqrt{m_e \cdot m_t}}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{II-33}$$

V_T est la tension thermique définie par la relation (II-34):

$$V(T) = \frac{K_b \cdot T}{q} \quad \text{II-34}$$

II.4.2 Profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction:

La figure 32 représente le profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d'éclairement considérés.

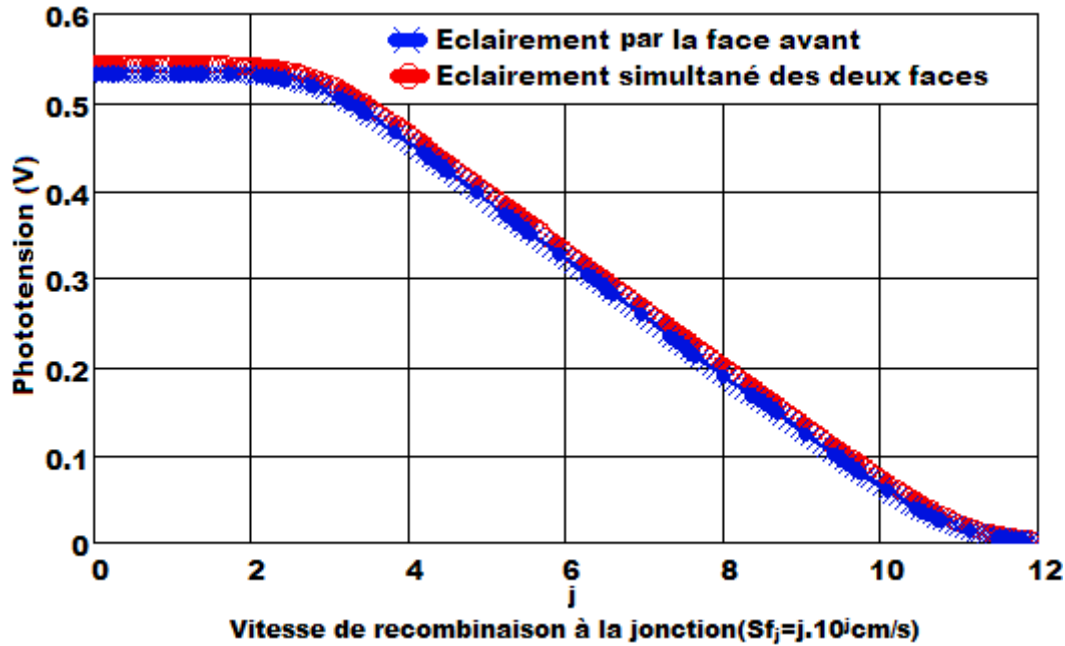


Figure 32: Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{01}=2480\text{cm/s}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.

Pour une allure donnée, la phototension diminue en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. Lorsque la photopile est en fonctionnement de circuit ouvert, la phototension est maximale et correspond à la tension de circuit ouvert où la densité de porteurs minoritaires stockés vers la jonction émetteur-base est élevée. Mais quand la vitesse de recombinaison à la jonction augmente c'est-à-dire en situation de court-circuit pendant lequel les porteurs minoritaires ne sont plus stockés vers la jonction, la phototension diminue et tend vers une tension nulle. Nous notons aussi que le double éclairage des deux faces débite une phototension plus importante.

Pour voir l'effet de la longueur d'onde, de la pulsation, de l'énergie d'irradiation et de la température, nous allons étudier la phototension de circuit ouvert.

II.4.3 Phototension de circuit ouvert :

La phototension de circuit ouvert est obtenue à partir de l'expression de la phototension en faisant prendre à la vitesse de recombinaison à la jonction S_f de très petites valeurs. Elle correspond à la tension maximale que peut débiter la photopile.

$$V_{ph_n}(S_f) \rightarrow V_{ph_{nCO}}$$

$$S_f \leq S_{fCO} (cm / s)$$

II-35

S_{fCO} est la vitesse de recombinaison à la jonction limitant le circuit ouvert.

II.4.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la phototension de circuit ouvert:

Nous représentons à la figure 33 le profil de la phototension de circuit ouvert en fonction de la longueur d'onde.

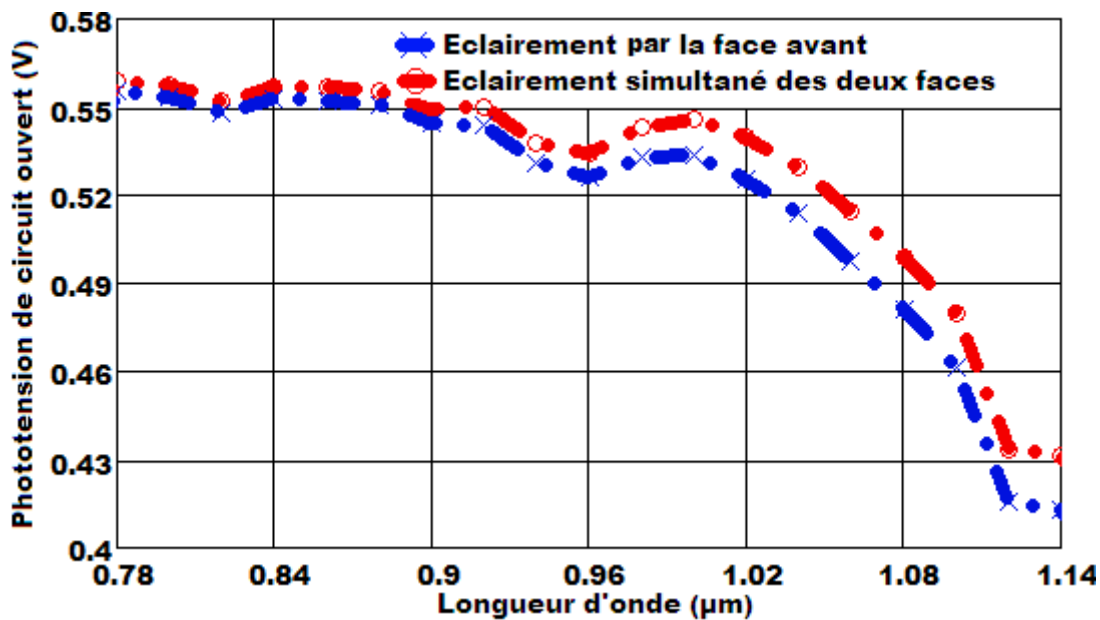


Figure 33: Phototension de circuit ouvert en fonction de la longueur d'onde : $H=0,03cm$, $\omega=10^5 rad/s$, $\phi p=0MeV$, $T=310K$.

L'analyse de la figure ci-dessous montre que la phototension de circuit ouvert diminue en fonction des longueurs d'onde supérieures à $0,78\mu m$ (proche infra rouge). En effet avec les irradiations lumineuses de grandes longueurs d'onde, la génération des charges se fait en profondeur dans la base, par conséquent moins de porteurs de charges seront stockés à la jonction. En plus, les photons de grandes longueurs d'onde n'ont pas assez d'énergie pour extraire les porteurs de charge donc moins de porteurs générés d'où la diminution de la phototension.

II.4.3.2 Effet de la pulsation sur la phototension de circuit ouvert:

La phototension de circuit ouvert en fonction de la pulsation est représentée à la figure 34.

L'amplitude de la phototension de circuit ouvert est constante et maximale pour les faibles valeurs de la pulsation (inférieur à $10^{4.5} rad/s$). Dans cet intervalle, la photopile est en régime quasi-statique. Mais au-delà de $10^{4.5} rad/s$, on note la diminution rapide de l'amplitude de la phototension de circuit ouvert car les grandes fréquences empêchent la photopile de se relaxer. Ainsi la réponse de la

photopile devient lente, c'est pourquoi nous avons sensiblement la même phototension aux grandes fréquences pour les deux modes d'éclairement.

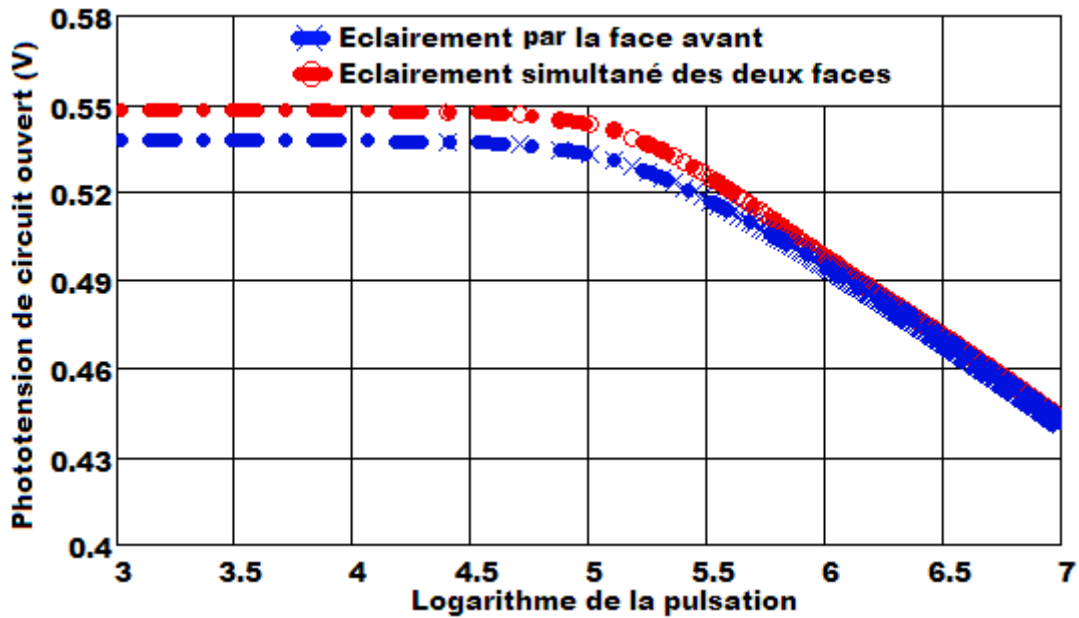


Figure 34: Phototension de circuit ouvert en fonction du logarithme de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

II.4.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la phototension de circuit ouvert:

Sur la figure 35 est illustrée la phototension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation.

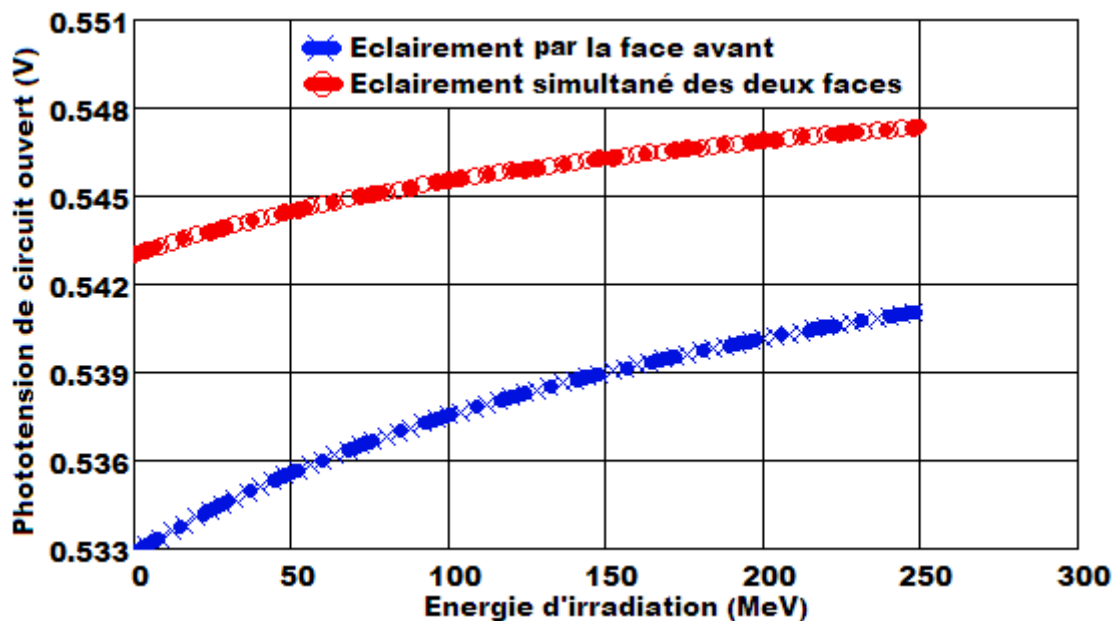


Figure 35: Phototension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $kl=25\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$.

Nous notons une croissance de l'amplitude de la phototension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation. Cette augmentation de V_{co} en fonction de l'énergie d'irradiation se manifeste par une accumulation de charges au niveau des interfaces (faces avant et arrière) créant ainsi une différence de potentiel assez important : d'où l'élévation de la phototension de circuit ouvert.

II.4.3.4 Effet de la température sur la phototension de circuit ouvert:

Le profil de la phototension de circuit ouvert en fonction de la température est représenté sur la figure 36.

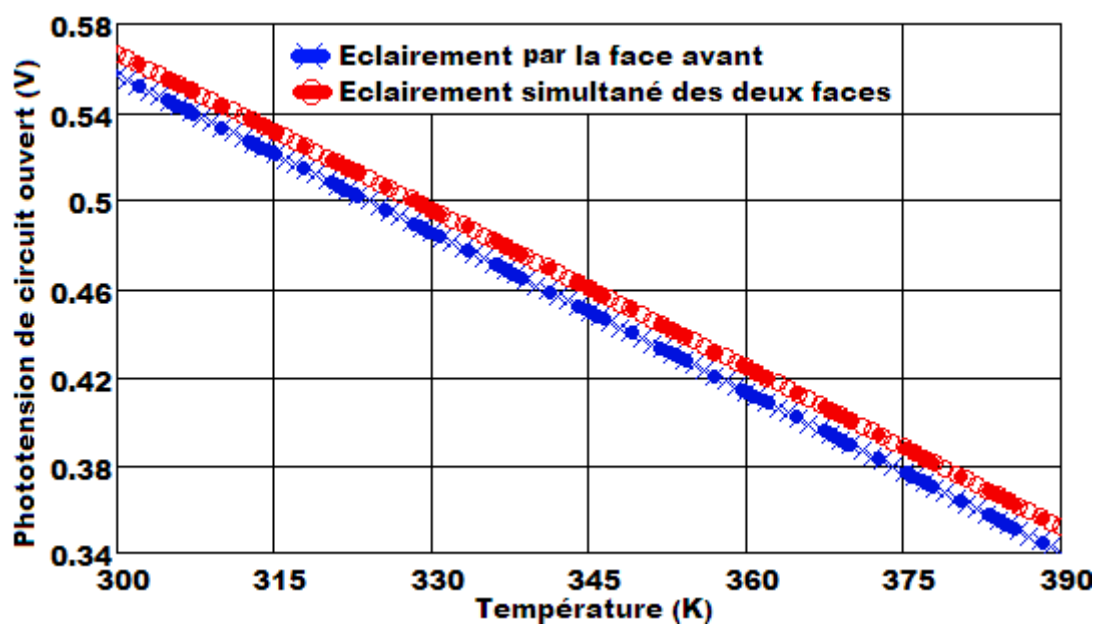


Figure 36: Phototension de circuit ouvert en fonction de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Nous constatons que la phototension de circuit ouvert diminue linéairement avec l’augmentation de la température. Cette diminution de la phototension de circuit ouvert en fonction de la température est due principalement à l’augmentation du courant d’obscurité engendrée par l’élévation de la concentration intrinsèque. D’autant plus que l’augmentation de la température réduit la largeur de la bande interdite et confère aux porteurs photogénérés une énergie cinétique assez importante permettant ainsi d’accroître le flux de porteurs traversant la jonction.

Après avoir étudié la phototension, nous allons procéder à la détermination et à l’étude de la densité de photocourant.

II.5 Etude de la densité de photocourant

II.5.1 Expression de la densité de photocourant :

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

$$J_{ph_n} = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=0}$$

II-36

De cette expression nous allons suivre l’évolution de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.

II.5.2 Profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction:

Nous représentons à la figure 37 le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d’éclairement pris.

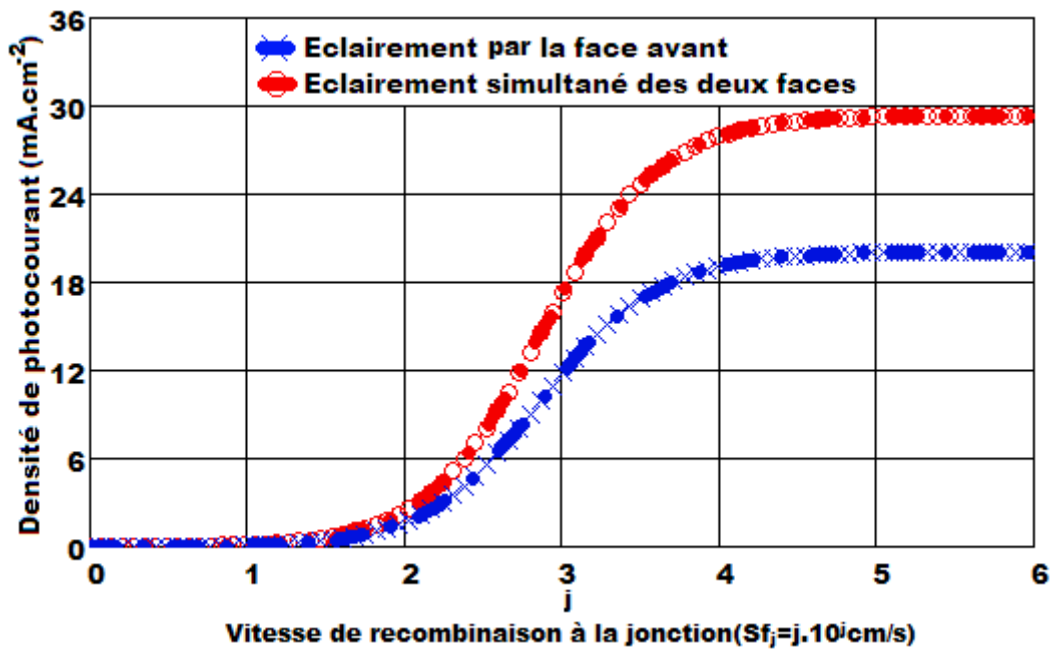


Figure 37: Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{01}=2480\text{cm/s}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.

Le module de la densité de photocourant augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction. On remarque deux paliers de fonctionnement de la photopile bifaciale :

- le premier, pour de faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction c'est-à-dire en situation de circuit ouvert, le photocourant est presque nul ;
- le deuxième, pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction correspondant à la situation de court-circuit, le photocourant est maximal et est égal au courant de court-circuit.

Entre les deux paliers ci-dessus explicités, la variation du point de fonctionnement qui se traduit par l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction, s'accompagne d'un photocourant qui varie aussi dans le même sens.

Comme l'on pouvait s'y attendre aussi, le courant débité par l'éclairement simultané des deux faces est plus important surtout en situation de court-circuit.

II.5.3 Densité de photocourant de court-circuit

La densité de photocourant de court-circuit est obtenue à partir de l'expression du photocourant en faisant prendre à la vitesse de recombinaison à la jonction Sf de très grandes valeurs. Elle correspond au courant maximal que peut débiter la photopile.

$$J_{ph_n}(Sf) \rightarrow J_{ph_{nCC}}$$

$$Sf \geq Sf_{CC}(\text{cm} / \text{s})$$

II-37

Sf_{CC} est la vitesse de recombinaison à la jonction initiant le court-circuit.

II.5.3.1 Effet de la longueur d'onde sur la densité de photocourant de court-circuit :

La figure 38 représente le profil de la densité de photocourant de court-circuit en fonction de la longueur d'onde.

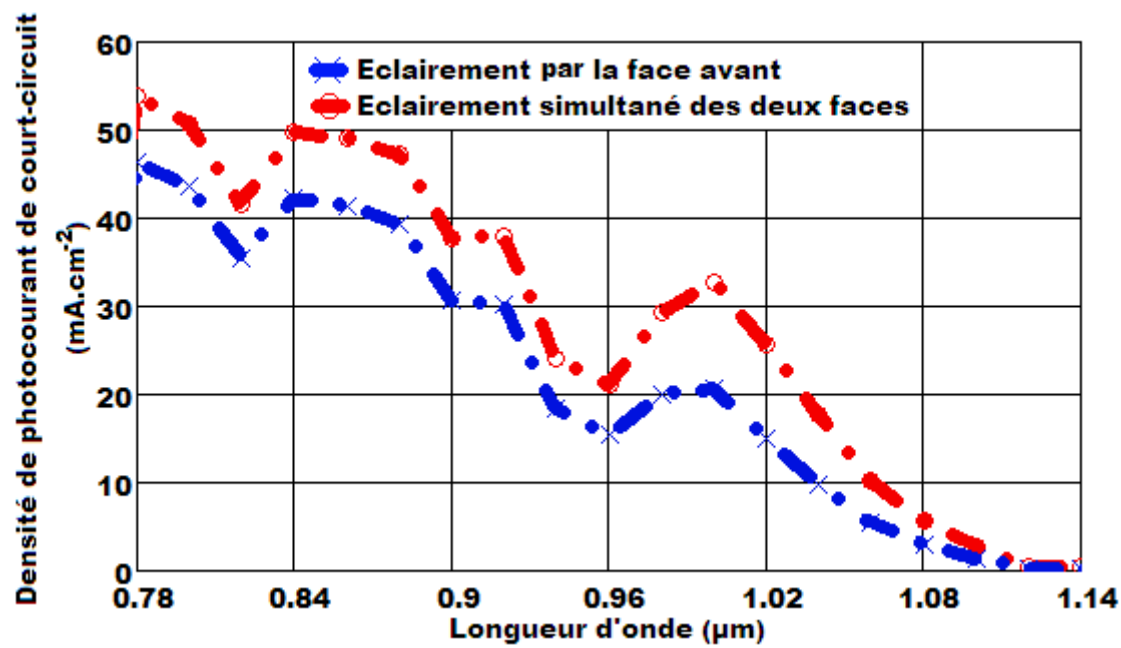


Figure 38: Densité de photocourant de court-circuit en fonction de la longueur d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

Nous notonns que la densité de photocourant de court-circuit est une fonction décroissante dans cette gamme de longueurs d'onde. Lorsque celle-ci augmente, le coefficient d'absorption lumineuse du silicium diminue et la génération des porteurs de charges se fait beaucoup plus en profondeur dans la base. Ainsi le nombre d'électrons générés devient faible et le courant de court-circuit correspondant s'en retrouve réduit. Nous notons aussi que cette décroissance du courant est similaire à celle observée au niveau du profil du flux incident de la lumière en fonction de la longueur d'onde. Ainsi le courant de court-circuit est proportionnel au flux incident (Relation $J_{cc} = K \cdot \phi_{\lambda}$).

II.5.3.2 Effet de la pulsation sur la densité de photocourant de court-circuit:

Le profil de la densité de photocourant de court-circuit en fonction de la pulsation est représenté sur la figure 39.

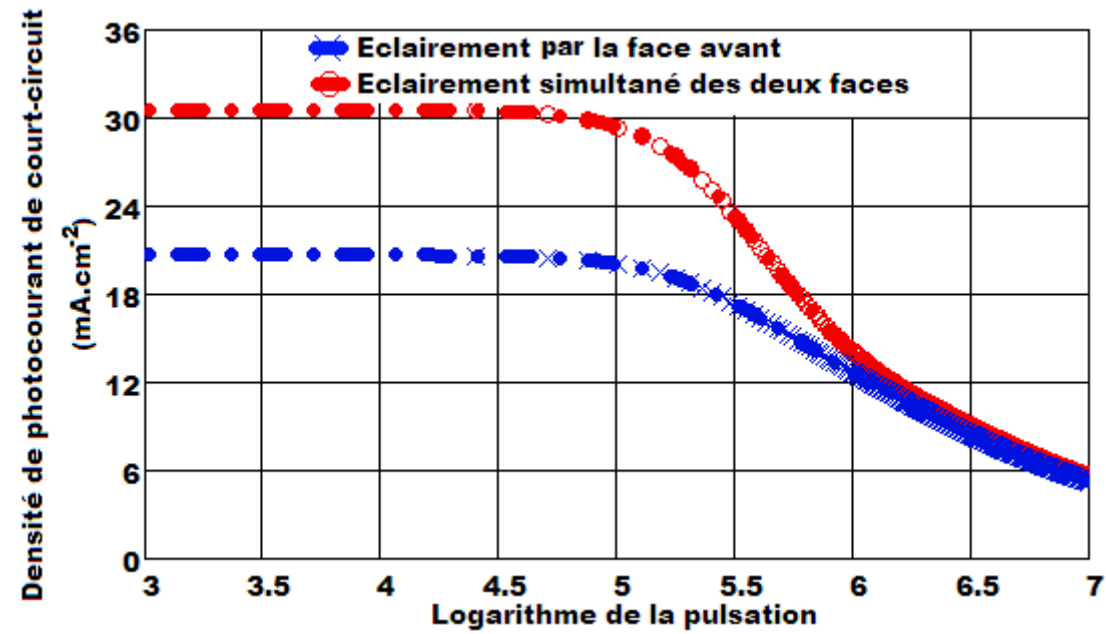


Figure 39: Densité de photocourant de court-circuit en fonction du logarithme de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

L'amplitude de la densité de photocourant de court-circuit est constante et maximale pour les faibles valeurs de la pulsation (inférieur à $10^{4.5}$ rad/s). Dans cet intervalle, la photopile est en régime quasi-statique. Elle reste insensible à la variation de la fréquence de l'éclairement. Mais au-delà de la pulsation de coupure ($10^{4.5}$ rad/s), nous notons la diminution rapide de l'amplitude de la densité de photocourant de court-circuit. Cette diminution du photocourant de court-circuit traduit l'existence d'un niveau de retard de réponse en courant de la photopile lorsque l'excitation est intense. Par conséquent nous notons presque les mêmes amplitudes de courant aux grandes fréquences pour les deux modes d'éclairement considérés.

II.5.3.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la densité de photocourant de court-circuit :

Nous représentons à la figure 40 le profil de la densité de photocourant de court-circuit en fonction de l'énergie d'irradiation.

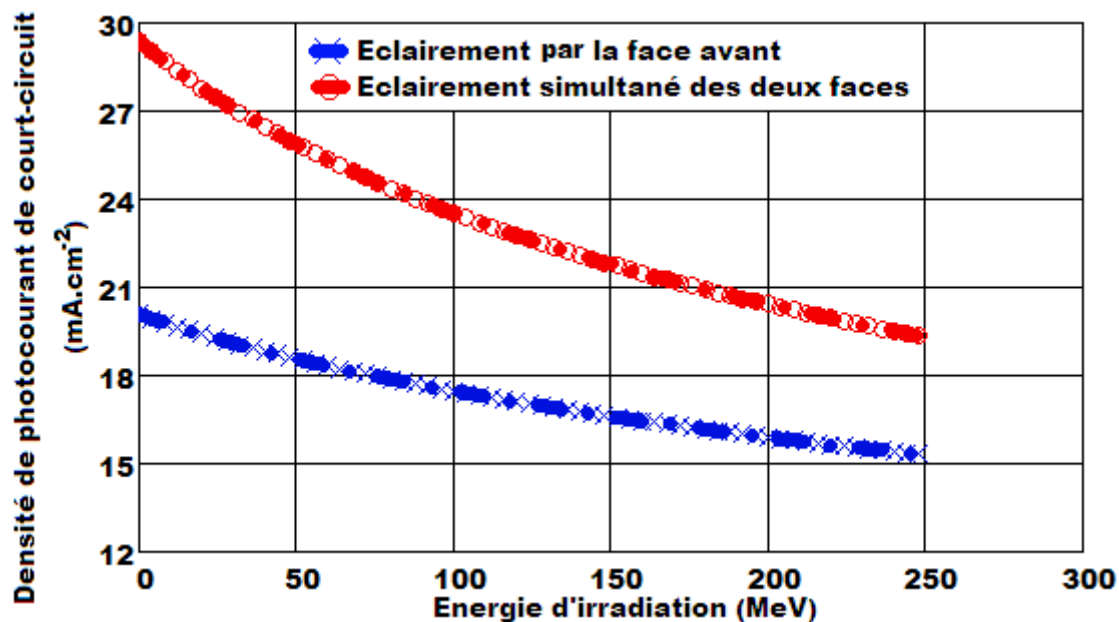


Figure 40 : Densité de photocourant de court-circuit en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $kl=25\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.

Sur cette figure, nous notons une diminution de l'amplitude de la densité de photocourant de court-circuit. Cette diminution de J_{cc} avec l'énergie d'irradiation est essentiellement causée par des dégradations en volume de la structure cristalline du matériau dus aux énergies non ionisantes. En effet il s'agit surtout de dégradations dues à des modifications et à la création de défauts au sein de la structure cristalline. Ces défauts ont pour conséquence une augmentation du courant de fuite ainsi qu'une augmentation du taux de recombinaison et la diminution de la sensibilité à l'éclairement de la photopile.

II.5.3.4 Effet de la température sur la densité de photocourant de court-circuit :

Le profil de la densité de photocourant de court-circuit en fonction de la température est représenté à la figure 41.

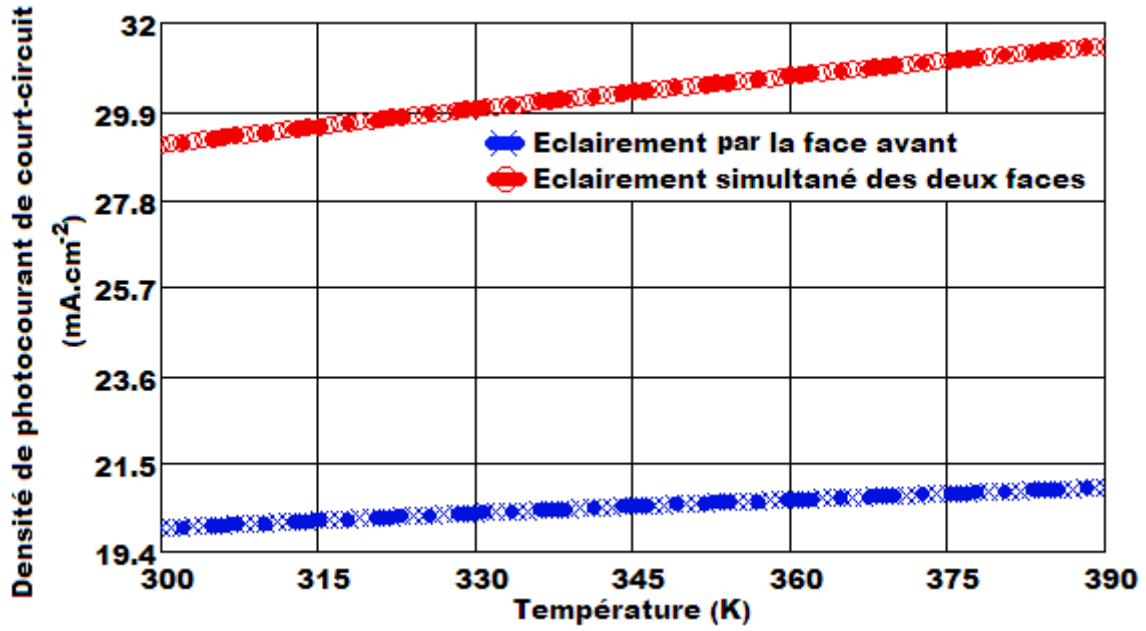


Figure 41: Densité de photocourant de court-circuit en fonction de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.

Nous constatons que de la densité de photocourant de court-circuit augmente légèrement avec l'augmentation de la température. Cette augmentation de la densité de photocourant de court-circuit en fonction de la température est due principalement à une amélioration du coefficient d'absorption et de la réduction de la largeur de la bande interdite du semi conducteur ; ce qui permet d'utiliser un peu plus de photons de basses énergies.

II.6 Etude de la vitesse de recombinaison à la face arrière

L'étude de la variation du module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction montre qu'aux grandes valeurs de celle ci, la densité de photocourant présente un palier horizontal. Donc le gradient de la densité de photocourant par rapport à la vitesse de recombinaison à la jonction (Sf_n) est nul :

$$\frac{\partial J_{ph_n}(\omega, \lambda, Sf, Sb)}{\partial Sf_n} = 0 \quad \text{II-38}$$

La résolution de cette équation (II-38) nous permet d'obtenir l'expression de la vitesse réelle de recombinaison Sb_{0n} à la face arrière de la photopile.

Dans le cas d'un éclairage par la face avant :

$$Sb_{01}(\lambda, \omega, T, \phi_p) = \frac{D(T, \phi_p)}{L_\omega} \cdot \frac{L_\omega \cdot \alpha(\lambda) - \left(L_\omega \cdot \alpha(\lambda) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H)}{\left(L_\omega \cdot \alpha(\lambda) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H) + 1} \quad \text{II-39}$$

Dans le cas d'un double éclairage des deux faces:

$$Sb_{02}(\lambda, \omega, T, \phi_p) = \frac{D(T, \phi_p)}{L_\omega} \cdot \frac{\alpha(\lambda) \cdot L_\omega \cdot \left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + 1 \right) \cdot (1 - \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) - \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H))}{\left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - 1 \right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) + \alpha(\lambda) \cdot L_\omega \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (\exp(-\alpha(\lambda) \cdot H) - 1)} \quad \text{II-40}$$

II.6.1 Effet de la pulsation sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière :

Nous représentons à la figure 42 le module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme de la pulsation pour les deux modes d'éclairement considérés.

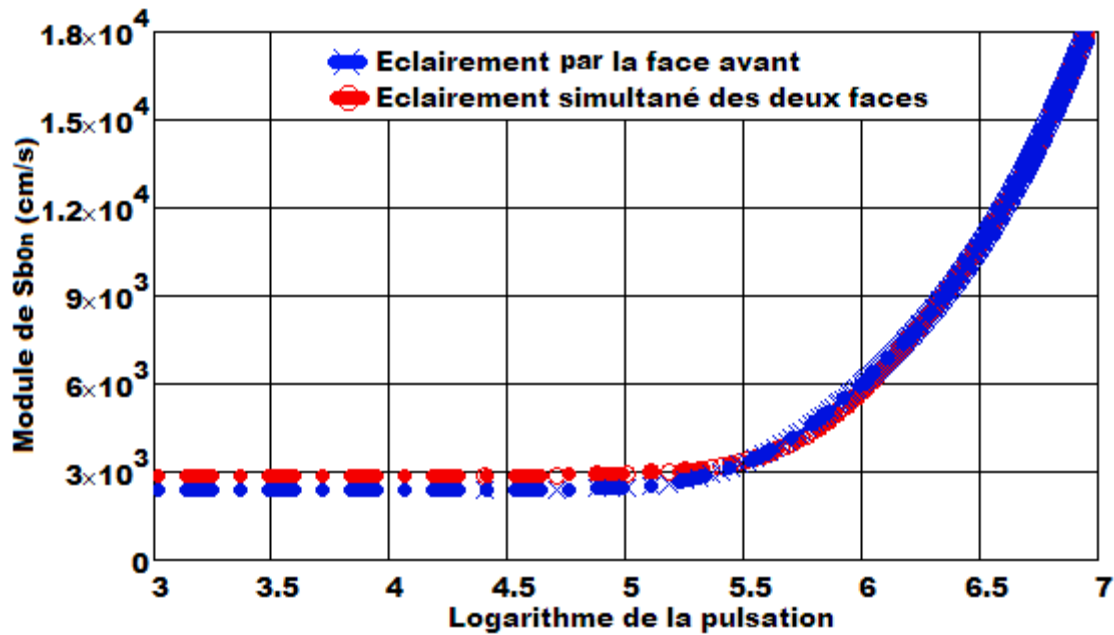


Figure 42: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme de la pulsation : $H = 0,03\text{cm}$, $\lambda = 0,98\mu\text{m}$, $\phi p = 0\text{MeV}$, $T = 310\text{K}$.

L'amplitude de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière est constante et minimale pour les faibles valeurs de la pulsation (inférieur à 10^5rad/s). Mais au-delà de 10^5rad/s , on note l'augmentation rapide de l'amplitude de la vitesse de recombinaison à la face arrière. En effet les grandes fréquences constituent un blocage des porteurs photogénérés augmentant ainsi les possibilités de recombinaisons en surface et en volume des porteurs dans la base d'où l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la face arrière. Nous remarquons aussi que pour les basses fréquences, l'amplitude de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière pour un éclairage simultané est plus important que celle de l'éclairage par la face avant. Par ailleurs aux grandes fréquences, les deux amplitudes sont égales à cause de la relaxation de la cellule solaire.

II.6.2 Effet de la température sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière :

A la figure 43 l'amplitude de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de la température est illustré.

L'analyse du profil de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière montre que celle-ci augmente lorsque la température augmente. Avec l'élévation de la température, la concentration intrinsèque du matériau augmente, par conséquent, les pertes par recombinaison à la face arrière augmentent. D'où l'élévation de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

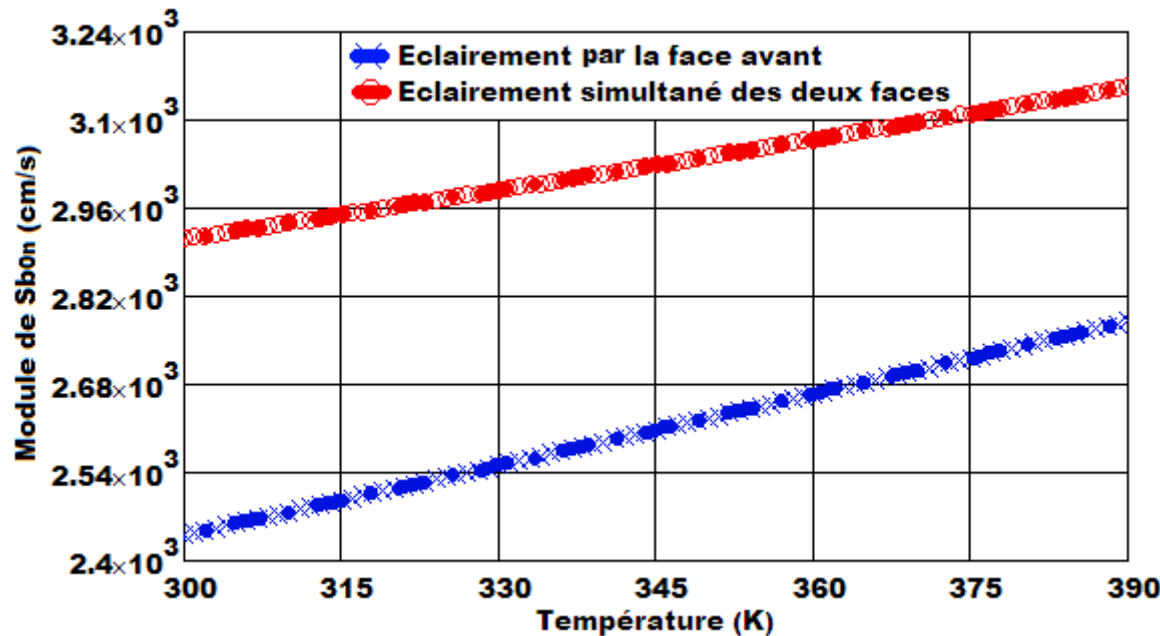


Figure 43: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de la température : $H = 0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

II.6.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière :

A la figure 44, l'amplitude de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de l'énergie d'irradiation est illustré.

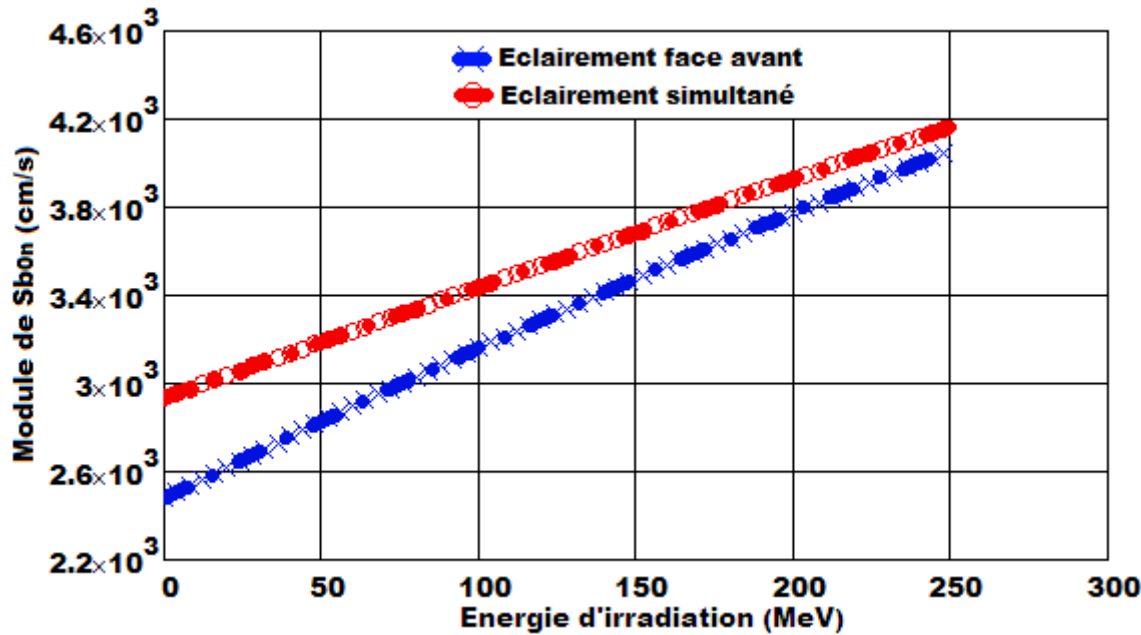


Figure 44: Module de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière en fonction de l'énergie d'irradiation. $H = 0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.

La vitesse réelle de recombinaison à la face arrière est une fonction croissante avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation. A cause des énergies non ionisantes, des dégradations en volume dans le matériau sont observées. Ces dégradations en volume dues à des modifications et de la création de défauts au sein de la structure cristalline ont pour conséquence d'induire des recombinaisons très importantes ; d'où l'augmentation de la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté notre modèle de photopile bifaciale au silicium puis établi l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charges qui régit les phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion au sein de la base. Partant de la résolution de cette équation, des études sur le coefficient de diffusion, la densité des charges minoritaires, la phototension, la densité de photocourant et sur la vitesse réelle de recombinaison à la face arrière ont été faites pour deux modes d'éclairement choisis (éclairement par la face avant et éclairement simultané des deux faces).

Ces études sur l'effet de quelques paramètres extérieurs sur la photopile nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- Augmentation de la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base et légère augmentation du courant de court-circuit suivi d'une grande diminution de la photo tension de circuit ouvert en fonction de la température.
- Augmentation de la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base et grande diminution du courant de court-circuit suivi d'une légère augmentation de la photo tension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation.
- Diminutions de la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base, du courant de court-circuit et de la photo tension de circuit ouvert en fonction des grandes longueurs d'onde.
- Diminutions de la densité des porteurs de charges minoritaires dans la base, du courant de court-circuit et de la photo tension de circuit ouvert en fonction des grandes valeurs de la pulsation.

Globalement ces résultats montrent que les performances de la cellule solaire diminuent en fonction des grandes valeurs de la température, de l'énergie d'irradiation, de la pulsation et de la longueur d'onde. Mais aussi la comparaison des deux modes d'éclairement a révélé des résultats plus concluants pour le double éclairement.

Nous nous proposons, par la suite d'étudier l'effet de ces paramètres extérieurs sur la capacité de la photopile dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III : ETUDE DE LA CAPACITE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE

Introduction

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 plan [66 - 69] dont la capacité varie en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction, de la fréquence, de l'énergie d'irradiation et de la température. La capacité de diffusion a fait l'objet de plusieurs études en régime statique dans le but de déterminer l'effet du taux de dopage [70 - 73]. En régime transitoire, l'extension de la zone charge d'espace est obtenue [74 - 76]. Et enfin en régime dynamique fréquentiel les paramètres de recombinaison en volume et en surface sont recherchés [77 - 79].

Dans ce chapitre, nous faisons l'étude de la capacité d'une photopile bifaciale au silicium en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique. Elle se subdivise en deux parties.

Tout d'abord, nous procédons à la détermination de la capacité de la photopile pour les deux modes d'éclairage choisis en régime dynamique fréquentiel.

Nous terminons par faire l'étude de la capacité de la photopile en utilisant la méthode d'extension de la zone de charges d'espace afin d'évaluer l'évolution du rendement de la capacité de la photopile en fonction des paramètres extérieurs.

III.1 Détermination de la capacité de 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. Elle est donnée par la relation :

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = \frac{dQ}{dV_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n)} \quad \text{III-1}$$

$$Q \text{ est la charge au voisinage de la jonction émetteur-base et nous avons : } Q = q \cdot \delta_n(x) \Big|_{x=0} \quad \text{III-2}$$

Nous obtenons alors l'expression de la capacité de la zone de charge d'espace :

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = q \cdot \frac{d\delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) \Big|_{x=0}}{dV_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n)} \quad \text{III-3}$$

En divisant partout par dSf_n , l'équation III-3 devient :

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = q \cdot \frac{d\delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) \Big|_{x=0}}{dSf_n} \cdot \frac{1}{\frac{dV_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n)}{dSf_n}} \quad \text{III-4}$$

En tenant compte de l'expression de la phototension et de la densité des porteurs minoritaires dans le chapitre II, nous obtenons l'expression suivante:

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = \frac{q \cdot n(T)^2}{N_b \cdot V_T} + \frac{q \cdot \delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) \Big|_{x=0}}{V_T} \quad \text{III-5}$$

$$\text{En posant } C_0(T) = \frac{q \cdot n(T)^2}{N_b \cdot V_T} \quad \text{III-6}$$

$$\text{Et } C_{1n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = \frac{q \cdot \delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) \Big|_{x=0}}{V_T} \quad \text{III-7}$$

$$\text{Nous obtenons : } C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = C_0(T) + C_{1n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) \quad \text{III-8}$$

C_0 et C_{1n} sont respectivement la capacité sous obscurité et la capacité de diffusion dû à l'éclairement. Connaissant l'expression de la capacité, nous pouvons illustrer à la figure 45 son module en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d'éclairement considérés.

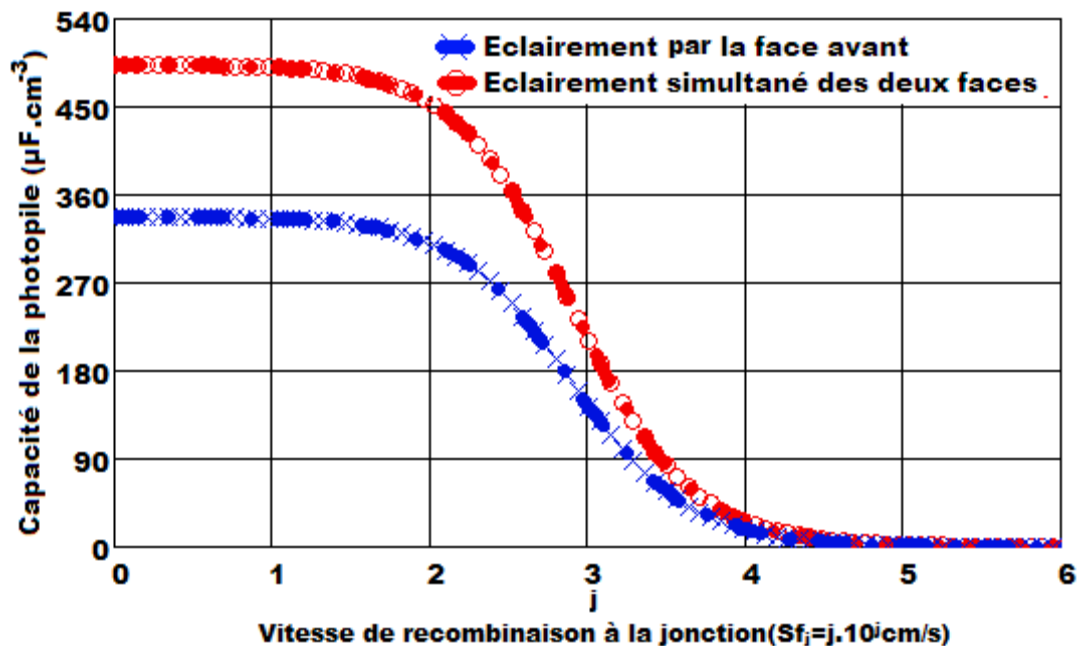


Figure 45: Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{01}=2480\text{cm/s}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.

Le module de la capacité diminue lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente.

Aux faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction (circuit ouvert), la capacité ayant une valeur maximale, est égale à la capacité de circuit ouvert (C_{co}). Elle dépend de la présence des porteurs de charges libres à la jonction et d'un stockage considérable de porteurs minoritaires de charge dans la zone de charge d'espace.

Avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction, il y a déplacement des charges d'où une diminution progressive de la capacité. Cette diminution est due au fait qu'un nombre important de porteurs de charges minoritaires dans la base traverse la zone de charge d'espace pour participer à la génération du photocourant.

Pour les très grandes vitesses de recombinaisons à la jonction (court-circuit), la capacité est minimale et égale à la capacité de court-circuit (C_{cc}) : maximum de porteurs ont traversé la jonction.

L'étude comparative entre les deux modes d'éclairement indique un stockage plus considérable dans le cas du double éclairage d'où une capacité de circuit ouvert plus importante.

III.1.1 Effet de la longueur d'onde sur la capacité de la photopile

Nous illustrons à la figure 46 le module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes longueurs d'onde et suivant un éclairage simultané des deux faces.

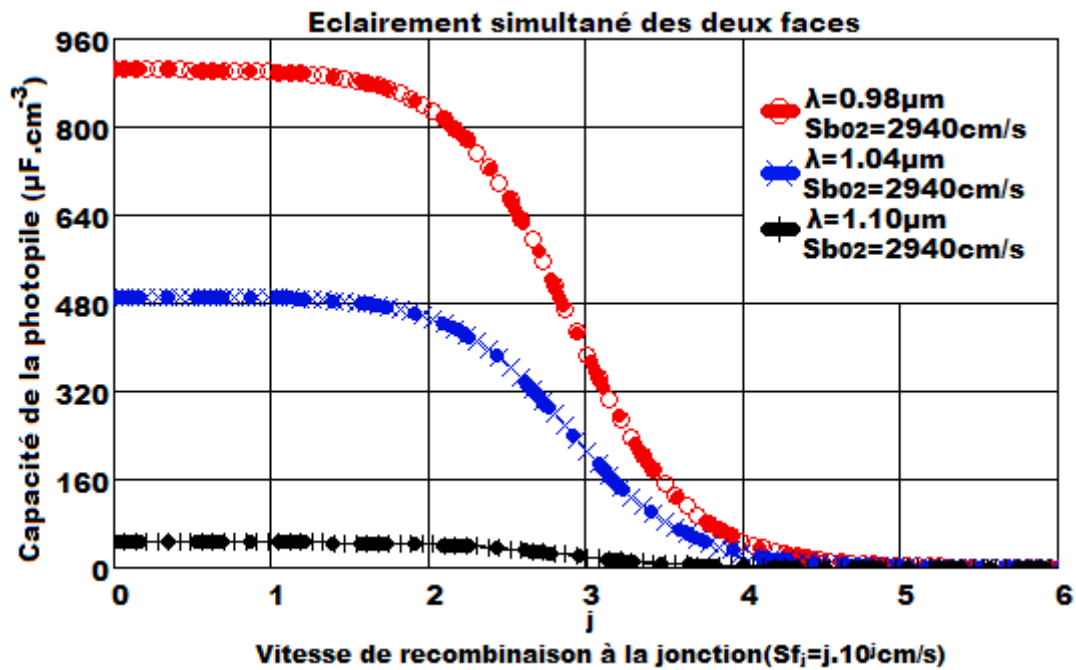


Figure 46: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03cm$, $\omega=10^5 rad/s$, $\phi p=0MeV$, $T=310K$.

Quelque soit la longueur d'onde appliquée, le module de la capacité est constante et maximale pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction puis elle diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur minimale correspondant aux grandes vitesses de recombinaison à la jonction. Nous remarquons aussi une diminution de l'amplitude de la capacité de circuit ouvert lorsque la longueur d'onde augmente. En effet aux grandes longueurs d'onde correspondant aux faibles coefficients d'absorption, la génération des porteurs se fait plus en profondeur dans la base lorsque la longueur d'onde augmente, donc moins de charges stockées à la jonction. Ce qui se traduit par un élargissement de la zone de charges d'espace et la diminution de l'amplitude maximale de la capacité en circuit ouvert.

III.1.2 Effet de la pulsation sur la capacité de la photopile

Nous illustrons à la figure 47 le module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation et suivant un éclairement simultané des deux faces. Quelque soit la pulsation appliquée, le module de la capacité reste constante et maximale pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction puis elle diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur minimale correspondant aux grandes vitesses de recombinaison à la jonction. Nous remarquons aussi une diminution de l'amplitude de la capacité de circuit ouvert lorsque la pulsation augmente.

Dans le chapitre précédent, nous avons constaté que les hautes pulsations constituaient un blocage des porteurs photogénérés et augmentaient les possibilités de recombinaisons en surface de la photopile. Ces recombinaisons et ce blocage réduisent le nombre de porteurs au niveau de la jonction d'où une capacité globale de circuit ouvert plus faible pour les hautes fréquences.

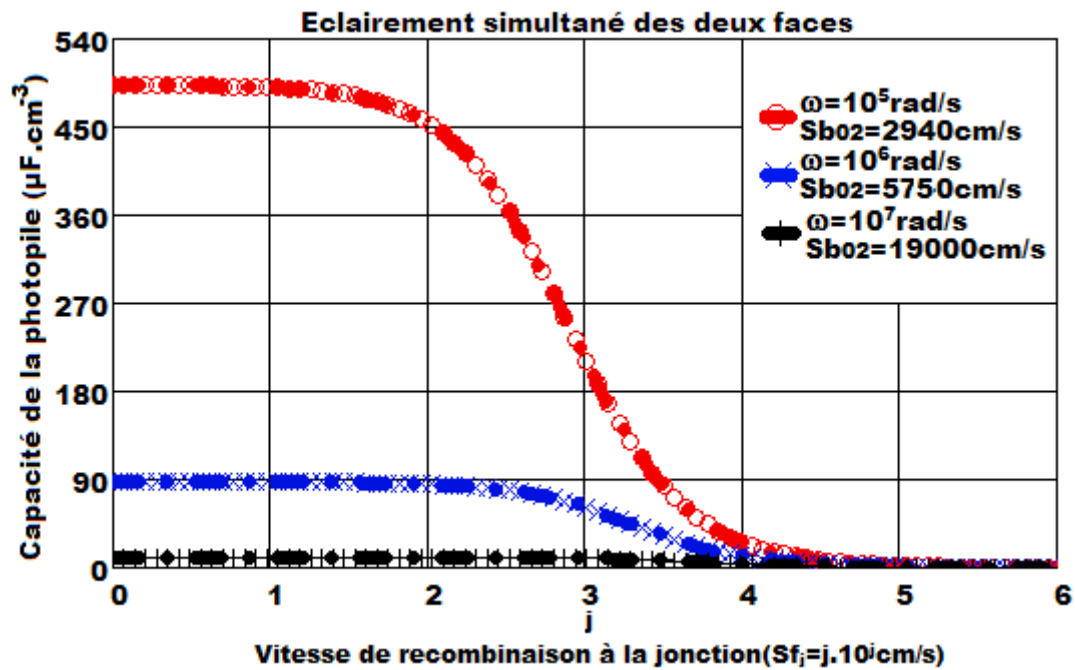


Figure 47 : Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

III.1.3 Effet de l'énergie d'irradiation sur la capacité de la photopile

Nous illustrons à la figure 48 le module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation et suivant un éclairement simultané des deux faces.

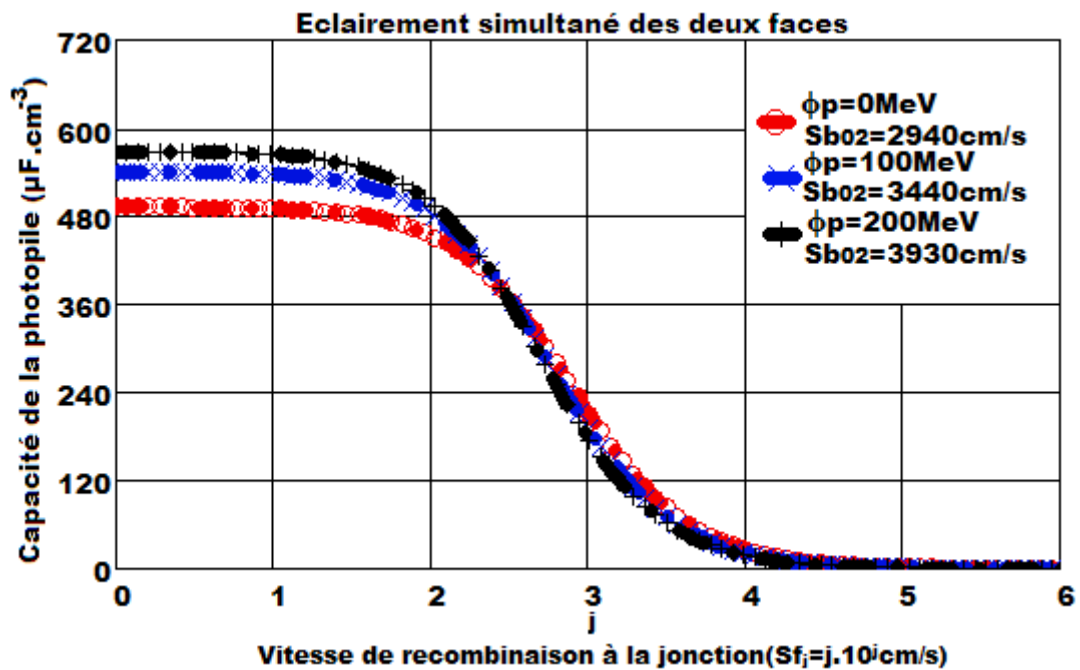


Figure 48: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5 \text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$.

Quelque soit la valeur de l'énergie d'irradiation, le module de la capacité est constante et maximale pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction puis elle diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur minimale correspondant aux grandes vitesses de recombinaison à la jonction. Nous remarquons aussi une augmentation de l'amplitude de la capacité de circuit ouvert lorsque l'énergie d'irradiation augmente. Ainsi l'augmentation de l'énergie d'irradiation crée des dégradations en surface généralement dues à une énergie d'ionisation très importante qui a pour

conséquence une accumulation des charges près de la jonction en situation de circuit ouvert. De ce fait il y'a rétrécissement de la zone de collecte d'où une capacité de circuit ouvert plus important.

III.1.4 Effet de la température sur la capacité de la photopile

Nous illustrons à la figure 49 le module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température et suivant un éclairage simultané des deux faces.

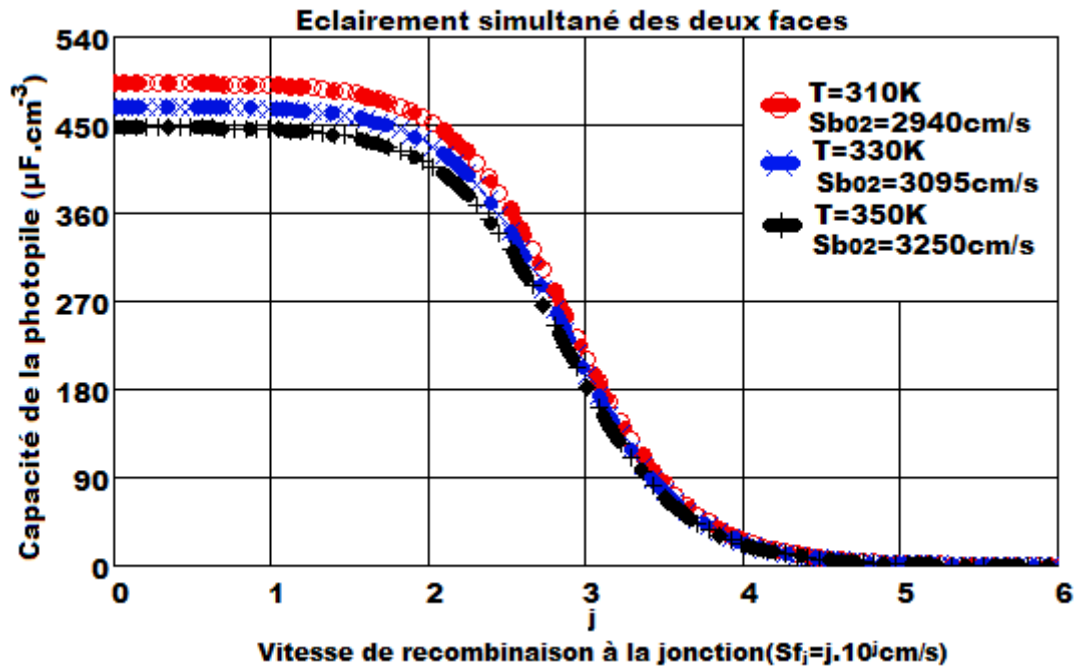


Figure 49: Capacité de la photopile en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température : $H=0,03cm$, $\omega=10^5 rad/s$, $\lambda=0,98\mu m$, $\phi p=0MeV$.

Quelque soit la température appliquée, le module de la capacité reste aussi constante et maximale pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction (circuit ouvert) puis elle diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur minimale correspondant aux grandes vitesses de recombinaison à la jonction (court-circuit). Nous remarquons aussi une diminution de l'amplitude de la capacité de circuit ouvert lorsque la température augmente.

Cette diminution pourrait être expliquée par l'agitation thermique dans le matériau. En effet les mouvements désordonnés des porteurs conduisent à des « chocs » entre électrons (porteurs). Ces chocs confèrent à ces porteurs de charges une énergie cinétique très grande leur permettant de s'éloigner de la jonction et finir par se recombiner à l'intérieur de la base. Ainsi nous assistons à un élargissement de la zone de charge d'espace ; d'où la diminution de la capacité de diffusion en circuit ouvert.

Dans la suite pour mieux expliquer ces variations de la capacité, une étude détaillée sera effectuée en utilisant la méthode d'extension de la zone de charge d'espace en fonction de quelques paramètres tels que la température, l'énergie d'irradiation, la pulsation et la longueur d'onde.

III.2 Densité relative des porteurs minoritaires de charges

III.2.1 Densité relative des charges minoritaires pour un éclairage par la face avant

Sur la figure 50, la densité relative des porteurs minoritaires de charges pour un éclairage par la face avant en fonction de l'épaisseur x dans la base en circuit ouvert et en court-circuit est représentée.

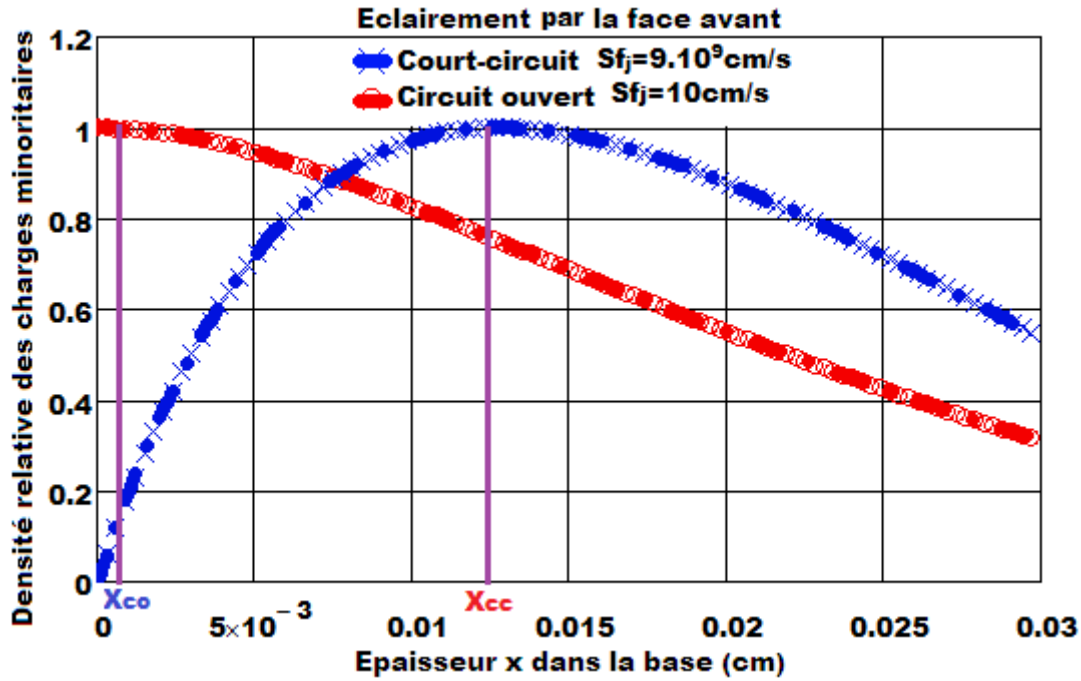


Figure 50: Densité relative des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base : $H=0.03 \text{ cm}$, $\omega=10^5 \text{ rad/s}$, $\lambda=0.98 \mu\text{m}$, $\phi_p=0 \text{ MeV}$, $T=310 \text{ K}$, $Sb_{01}=2480 \text{ cm/s}$.

Pour une courbe donnée, la densité relative des porteurs minoritaires de charge augmente jusqu'à atteindre un maximum qui correspond à un stockage des charges (gradient nul). Les abscisses correspondant à ces maximums sont respectivement X_{co} et X_{cc} .

$X_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T)$ est l'abscisse du maximum de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en excès lorsque la photopile fonctionne en circuit ouvert.

$X_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T)$ est l'abscisse du maximum de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en excès quand la photopile fonctionne en court-circuit.

Au-delà de ces valeurs, nous avons un gradient négatif dû à la recombinaison des porteurs à l'intérieur de la base.

III.2.2 Densité relative des charges minoritaires pour un double éclairage

Sur la figure 51, la densité relative des porteurs minoritaires de charges pour un éclairage simultané des deux faces en fonction de l'épaisseur x dans la base en circuit ouvert et en court-circuit est représenté.

La densité relative des porteurs minoritaires de charge augmente jusqu'à atteindre un maximum qui correspond à un stockage des porteurs (gradient nul). Les abscisses correspondant à ces maximums sont respectivement X_{co} et X_{cc} .

Au-delà de ces valeurs, nous avons un gradient négatif dû à la recombinaison en volume des porteurs dans la base.

Le déplacement de l'abscisse du maximum de la densité relative des porteurs minoritaires de charge dans le cas des deux modes d'éclairage considérés correspond à un élargissement de la zone de charge d'espace [75].

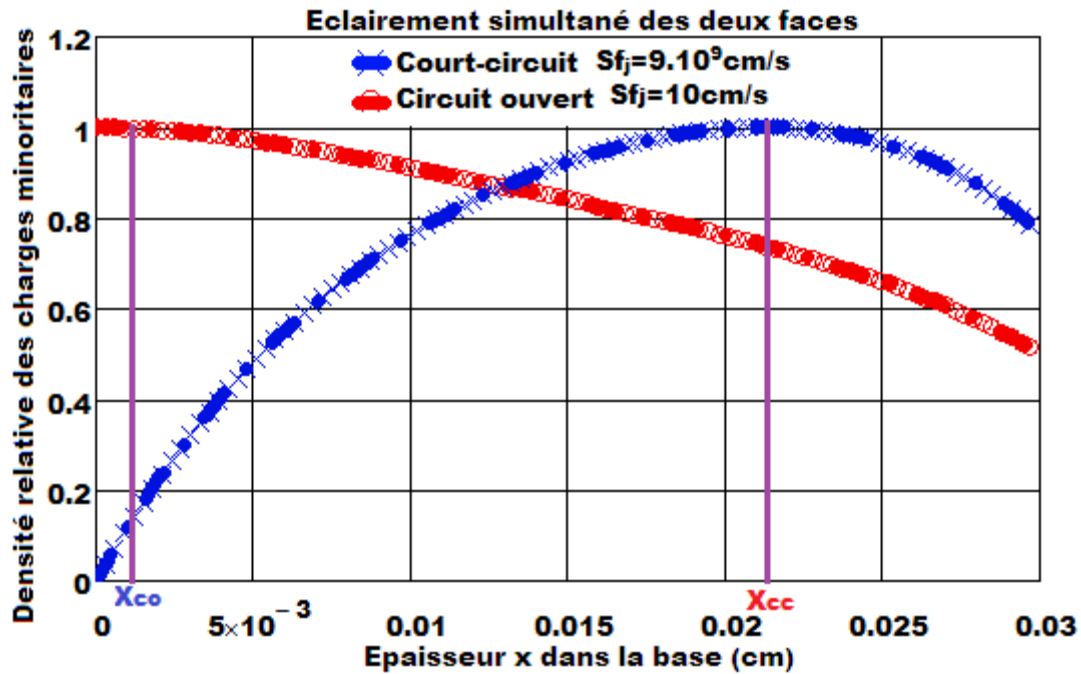


Figure 51: Densité relative des porteurs minoritaires de charges en fonction de l'épaisseur x dans la base.
 $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$, $Sb_{02}=2940\text{cm/s}$.

Les abscisses ci-dessus expliquées vont aussi nous permettre d'introduire la notion du rendement de la capacité de la photopile.

III.3 Rendement de la capacité de la photopile

Le rendement de la capacité de la photopile dépend des épaisseurs de la zone de charges d'espace en circuit ouvert et en court-circuit suivant la relation :

$$\eta_{c_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = 1 - \frac{X_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)}{X_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad \text{III-9}$$

L'étude faite sur la densité relative des charges minoritaires a révélé un gradient nul du à un 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 nous assimilons cette jonction [68 ; 80] comme un condensateur plan d'épaisseur x_0 dont le déplacement des armatures dépend de plusieurs paramètres :

$$C(\omega, Sf, kl, \phi_p, \lambda, T) = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S}{X_0(\omega, Sf, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad \text{III-10}$$

ϵ_0 est la permivité du vide ($\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14} \text{ F.cm}^{-1}$), ϵ_r est la permivité relative du silicium ($\epsilon_r=12$) et S la surface de la cellule ($S=1\text{cm}^2$).

Par transposition nous pouvons écrire :

$$C_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S}{X_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad \text{III-11}$$

Et

$$C_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot S}{X_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad \text{III-12}$$

C_{co} et C_{cc} sont respectivement les capacités de circuit ouvert et de court-circuit.

Ainsi le rendement de la capacité devient :

$$\eta_n(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = 1 - \frac{C_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)}{C_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad \text{III-13}$$

Sur les tableaux 2,3, 4 suivants, nous donnons quelques valeurs du rendement de la capacité en faisant varier tous les paramètres dont il dépend.

Tableau 2: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF.cm}^{-3}$.

Pulsation ω (rad/s)	Energie d'irradiation (MeV)	Vitesse de recombinaison arrière	Xoc (cm) *10 ⁻⁴ $Sf_j=10\text{cm/s}$	CZCEco (nF)	Xcc (cm) *10 ⁻⁴ $Sf_j=9.10^9\text{cm/s}$	CZCEcc (pF)	$\eta(\%)$
Eclairement sur la face avant							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₁ =2480cm/s	1,152	9,22	128,11	82,90	99,10
	50	Sb ₀₁ =2830cm/s	1,157	9,18	119,17	89,12	99,03
	100	Sb ₀₁ =3160cm/s	1,165	9,12	112,26	94,60	98,96
	150	Sb ₀₁ =3480cm/s	1,180	9,00	107,05	99,21	98,90
	200	Sb ₀₁ =3775cm/s	1,200	8,85	102,32	103,80	98,83
	250	Sb ₀₁ =4060cm/s	1,228	8,65	98,65	107,65	98,76
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₁ =19000cm/s	0,260	40,85	40,02	265,37	99,35
	50	Sb ₀₁ =22890cm/s	0,270	39,33	35,01	303,34	99,23
	100	Sb ₀₁ =26190cm/s	0,283	37,53	31,41	338,11	99,10
	150	Sb ₀₁ =29120cm/s	0,296	35,88	29,01	366,08	98,98
	200	Sb ₀₁ =31780cm/s	0,310	34,26	27,01	393,19	98,85
	250	Sb ₀₁ =34230cm/s	0,323	32,88	25,38	418,44	98,73
Eclairement simultané des deux faces							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₂ =2940cm/s	1,494	7,11	212,92	49,88	99,30
	50	Sb ₀₂ =3190cm/s	1,661	6,39	212,41	49,99	99,22
	100	Sb ₀₂ =3440cm/s	1,834	5,79	212,35	50,01	99,14
	150	Sb ₀₂ =3690cm/s	1,993	5,33	212,59	49,95	99,06
	200	Sb ₀₂ =3930cm/s	2,134	4,98	213,28	49,79	99,00
	250	Sb ₀₂ =4170cm/s	2,167	4,90	214,24	49,57	98,99
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₂ =19000cm/s	0,296	35,88	42,62	249,18	99,30
	50	Sb ₀₂ =22890cm/s	0,307	34,59	36,71	289,29	99,16
	100	Sb ₀₂ =26190cm/s	0,321	33,08	32,84	323,39	99,02
	150	Sb ₀₂ =29120cm/s	0,337	31,51	30,08	353,06	98,88
	200	Sb ₀₂ =31780cm/s	0,352	30,17	27,96	379,83	98,74
	250	Sb ₀₂ =34230cm/s	0,367	28,94	26,24	404,72	98,60

Sur ce tableau, plusieurs constats ont été observés :

- Tout d'abord une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en circuit ouvert avec l'énergie d'irradiation, par conséquent, la capacité de la zone de charge d'espace en circuit ouvert diminue suivi d'une diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en court-circuit avec l'énergie d'irradiation, ce qui conduit à une valeur de la capacité de la zone de charge d'espace en court-circuit beaucoup plus grande.
- Ensuite une diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en circuit ouvert en fonction de la pulsation, ce qui conduit à des grandes capacités de transition de circuit ouvert avec les hautes valeurs de la pulsation.

- Diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en court-circuit, ce qui conduit à des capacités de la zone de charge d'espace de court-circuit plus importants avec les hautes valeurs de la pulsation.
- Globalement le rendement de la capacité diminue en fonction de l'énergie d'irradiation mais augmente en fonction de la pulsation pour un éclairage par la face avant et diminue pour le double éclairage.

Ces résultats montrent que les performances de la cellule solaire à stocker des charges à la jonction diminuent en fonction de l'énergie d'irradiation. Par contre l'augmentation du rendement de la capacité (cas de l'éclairage par la face avant) pour les très hautes pulsations n'explique en rien les performances de la cellule solaire mais surtout à la faible valeur de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en circuit ouvert qui est négligeable devant celle en court-circuit. Cependant en double éclairage, l'effet contraire est observé car le champ arrière renvoie les porteurs à la jonction et réduit ainsi les recombinaisons d'où la diminution du rendement de la capacité en fonction de la fréquence pour ce mode d'éclairage.

Tableau 3: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=330\text{K}$, $C_0(330)=12,89\text{pF.cm}^{-3}$.

Pulsation ω (rad/s)	Energie d'irradia- tion (MeV)	Vitesse de recombinaison arrière	Xoc (cm) * 10^{-4} $S_{fj}=10\text{cm/s}$	CZCEco (nF)	Xcc (cm) * 10^{-4} $S_{fj}=9.10^9\text{cm/s}$	CZCEcc (pF)	$\eta(\%)$
Eclairage sur la face avant							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₁ =2550cm/s	1,152	9,22	124,89	85,03	99,08
	50	Sb ₀₁ =2900cm/s	1,157	9,18	117,17	90,64	99,01
	100	Sb ₀₁ =3230cm/s	1,168	9,09	111,05	95,63	98,94
	150	Sb ₀₁ =3540cm/s	1,183	8,98	105,86	100,32	98,88
	200	Sb ₀₁ =3835cm/s	1,205	8,81	101,46	104,67	98,81
	250	Sb ₀₁ =4115cm/s	1,234	8,61	98,08	108,28	98,74
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₁ =19890cm/s	0,262	40,53	38,85	273,36	99,33
	50	Sb ₀₁ =23610cm/s	0,273	38,90	34,02	312,17	99,20
	100	Sb ₀₁ =26820cm/s	0,285	37,26	30,83	344,47	99,07
	150	Sb ₀₁ =29690cm/s	0,299	35,52	28,37	374,34	98,94
	200	Sb ₀₁ =32300cm/s	0,312	34,04	26,57	399,70	98,83
	250	Sb ₀₁ =34720cm/s	0,326	32,58	25,04	424,12	98,70
Eclairage simultané des deux faces							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₂ =2990cm/s	1,497	7,09	208,05	51,04	99,28
	50	Sb ₀₂ =3240cm/s	1,676	6,34	209,30	50,74	99,20
	100	Sb ₀₂ =3490cm/s	1,853	5,73	210,23	50,52	99,12
	150	Sb ₀₂ =3740cm/s	2,013	5,28	211,13	50,30	99,05
	200	Sb ₀₂ =3980cm/s	2,154	4,93	212,14	50,06	98,99
	250	Sb ₀₂ =4200cm/s	2,168	4,90	213,28	49,79	98,98
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₂ =19890cm/s	0,298	35,64	41,03	258,83	99,27
	50	Sb ₀₂ =23610cm/s	0,310	34,26	35,73	297,23	99,13
	100	Sb ₀₂ =26820cm/s	0,324	32,78	32,16	330,22	98,99
	150	Sb ₀₂ =29690cm/s	0,340	31,23	29,65	358,18	98,85
	200	Sb ₀₂ =32300cm/s	0,355	29,91	27,61	384,64	98,71
	250	Sb ₀₂ =34720cm/s	0,371	28,62	26,01	408,30	98,57

Les mêmes constats sont observés que sur le tableau 1.

Par comparaison aux tableaux 2 ($T=310\text{K}$) et 3 ($T=330\text{K}$), nous pouvons ajouter deux autres points :

- une faible augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en circuit ouvert avec la température, entraînant la diminution de la capacité de la zone de charge d'espace en circuit ouvert.

- une diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en court-circuit en fonction de la température, correspondant à une augmentation la capacité de la zone de charge d'espace en court-circuit.

Globalement le rendement de la capacité diminue en fonction de la température. Cette diminution du rendement s'explique par l'agitation thermique causée par l'augmentation de la température.

Tableau 4: Evolution avec l'énergie d'irradiation et la pulsation de la capacité de la zone de charge d'espace et du rendement de la capacité. $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,78\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF.cm}^{-3}$.

Pulsation ω (rad/s)	Energie d'irradia- tion (MeV)	Vitesse de recombinaison arrière	Xoc (cm) *10 ⁻⁴ <i>Sfj=10cm/s</i>	CZCECO (nF)	Xcc (cm) *10 ⁻⁴ <i>Sfj=9.10⁹cm/s</i>	CZCECC (pF)	$\eta(\%)$
Eclairement sur la face avant							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₁ =2290cm/s	0,188	56,49	30,29	350,61	99,38
	50	Sb ₀₁ =2710cm/s	0,190	55,90	28,77	369,13	99,34
	100	Sb ₀₁ =3095cm/s	0,195	54,46	27,63	384,36	99,29
	150	Sb ₀₁ =3440cm/s	0,201	52,82	26,61	399,10	99,25
	200	Sb ₀₁ =3760cm/s	0,208	51,06	25,76	412,27	99,19
	250	Sb ₀₁ =4060cm/s	0,215	49,40	25,14	422,43	99,14
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₁ =19030cm/s	0,059	180,00	15,27	69548	99,61
	50	Sb ₀₁ =22890cm/s	0,056	189,64	14,01	758,30	99,60
	100	Sb ₀₁ =26190cm/s	0,055	193,09	13,16	807,00	99,58
	150	Sb ₀₁ =29120cm/s	0,054	196,67	12,50	849,60	99,57
	200	Sb ₀₁ =31780cm/s	0,053	200,38	11,91	891,69	99,55
	250	Sb ₀₁ =34230cm/s	0,052	200,38	11,48	925,09	99,54
Eclairement simultané des deux faces							
$\omega=10^5$	0	Sb ₀₂ =2940cm/s	0,212	50,09	291,71	364,06	99,93
	50	Sb ₀₂ =3190cm/s	0,213	49,86	292,10	363,57	99,93
	100	Sb ₀₂ =3440cm/s	0,214	49,63	292,67	362,87	99,93
	150	Sb ₀₂ =3690cm/s	0,216	49,17	292,84	362,65	99,93
	200	Sb ₀₂ =3930cm/s	0,220	48,27	293,01	362,44	99,92
	250	Sb ₀₂ =4170cm/s	0,225	47,20	293,03	362,42	99,92
$\omega=10^7$	0	Sb ₀₂ =19030cm/s	0,059	15,27	293,18	362,23	99,98
	50	Sb ₀₂ =22890cm/s	0,056	14,01	293,52	361,81	99,98
	100	Sb ₀₂ =26190cm/s	0,055	13,16	293,77	361,51	99,98
	150	Sb ₀₂ =29120cm/s	0,054	12,50	293,94	361,30	99,98
	200	Sb ₀₂ =31780cm/s	0,053	11,91	294,11	361,09	99,98
	250	Sb ₀₂ =34230cm/s	0,052	11,48	294,14	361,05	99,98

Les mêmes constats sont observés que sur les tableaux 1 et 2.

Par comparaison aux tableaux 2 ($\lambda=0,98\mu\text{m}$) et 4 ($\lambda=0,78\mu\text{m}$), nous pouvons aussi ajouter deux autres points :

- la diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en circuit ouvert avec les faibles longueurs d'onde, par conséquent, la capacité de la zone de charge d'espace en circuit ouvert diminue.
- et la diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en court-circuit en fonction des faibles longueurs d'onde, par conséquent la capacité de la zone de charge d'espace en court-circuit augmente.

Globalement le rendement de la capacité est plus grand aux faibles valeurs de la longueur d'onde.

Tous ces résultats sur l'évolution du rendement de la capacité en fonction de ces paramètres sont résumés aux figures suivantes.

Nous représentons sur la figure 52, l'évolution du rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour les deux modes d'éclairement étudiés en tenant compte des résultats obtenus sur le tableau 2.

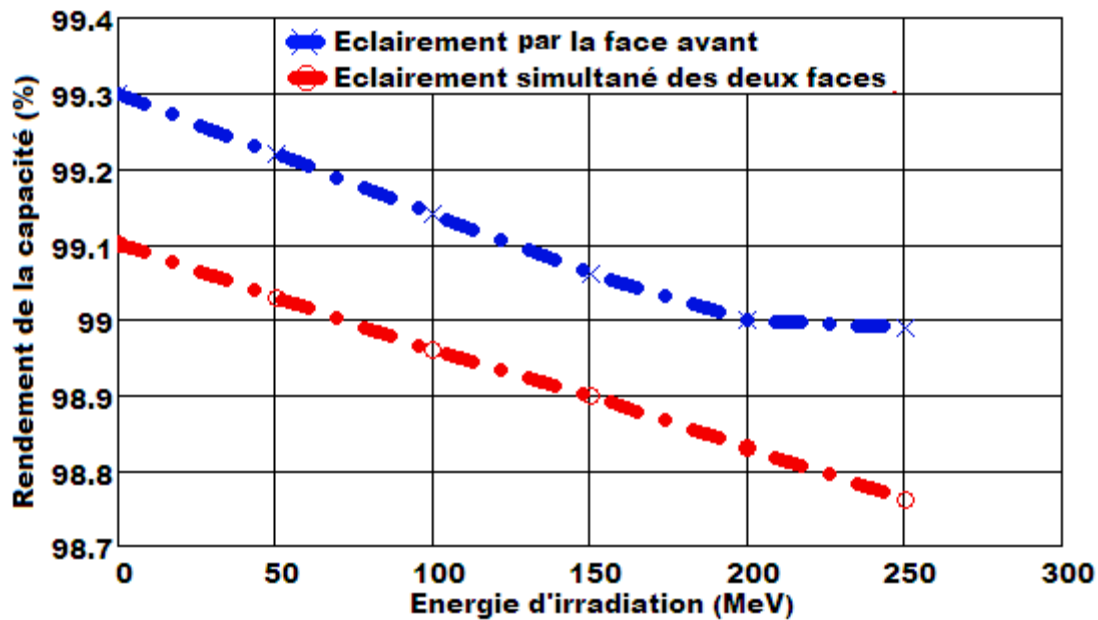


Figure 52: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.

La diminution du rendement de la capacité noté sur le tableau 1 est linéaire pour l'éclairement de la face avant alors que pour l'éclairement simultané, nous notons une certaine déviation.

Cette diminution du rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation s'explique par le fait que les pertes de porteurs par recombinaison augmente. Donc l'absorption d'énergie par le condensateur diminue (moins de porteurs de charges entre les armatures).

La figure 53 montre l'effet de la pulsation sur le rendement de la capacité.

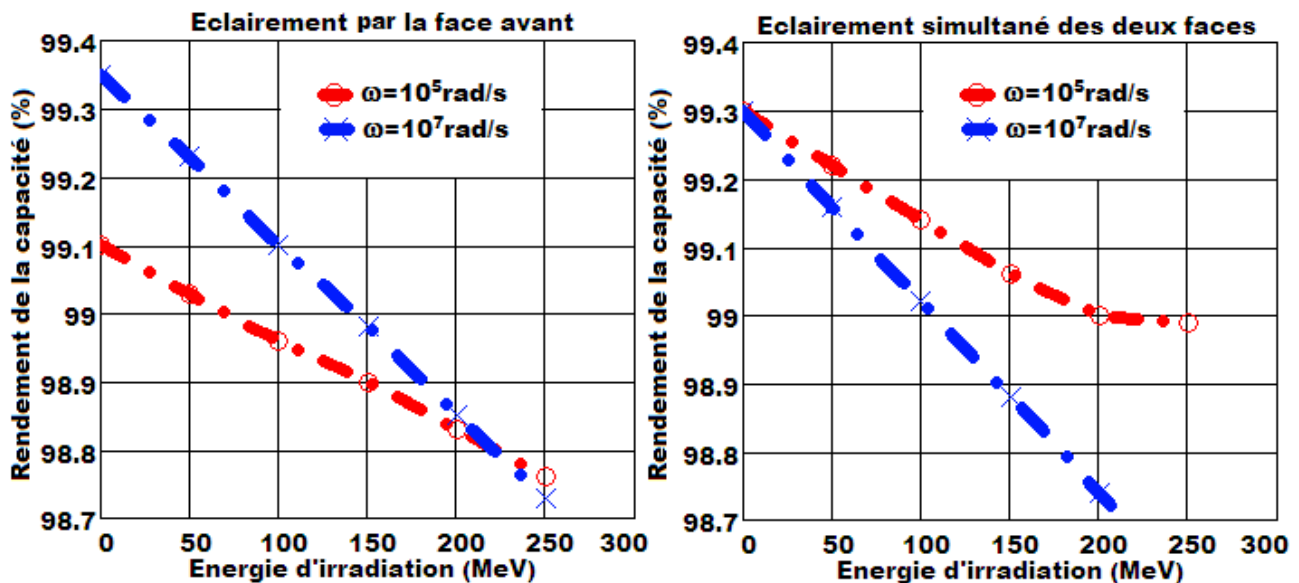


Figure 53: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.

Sur ces courbes, nous notons toujours la diminution du rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation. Dans le cas de l'éclairement par la face avant, le rendement de la capacité est plus important à la pulsation 10^7rad/s jusqu'à une énergie d'irradiation d'environ 200MeV ou nous notons une inversion. En effet, avec les grandes fréquences, plus de porteurs sont bloqués entre les

armatures mais aussi la faible valeur de l'épaisseur de la zone de charge d'espace notée en circuit ouvert qui est négligeable devant celle en court-circuit. Par contre pour le double éclairage, le champ arrière renvoie les porteurs à la jonction et réduit ainsi les recombinaisons. D'où la diminution du rendement de la capacité en fonction de la fréquence pour ce mode d'éclairage et par conséquent, l'absorption d'énergie par le condensateur diminue pour les grandes pulsations.

Dans la même lancée, la figure 54 montre l'effet de la température sur le rendement de la capacité.

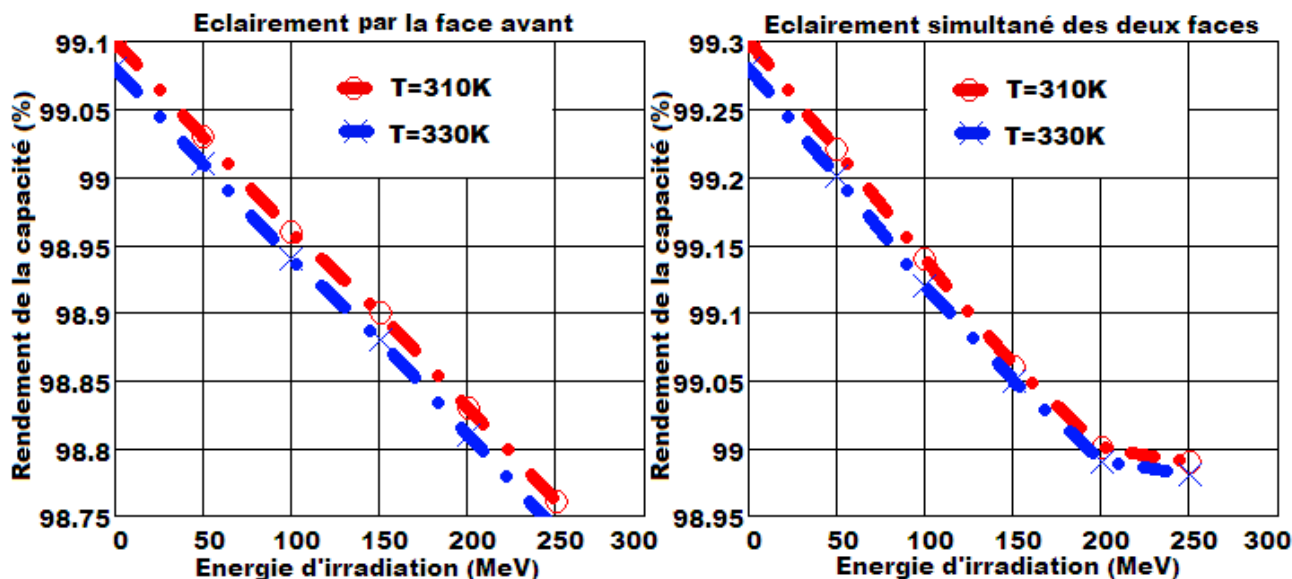


Figure 54: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la température : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $C_0(330)=12,89\text{pF/cm}^3$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.

Dans le cas de l'éclairage par la face avant tout comme pour l'éclairage simultané des deux faces, le rendement de la capacité est plus important aux faibles valeurs de la température. En effet, avec les grandes températures, moins de porteurs sont stockés entre les armatures (absorption d'énergie par le condensateur faible) à cause de l'agitation thermique.

La figure 55 montre l'effet de la longueur d'onde sur le rendement de la capacité.

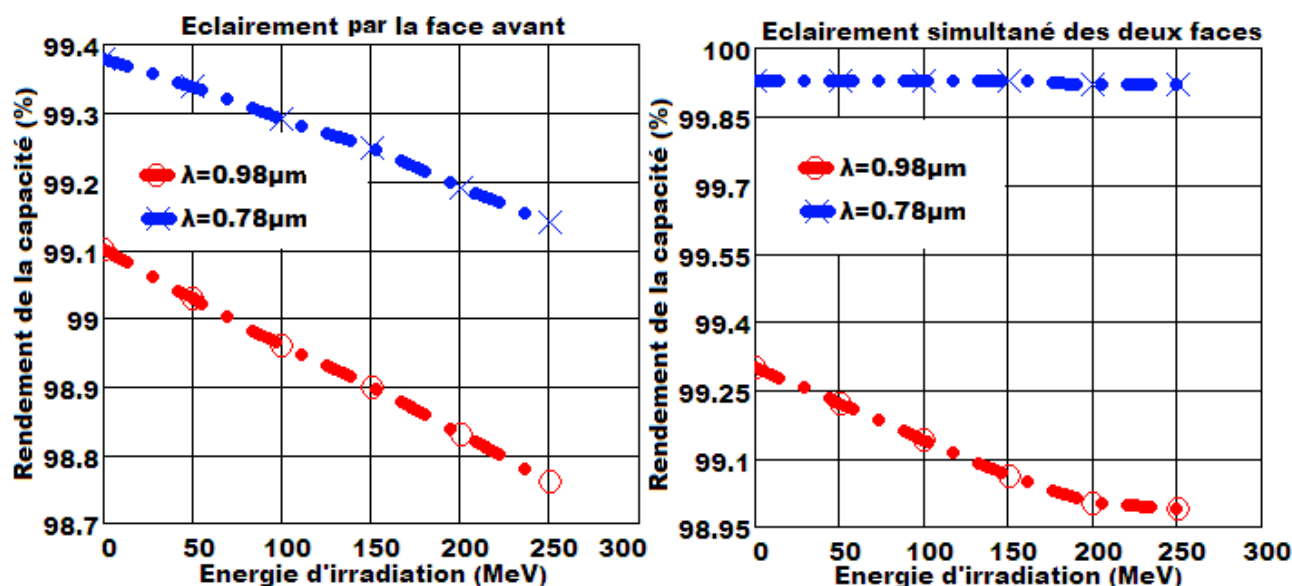


Figure 55: Rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $C_0(310)=0,752\text{pF/cm}^3$.

Pour une courbe donnée, le rendement de la capacité est plus important à $0,78\mu\text{m}$. Etant donné que la génération des porteurs se fait en profondeur pour les grandes longueurs d'onde, il y'aura moins

de porteurs stockés au niveau de la jonction, par conséquent, moins de porteurs de charges au niveau des armatures (absorption d'énergie par le condensateur faible à ces grands longueurs d'onde).

Conclusion

Dans ce chapitre, une méthode de détermination de la capacité de la photopile par la méthode de l'extension de la zone de charge d'espace a été effectuée.

Tout d'abord, nous avons déterminé l'expression de la capacité de la photopile puis fait des simulations en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et des paramètres extérieurs pour les deux modes d'éclairement considérés. Ces simulations ont montré que :

- les porteurs de charges minoritaires sont plus présents à la jonction en situation de circuit ouvert qu'en court-circuit. Du fait qu'en circuit ouvert il y'a stockage de charges alors qu'en court-circuit, il y'a traversée massive des charges.
- la capacité en circuit ouvert pour un éclairage simultané est plus importante que celle de l'éclairage par la face avant.
- la capacité globale en circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation augmente tandis qu'elle diminue pour les autres paramètres extérieurs (température, pulsation et grande longueur d'onde)

Ensuite nous avons simulé la densité relative des charges minoritaire en fonction de l'épaisseur x . Ce qui nous a permis d'introduire le concept d'épaisseur de la zone de charge d'espace.

En circuit ouvert, cet épaisseur est noté X_{co} et X_{cc} en court-circuit. Ces deux concepts ont permis de calculer le rendement de la capacité. L'étude du rendement de la capacité en fonction des paramètres extérieurs a révélé les conclusions suivantes :

- une diminution du rendement de la capacité en fonction de l'énergie d'irradiation, de la température et des grandes longueurs d'onde ;
- une augmentation du rendement de la capacité en fonction de la pulsation pour l'éclairage par la face jusqu'à 200MeV ou nous notons une inversion et pour l'éclairage simultané, nous avons le point de rencontre à 0MeV.
- Le rendement de la capacité est plus important dans le cas de l'éclairage simultané des deux faces.

Tous ces résultats montrent que les performances de stockages de la cellule solaire sont atténuées par les grandes valeurs de la température, des longueurs d'onde, de la pulsation et de l'énergie d'irradiation.

Dans la suite du travail nous allons étudier les autres paramètres électriques de la cellule solaire en fonction de ces paramètres extérieurs.

CHAPITRE IV: DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHOTOPILE BIFACIALE

Introduction

Le chapitre que nous entamons est consacré à la détermination des paramètres électriques de la photopile bifaciale éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence à l'aide de la méthode de la spectroscopie d'impédance. Nous commençons par proposer une méthode de détermination du courant de diode [44], de la puissance électrique [81], du facteur de forme [82] et du rendement de conversion [55 ; 83] de la photopile dans différentes configurations. Enfin nous terminons par l'étude de l'impédance [84 ; 85] en utilisant les diagrammes de BODE et de NYQUIST [86 ; 87] afin de proposer les circuits électriques équivalents.

IV.1 Etude de la caractéristique Courant-Tension

IV.1.1 Courant de diode :

Le courant de diode est un courant de fuite, il s'établit lorsque les porteurs de charge sont injectés ou photo générés dans la photopile. Ainsi, pour une photopile éclairée, ce courant caractérise les pertes de porteurs générés et dépend de la tension, du coefficient d'absorption, de la température, de l'énergie d'irradiation et de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_n . Il est donné par l'expression suivante :

$$J_{dn}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = q \cdot Sf_0 \cdot \delta_n(0) \quad \text{IV-1}$$

Où Sf_0 est la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction et

$$\delta_n(0) = \frac{n(T)^2}{Nb} \left[\exp\left(\frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{V_T}\right) - 1 \right] \quad \text{IV-2}$$

Nous présentons à la figure 56 la variation du module du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les différents modes d'éclairement considérés.

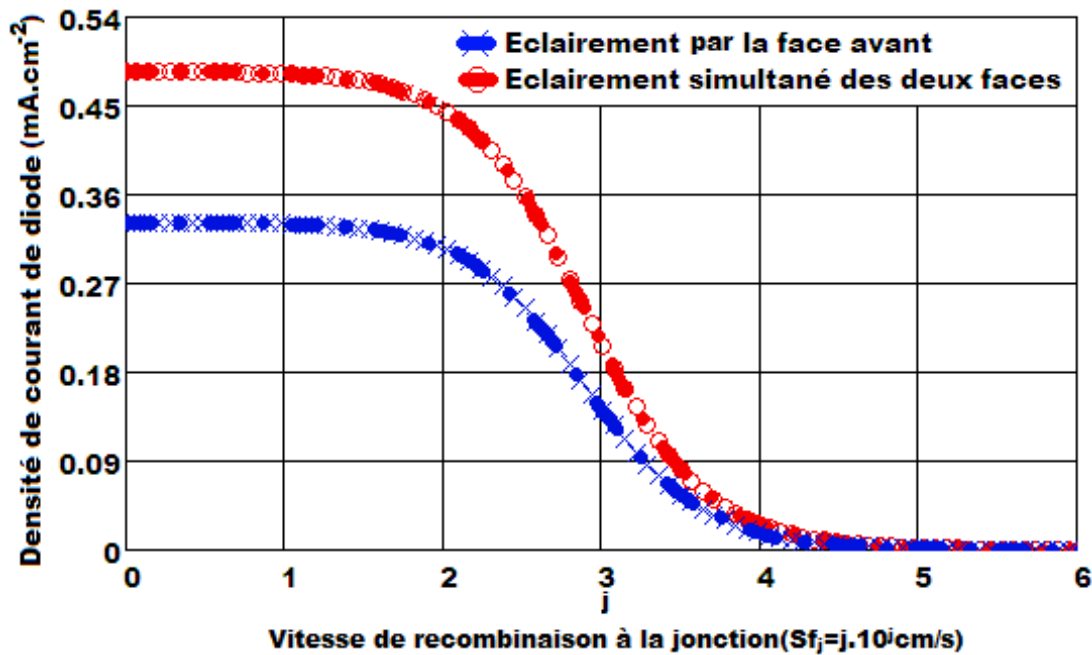


Figure 56: Module du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$

Nous notons la diminution du courant de diode en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. En effet, contrairement à la densité de photocourant, la densité de courant de diode se

manifeste en circuit ouvert car étant des pertes de porteurs générés dues à l'accumulation de charges au niveau de la jonction. L'étude comparative entre les deux modes d'éclairement indique une plus grande perte de porteurs dans le cas du double éclairage car les porteurs générés à la face arrière sont renvoyés vers la jonction par le champ BSF arrière.

IV.1.2 Caractéristique courant tension:

La connaissance du photocourant et du courant de diode permet d'évaluer l'intensité J de la densité de courant à la sortie de la cellule. Elle est donnée par la relation :

$$J_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) - J_{d_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \quad \text{IV-3}$$

Nous présentons à la figure 57 l'intensité de la densité de courant à la sortie en fonction de la phototension pour les deux modes d'éclairement considérés.

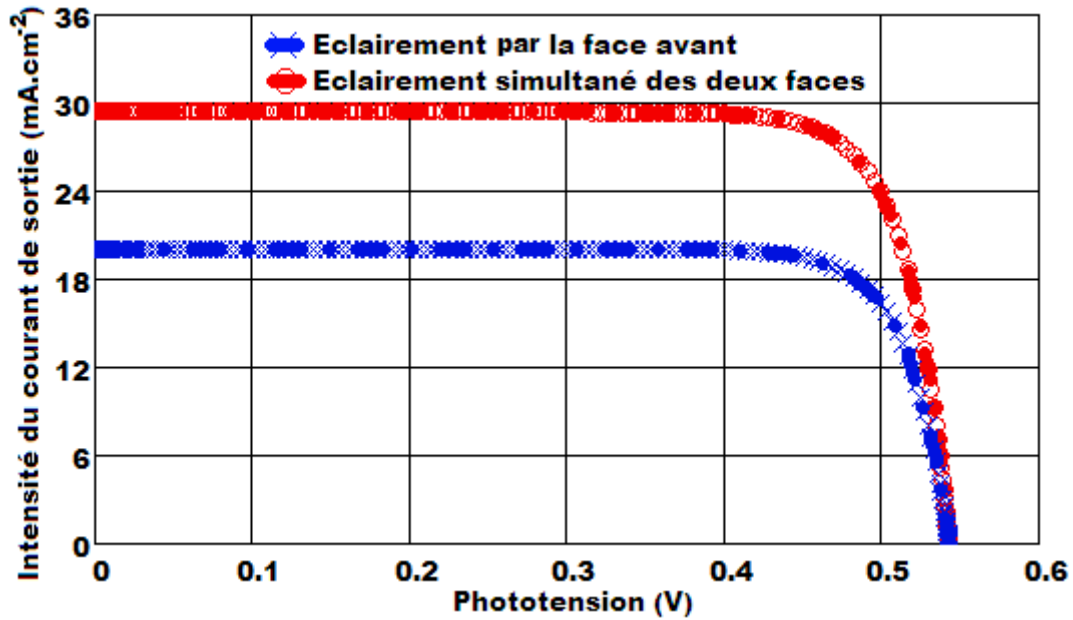


Figure 57 : Caractéristique Courant – Tension : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

La densité de courant à la sortie est maximale pour les faibles valeurs de la phototension, elle correspond au courant de court-circuit. Lorsque la phototension augmente et tend vers la phototension de circuit ouvert, la densité de courant diminue pour tendre vers zéro. Concernant les modes d'éclairement, les mêmes constats sont observés : le module de la densité de courant et de la phototension plus important dans le cas du double éclairage.

En résumé l'étude de la caractéristique J-V montre trois zones principales :

- ✚ une zone assimilable à un générateur de tension V_{co} , d'impédance interne équivalente à la résistance série R_s [88].
- ✚ une deuxième zone assimilable à un générateur de courant I_{cc} proportionnel à l'irradiation, d'admittance interne pouvant être modélisé par $1/R_{sh}$. [89]
- ✚ une zone où l'impédance interne du générateur varie très rapidement de R_s à R_{sh} . C'est dans cette zone qu'est situé le point de fonctionnement pour lequel la puissance fournie par le générateur est maximale. Ce point est appelé point de puissance optimale caractérisé par le couple $(V_{max} ; I_{max})$ (cf figure 68).

IV.1.3 Etude de la résistance série :

Le palier presque vertical de la caractéristique J-V correspond à une source de tension constante assimilable à la phototension de circuit ouvert. Etant donné que la photopile n'est pas idéale, elle présente des pertes ohmiques. Ces dernières sont caractérisées par la présence dans le circuit équivalent d'une résistance R_s , montée en série avec la source de tension. Le circuit électrique équivalent de la photopile en circuit ouvert est représenté sur la figure 58. [88].

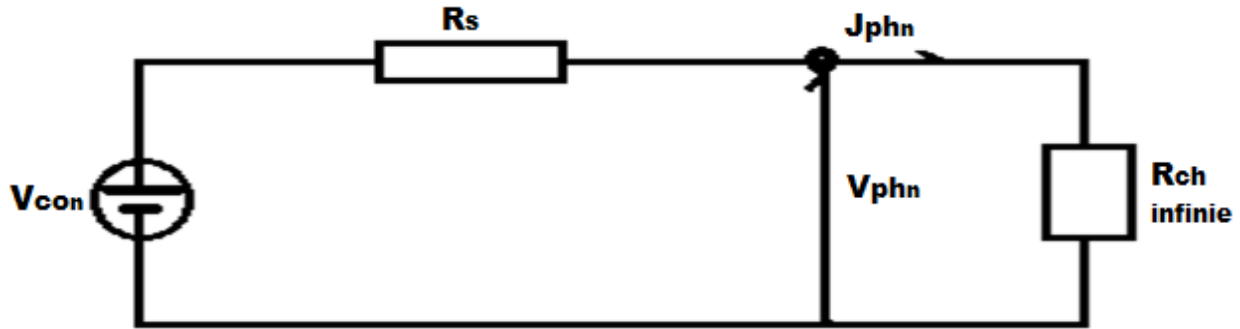


Figure 58: Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert.

En appliquant la loi à la maille ($V_{co_n}, R_s, V_{ph_n}, V_{co_n}$) on tire la relation donnant la résistance série:

$$R_{S_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{V_{co_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T) - V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)} \quad \text{IV-4}$$

Le profil de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d'éclairement est représenté à la figure 59.

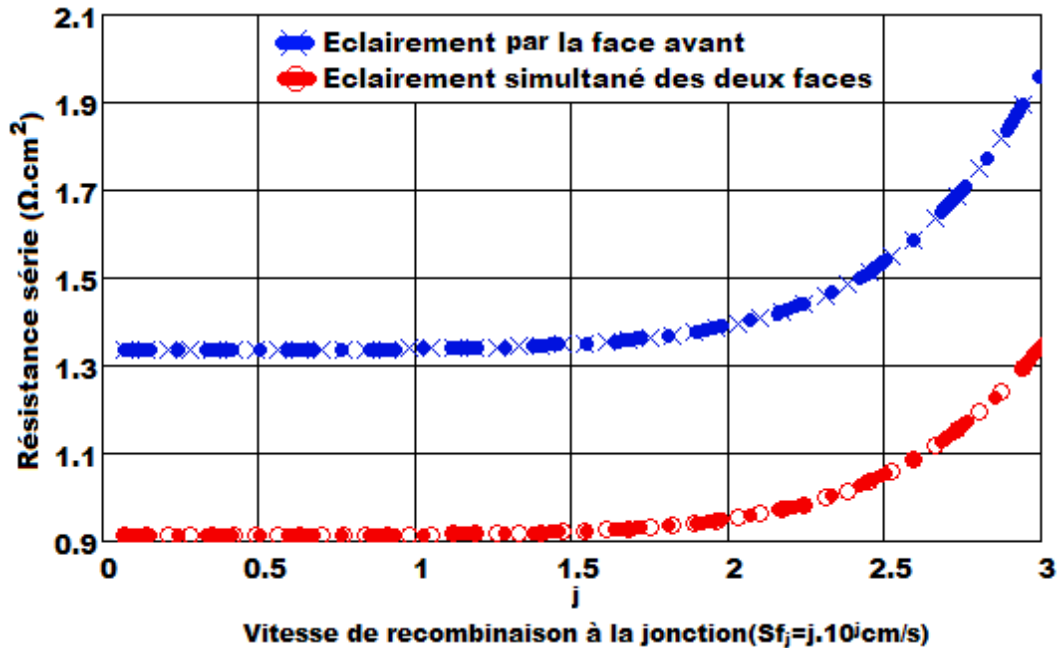


Figure 59: Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$,

$$\omega=10^5 \text{ rad/s}, \lambda=0,98\mu\text{m}, \phi_p=0\text{MeV}, T=310\text{K}.$$

La résistance série augmente légèrement pour des valeurs de la vitesse de recombinaison Sf inférieur à 200cm/s . Au-delà de cette valeur, l'augmentation devient rapide. Cette augmentation de la résistance série est causée principalement par les chutes ohmiques qui deviennent plus accrues d'où une augmentation des pertes de porteurs à la face arrière. Cependant cette action est limitée par le champ

arrière BSF qui les renvoie à la jonction dans le cas du double éclairage : d'où des pertes moins importants à l'éclairage simultané des deux faces.

Sur la figure 60 est illustré le profil de la résistance série en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde et suivant le double éclairage.

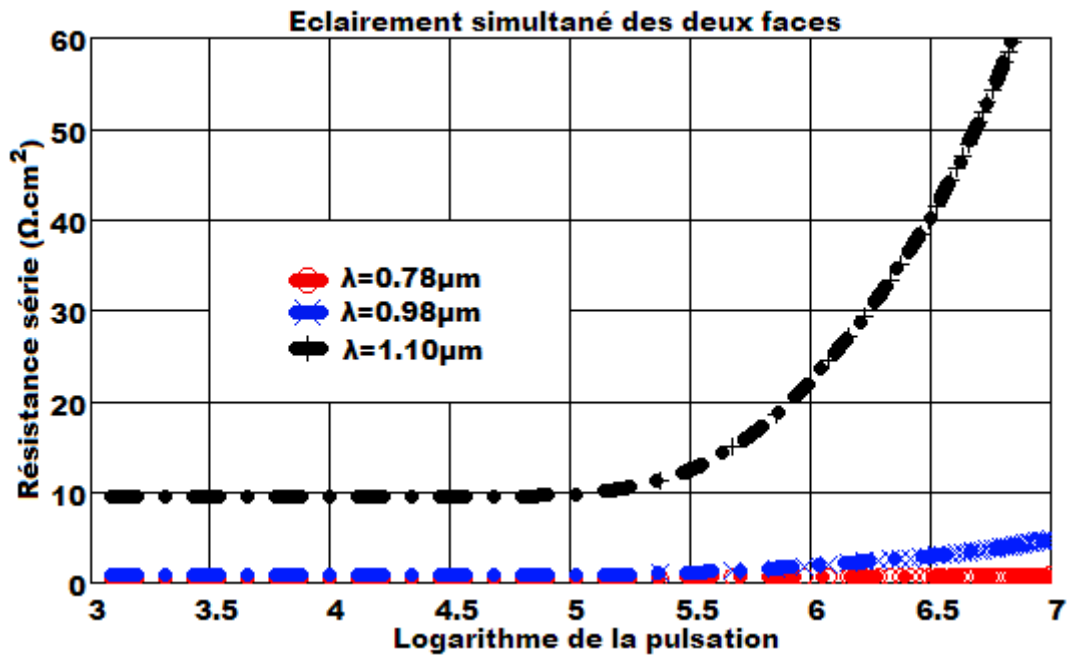


Figure 60: Résistance série en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes longueurs d'onde :

$$H=0,03\text{cm}, \phi p=0\text{MeV}, T=310\text{K}.$$

Le module de la résistance série est constant pour des pulsations inférieures à 10^5rad/s (régime quasi-statique), au-delà de cette valeur la résistance série croît exponentiellement surtout avec les grandes valeurs de longueurs d'onde. Les porteurs générés à l'intérieur de la base pourront atteindre facilement la face arrière. Ainsi la résistance entre le silicium et les grilles métalliques à l'arrière est importante. Ce qui pourraient expliquer l'augmentation de la résistance série pour les grandes longueurs d'onde. Sur la figure 61 est illustré le profil de la résistance série en fonction de la température pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation et suivant le double éclairage.

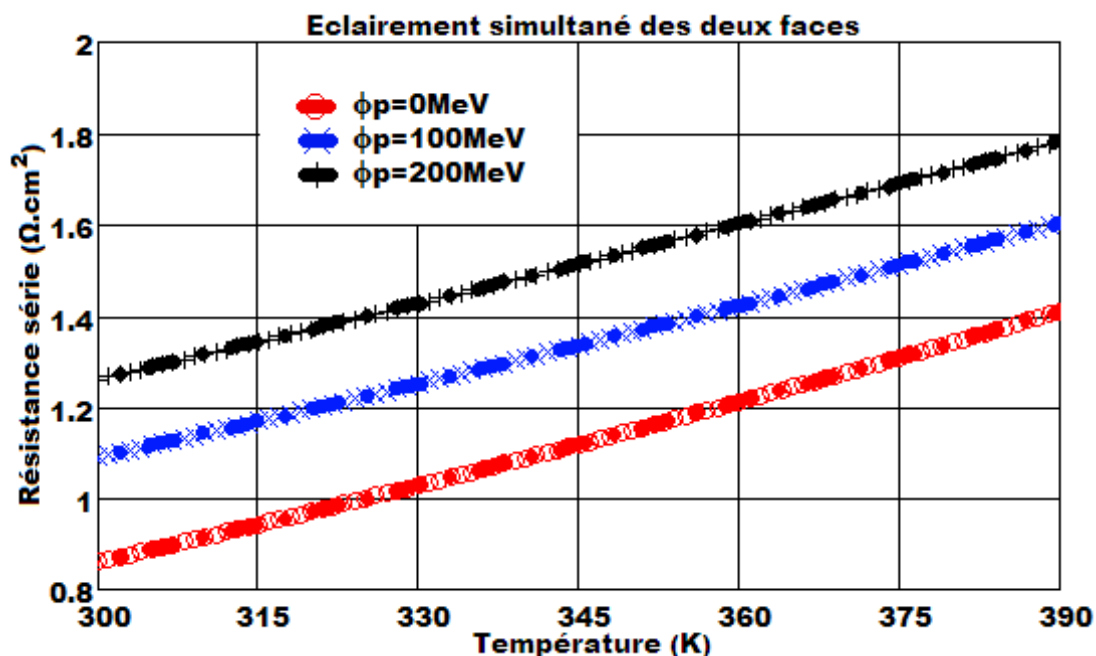


Figure 61: Résistance série en fonction de la température pour différentes énergies d'irradiation :

$$H=0,03\text{cm}, \lambda=0,98\mu\text{m}, \omega=10^5\text{rad/s}.$$

Nous notons que la résistance série croît avec l'élévation de la température et de l'énergie d'irradiation. En effet, pour une bonne qualité de la photopile, la valeur de la résistance série doit être le plus faible possible. Cependant l'augmentation de la température et de l'énergie d'irradiation entraîne une augmentation de la recombinaison des porteurs, par conséquent les pertes ohmiques sont très importantes : d'où l'augmentation de la résistance série.

IV.1.4 Etude de la résistance shunt :

Le palier presque horizontal de la caractéristique J-V correspond à une source de courant constante assimilable au photocourant de court-circuit. Comme la photopile n'est pas idéale, elle présente des fuites de courant au niveau de la jonction. Ces dernières sont caractérisées par la présence dans le circuit équivalent d'une résistance R_{sh} , montée en parallèle avec la source de courant. Le circuit électrique équivalent de la photopile en court-circuit est représenté sur la figure 62.

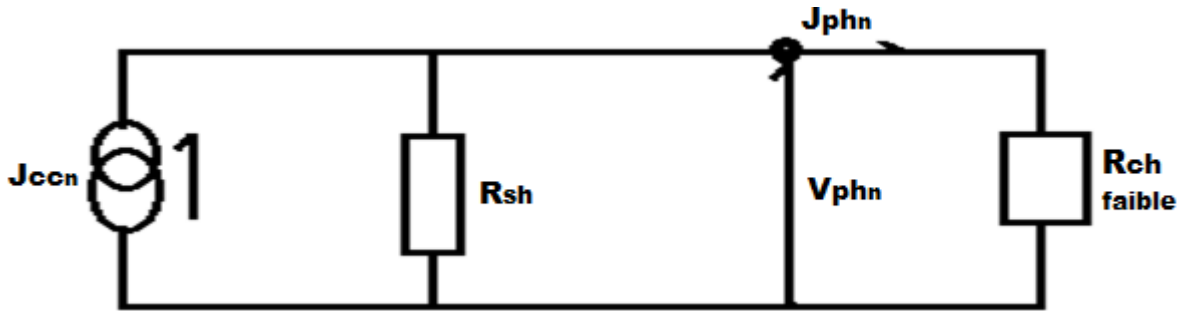


Figure 62 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en court-circuit.

En appliquant la loi à la maille (R_{sh}, V_{phn}, R_{sh}) on tire la relation donnant la résistance shunt:

$$R_{Sh_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{J_{cc_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T) - J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)} \quad \text{IV-5}$$

Le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d'éclairement est représenté à la figure 63.

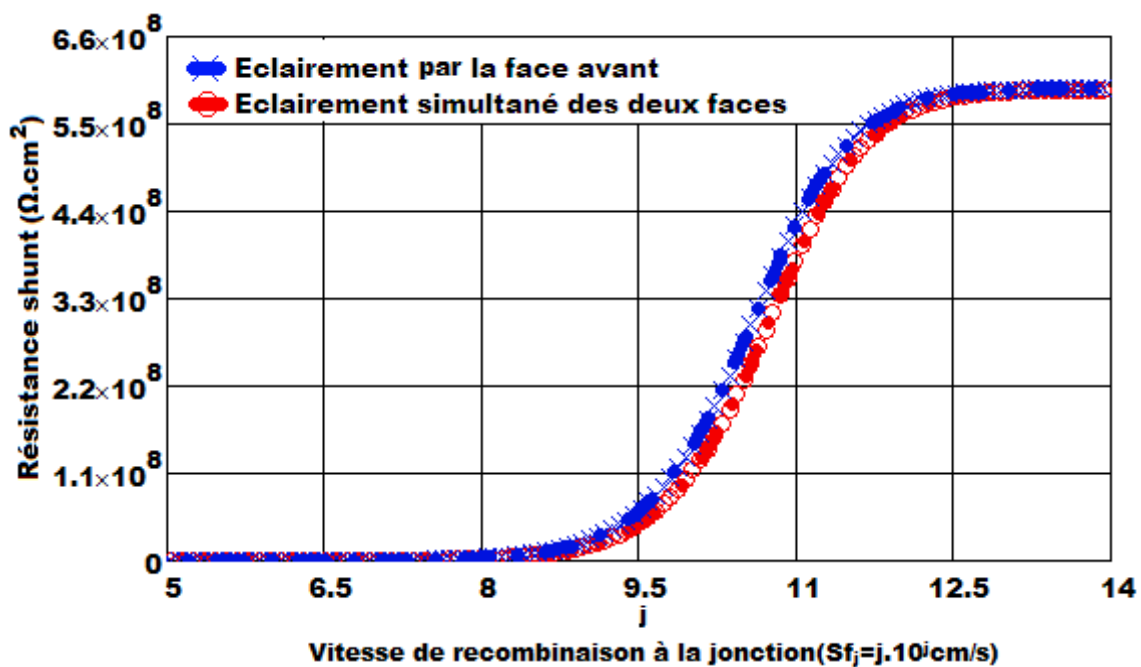


Figure 63: Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H= 0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

Nous constatons que la résistance shunt augmente lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente.

L'augmentation de S_f implique des courants de fuites plus importants, par conséquent la résistance shunt augmente pour limiter ces fuites.

Sur la figure 64 est illustré le profil de la résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde et suivant le double éclairage.

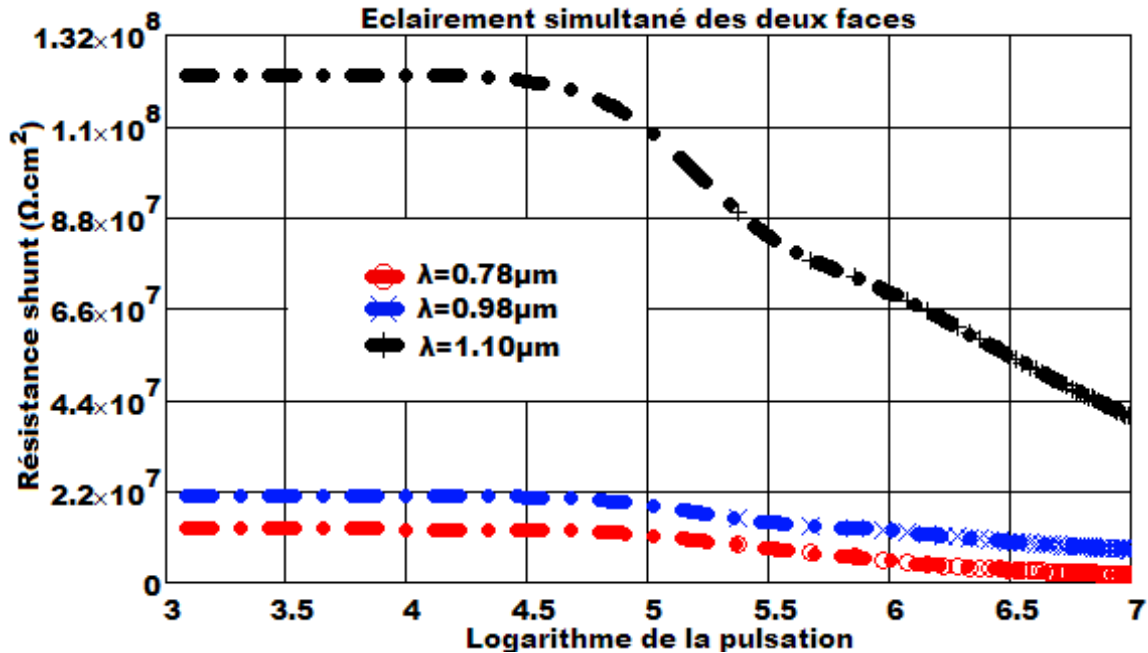


Figure 64: Résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes longueurs d'onde.

$$H=0,03\text{cm}, \phi p=0\text{MeV}, T=310\text{K}.$$

Le module de la résistance shunt est constant pour des pulsations inférieures à 10^5 rad/s (régime quasi-statique), au-delà de cette valeur la résistance shunt décroît exponentiellement surtout avec les grandes valeurs de longueurs d'onde.

La résistance shunt est plus importante pour les radiations de grandes longueur d'onde, cela s'explique par le fait que ces dernières génèrent des porteurs de charges plus en profondeur dans la base alors que les pertes de porteurs se localisent à la jonction.

Sur la figure 65 est illustré le profil de la résistance shunt en fonction de la température pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation et suivant un double éclairage.

Nous notons la diminution de la résistance shunt en fonction de la température. L'excès de température est transformé en chaleur et sert donc à échauffer la cellule, par conséquent, les dégradations au sein du matériau deviennent importantes : d'où la diminution de la résistance shunt.

En résumé, plus la température augmente, plus la résistance shunt est faible et plus le courant qui la traverse est important et par conséquent les performances du module sont réduites.

Contrairement à ce que nous attendions, la résistance shunt augmente avec l'énergie d'irradiation.

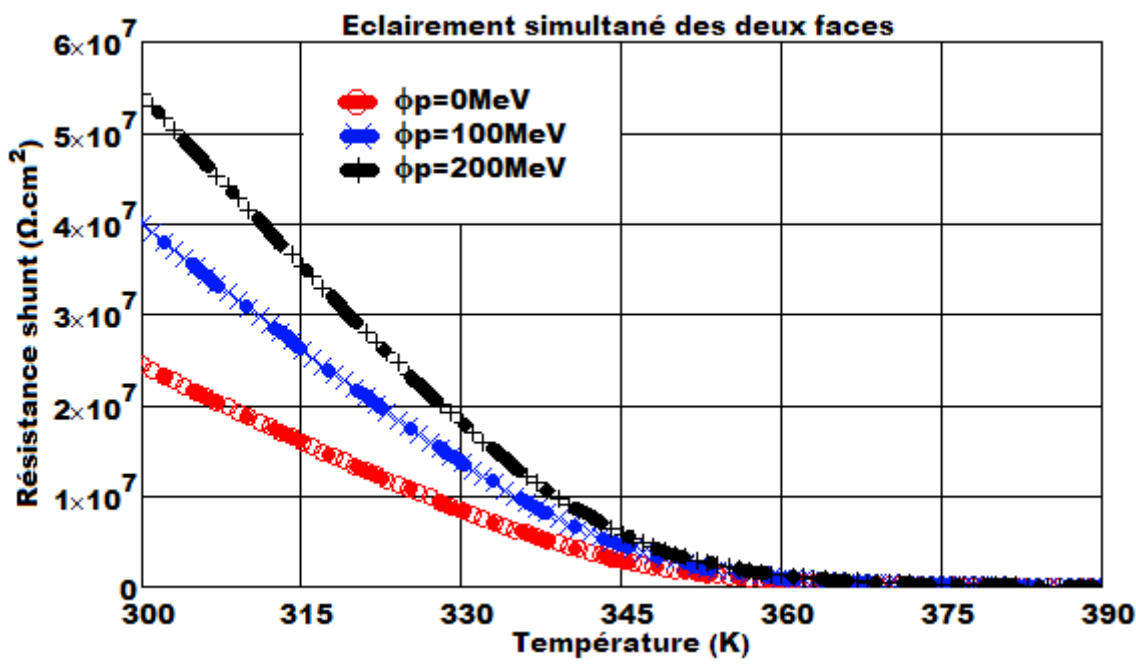


Figure 65: Résistance shunt en fonction de la température pour différentes énergies d'irradiation : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$.

IV.2 Puissance électrique de la photopile

La puissance électrique délivrée par la photopile, sous illumination monochromatique, est le produit du photocourant et de la phototension. Elle est donnée par la relation IV-6 :

$$P_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \cdot J_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)$$
 IV-6

Nous représentons à la figure 66, le profil de la puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les deux modes d'éclairement choisis.

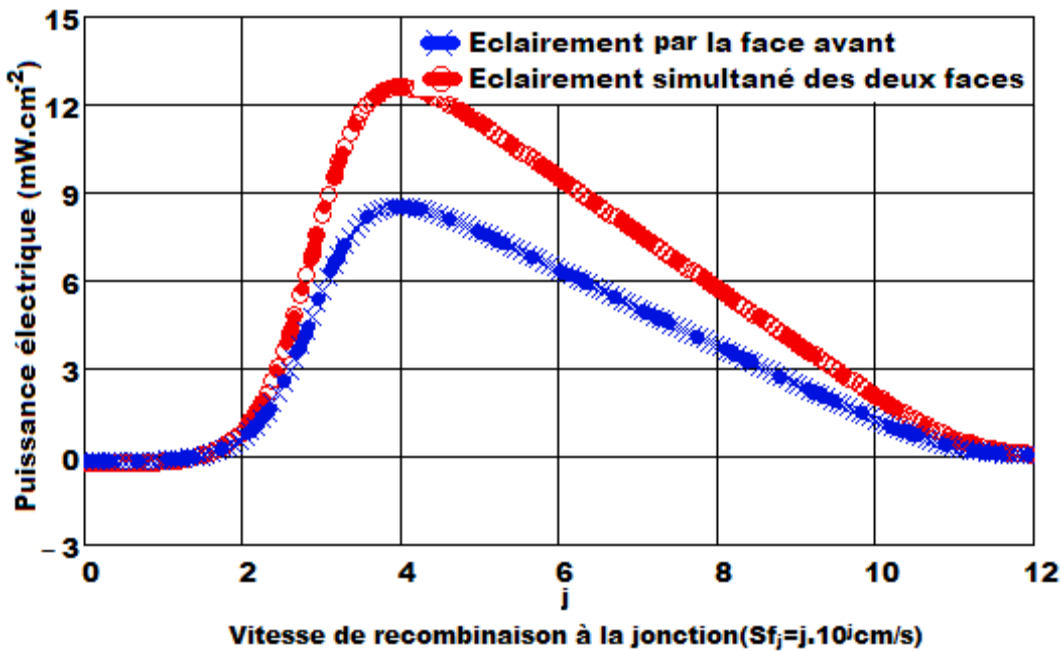


Figure 66: Puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

Pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction (circuit ouvert), la puissance délivrée est nulle car le courant généré est faible et presque nul. Lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, le courant augmente lentement, entraînant ainsi une augmentation de la

puissance jusqu'au maximum qui correspond à la puissance maximale. Avec les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction (fonctionnement de la photopile en court-circuit), la phototension tend à s'annuler, cela provoque simultanément une diminution de la puissance. Comme on pouvait s'y attendre, la puissance délivrée pour un éclairage simultané est plus important car la tension et le courant délivrés en double éclairage sont plus grandes.

IV.2.1 Caractéristique Puissance - Tension :

La figure 67 représente la puissance électrique délivrée par la photopile en fonction de la phototension pour les deux modes d'éclairage considérés.

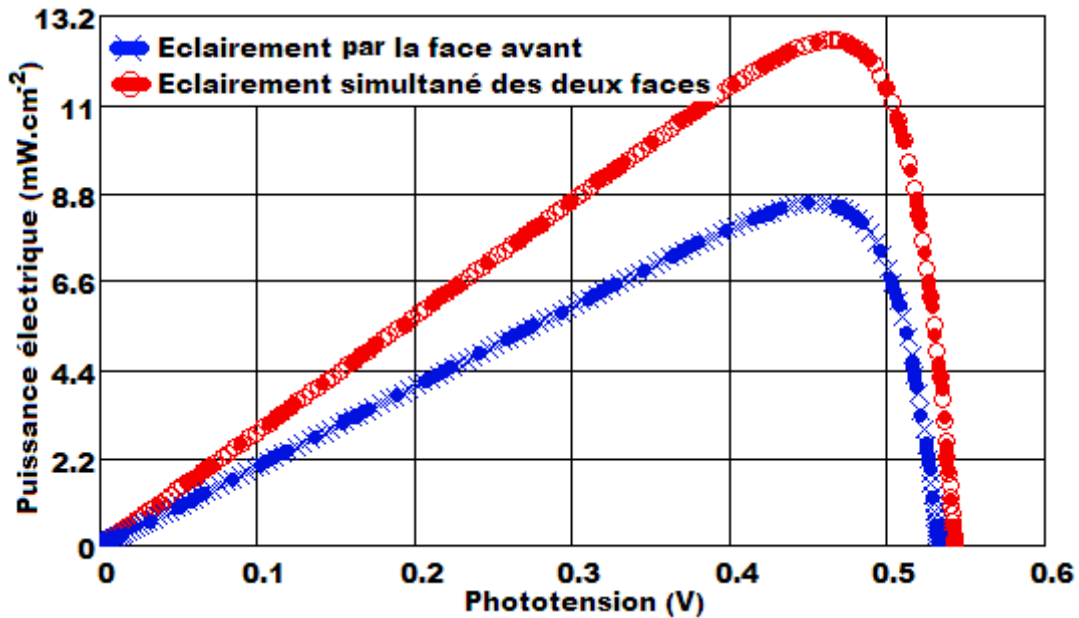


Figure 67: Puissance électrique en fonction de la phototension : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

La puissance croît dans un premier temps avec la tension jusqu'à atteindre un maximum puis décroît. Ce maximum représente le point de puissance optimale ou point de puissance maximale.

La figure 68 ci-dessous représente les caractéristiques J-V et P-V de la cellule solaire pour un éclairage simultané des deux faces.

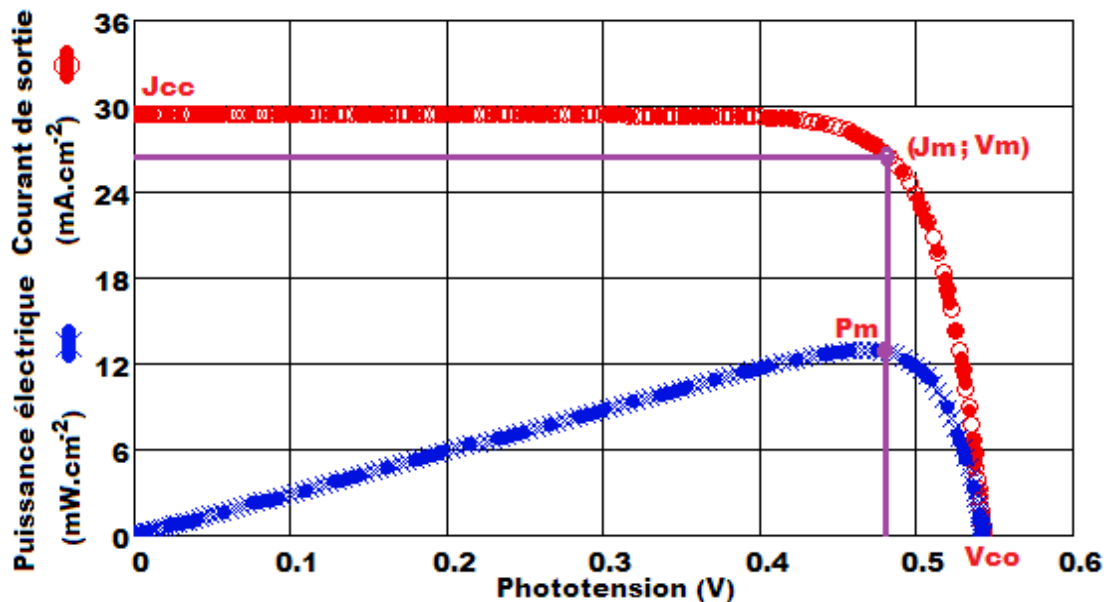


Figure 68: Caractéristiques P-V et J-V de la cellule : $H= 0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

Les paramètres les plus importants découlant de cette courbe sont :

- le courant de court-circuit J_{cc}
- la tension de circuit ouvert V_{co}
- le point de puissance maximale PPM (V_m ; J_m)

Connaissant la puissance maximale, on peut alors calculer deux paramètres très importants :

- le facteur de forme (FF) qui compare la puissance maximale avec les limites de J_{cc} et de V_{co} .

$$FF(\omega, \lambda, \phi_p, T) = \frac{P_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T)} = \frac{J_m(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T)} \quad \text{IV-7}$$

- le facteur de conversion de l'énergie optique de la lumière en énergie électrique communément appelé « rendement énergétique η de la cellule » est défini comme étant le rapport entre la puissance maximale et la puissance optique incidente. Cette dernière est mesurée dans les conditions d'éclairement et de température normalisées (Sous spectre solaire AM 1,5 correspondant à un éclairement incident de 100mW/cm² environ.)

$$\eta(\omega, \lambda, \phi_p, T) = \frac{P_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{P_{inc}} = \frac{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot FF(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{P_{inc}} \quad \text{IV-8}$$

Il devient évident qu'afin d'obtenir une efficacité de conversion plus élevée, il faudrait augmenter le facteur de forme, la tension de circuit ouvert et le courant de court-circuit.

IV.2.2 Caractéristique Puissance - Capacité :

La caractéristique Puissance-Capacité est utilisé dans le but de trouver la capacité idéale de la photopile qui correspond à la puissance optimale délivrée par la photopile.

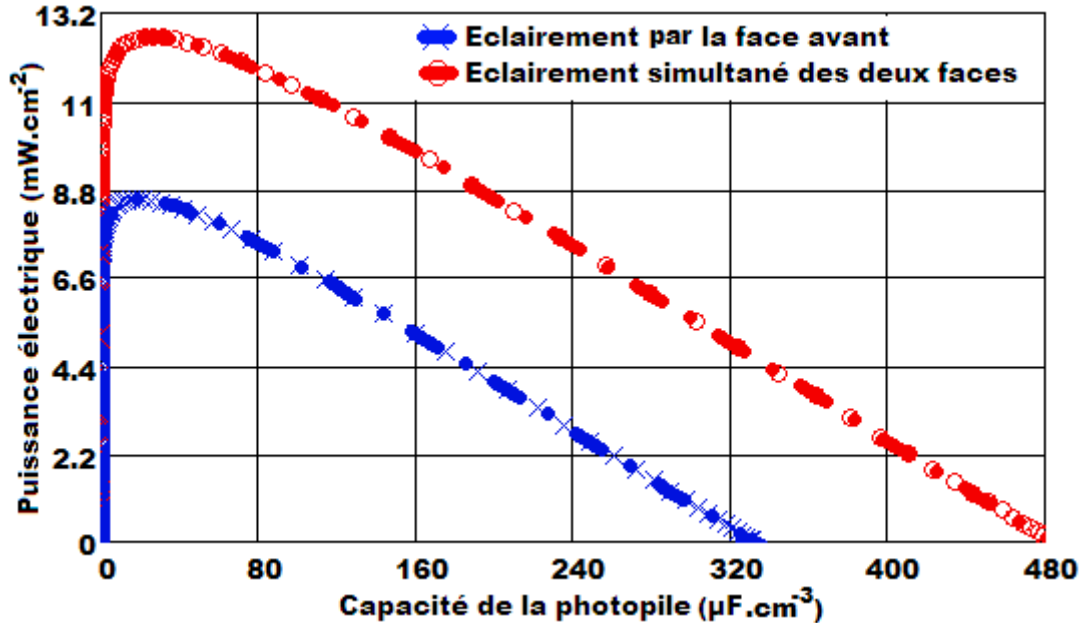


Figure 69: Puissance électrique en fonction du module de la capacité : $H=0,03\text{cm}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\phi_p=0\text{MeV}$, $T=310\text{K}$.

La caractéristique puissance-capacité (P-C) montre que la puissance croît dans un premier temps, atteint un maximum puis décroît. La puissance maximale P_{max} correspond à une capacité que nous

appelons capacité idéale C_{id} de la cellule. Elle correspond à la valeur de la capacité qui fournit la puissance optimale.

IV.2.3 Effet de la température sur les caractéristiques :

Les figures 70, 71 et 72 représentent respectivement les caractéristiques Courant - Tension (J-V), Puissance - Tension (P-V) et Puissance – Capacité (P-C) pour les deux modes d'éclairement choisis pour différentes températures.

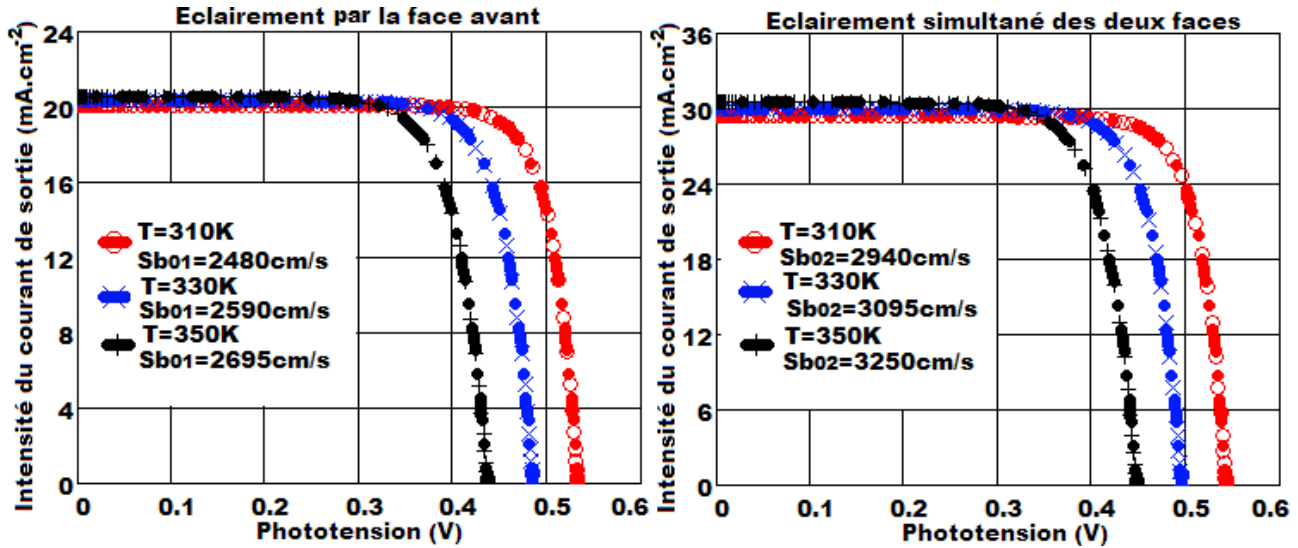


Figure 70: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique courant – tension (J-V), nous notons une faible augmentation du photocourant en fonction de la température, notamment à cause de la diminution de la largeur de la bande interdite et une diminution nette de la tension de circuit ouvert causée par l'augmentation du courant d'obscurité.

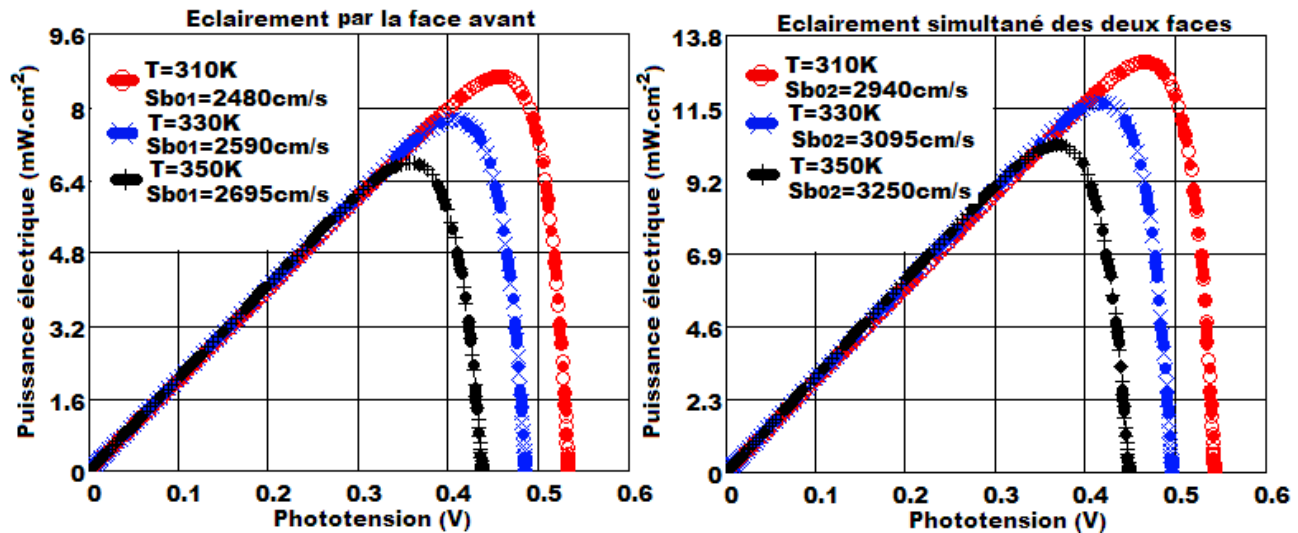


Figure 71: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – tension (P-V), la puissance diminue en fonction de la température car la diminution de la tension est plus important que l'augmentation du courant.

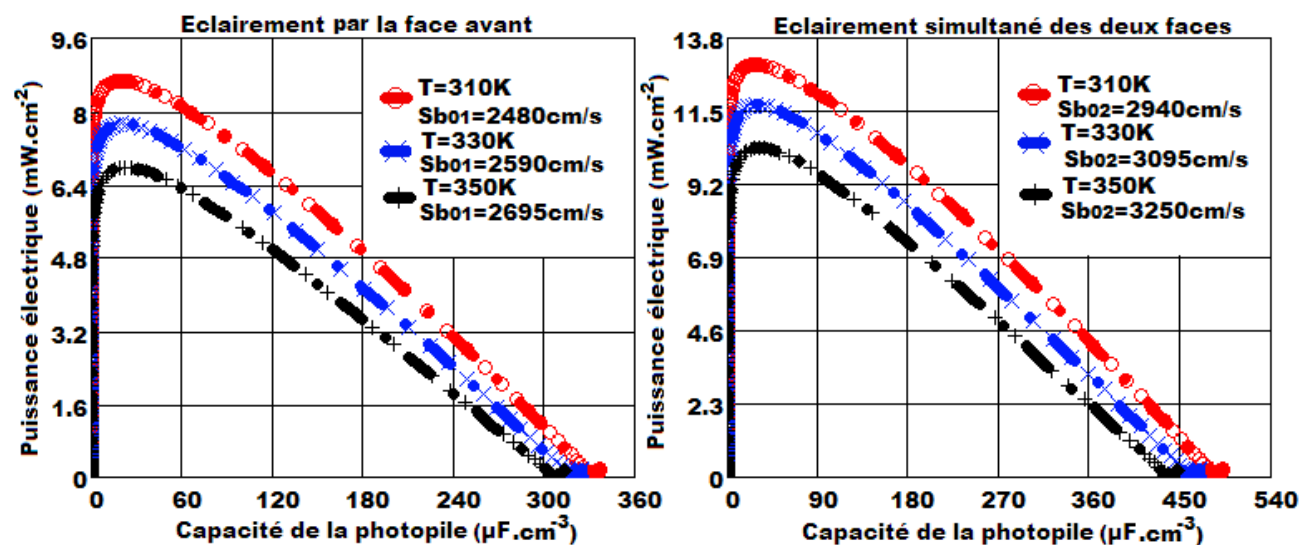


Figure 72: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes valeurs de la température. $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – capacité (P-C), l’effet de la température est plus ressentie sur la capacité de circuit ouvert avec la diminution de celle-ci pour les grandes températures.

Enfin pour résumer, nous dressons un tableau donnant l’évolution avec la température de la tension en circuit ouvert (V_{co}), du photocourant de court-circuit (J_{cc}), de la puissance maximale (P_m), de la capacité idéale (C_{ide}), le facteur de forme (FF) et du rendement de conversion photovoltaïque (η) pour les deux modes d’éclairement considérés.

Tableau 5: Evolution avec la température de (J_{cc}), (V_{co}), (P_m), (C_{ide}), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Mode d’éclairement	Eclairement face avant			Eclairement simultané des deux faces		
Temprature T (K)	310	330	350	310	330	350
$I_{cc} \text{ (mA.cm}^{-2}\text{)}$	20,088	20,316	20,526	29,390	29,883	30,339
$V_{co} \text{ (V)}$	0,533	0,485	0,437	0,543	0,496	0,448
$P_{max} \text{ (mW.cm}^{-2}\text{)}$	8,650	7,712	6,747	12,937	11,632	10,273
$C_{ide} \text{ (}\mu\text{F.cm}^{-2}\text{)}$	17,832	20,985	24,756	26,058	30,256	27,753
FF (%)	80,79	78,27	75,22	81,06	78,48	75,58
$\eta \text{ (%)}$	8,650	7,712	6,747	12,937	11,632	10,273

Sur ce tableau nous notons la diminution de la tension de circuit ouvert (2.4mV/K quelque soit la face éclairée) et l’augmentation du courant de court-circuit avec une variation de 11μA/K pour l’éclairement de la face avant et environ le double pour l’éclairement simultané des deux faces (soit 24μA.cm⁻²/K). Ainsi la puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.05mW/K ; de même que le facteur forme (environ 0,14%/K) et le rendement de conversion de la cellule (environ 0,05%/K). Enfin la capacité idéale augmente avec l’augmentation de la température, en effet, les bonnes performances de la cellule solaire sont obtenues avec les faibles capacités.

IV.2.4 Effet de l'énergie d'irradiation sur les caractéristiques :

Les figures 73, 74 et 75 représentent respectivement les caractéristiques Courant - Tension (J-V), Puissance - Tension (P-V) et Puissance – Capacité (P-C) pour les deux modes d'éclairement considérés pour différentes énergies d'irradiation.

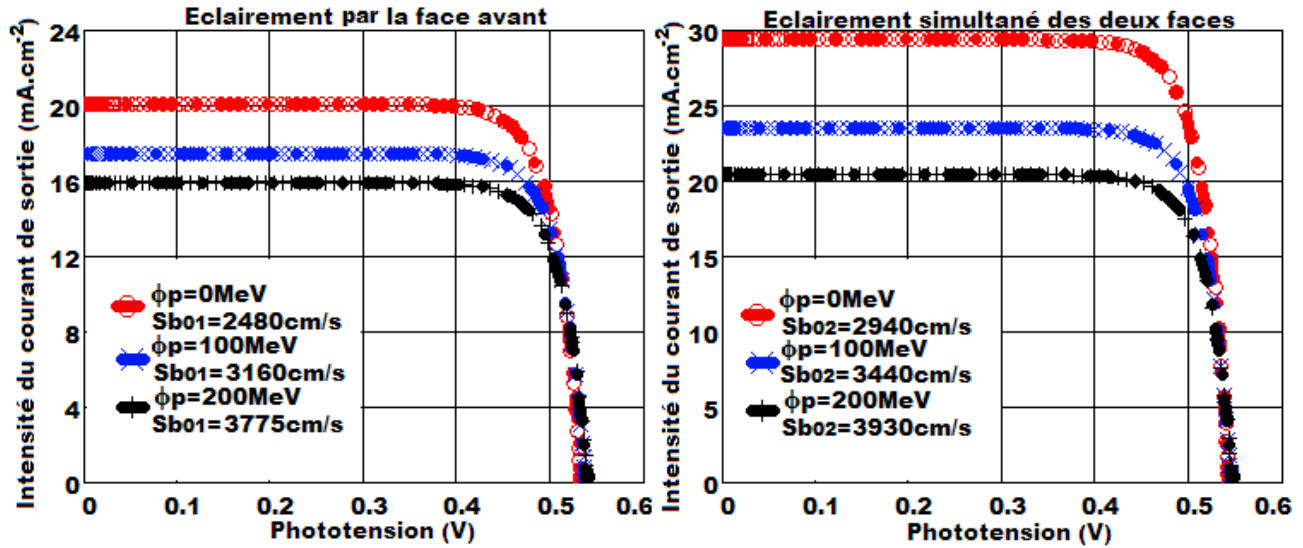


Figure 73: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation :

$$H=0,03\text{cm}, \omega=10^5\text{rad/s}, \lambda=0,98\mu\text{m}, T=310\text{K}.$$

Sur la caractéristique courant – tension (J-V), nous notons une faible augmentation de la tension de circuit ouvert en fonction de l'énergie d'irradiation et une diminution nette du photocourant de court-circuit notamment à cause du blocage des porteurs au niveau de la jonction.

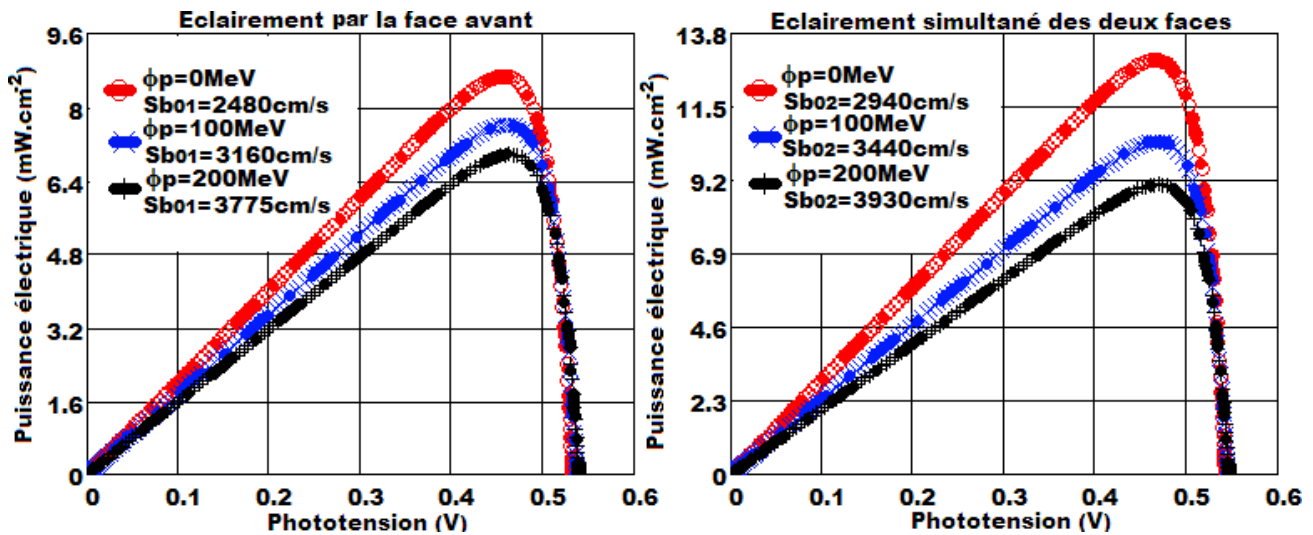


Figure 74: Caractéristique Puissance- Tension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation :

$$H=0,03\text{cm}, \omega=10^5\text{rad/s}, \lambda=0,98\mu\text{m}, T=310\text{K}.$$

Sur la caractéristique puissance – tension (P-V), la puissance diminue en fonction de l'énergie d'irradiation car la diminution du courant est plus important que l'augmentation de la tension.

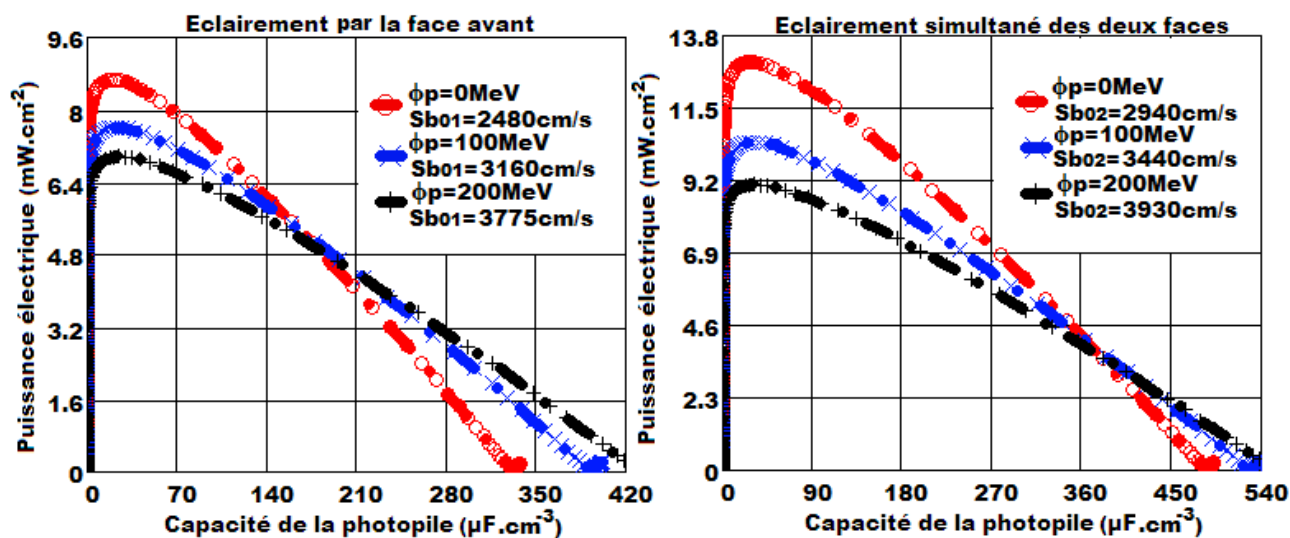


Figure 75: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $\lambda=0,98\mu m$, $T=310K$.

Sur la caractéristique puissance – capacité (P-C), l’effet de l’énergie d’irradiation est plus ressentie sur la capacité de circuit ouvert avec l’augmentation de celle-ci pour les grandes valeurs de l’énergie d’irradiation. En plus nous notons une inversion de la capacité sur les deux profils. Cette inversion est due à un stockage de charges plus important avec les fortes énergies d’irradiation en circuit ouvert. Le tableau 6 montre l’évolution avec l’énergie d’irradiation de la tension en circuit ouvert (V_{co}), du photocourant de court-circuit (J_{cc}), de la puissance maximale (P_m), de la capacité idéale (C_{ide}), le facteur de forme (FF) et du rendement de conversion photovoltaïque (η) pour les deux modes d’éclairement étudiés.

Tableau 6: Evolution avec l'énergie d'irradiation de (J_{cc}), (V_{co}), (P_m), (C_{ide}), (FF) et (η) : $H=0,03cm$, $\omega=10^5rad/s$, $\lambda=0,98\mu m$, $T=310K$.

Mode d'éclairement	Eclairement face avant			Eclairement simultané des deux faces		
Energie d'irradiation (MeV)	0	100	200	0	100	200
I_{cc} (mA.cm ⁻²)	20,088	17,548	15,926	29,390	23,951	20,680
V_{co} (V)	0,533	0,538	0,540	0,543	0,546	0,547
P_{max} (mW.cm ⁻²)	8,650	7,628	6,958	12,937	10,601	9,172
C_{ide} (µF.cm ⁻²)	17,832	20,180	23,595	26,058	27,527	30,627
FF (%)	80,79	80,80	80,91	81,06	81,06	81,08
η (%)	8,650	7,628	6,958	12,937	10,601	9,172

Sur ce tableau nous notons l’augmentation de la tension de circuit ouvert avec l’énergie d’irradiation et une diminution importante du courant de court-circuit. La puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.01mW/MeV ; le facteur forme augmente faiblement en fonction de l’énergie d’irradiation alors que le rendement de conversion de la cellule diminue(environ 0,02%/MeV pour l’éclairement par la face avant et 0,04%/MeV pour le double éclairement). La capacité idéale augmente avec l’énergie d’irradiation, en effet, les bonnes performances de la cellule solaire sont obtenues avec les faibles capacités.

IV.2.5 Effet de la longueur d'onde sur les caractéristiques :

Les figures 76, 77 et 78 représentent respectivement les caractéristiques Courant - Tension (J-V), Puissance - Tension (P-V) et Puissance – Capacité (P-C) pour les deux modes d'éclairement étudiés pour différentes longueurs d'onde.

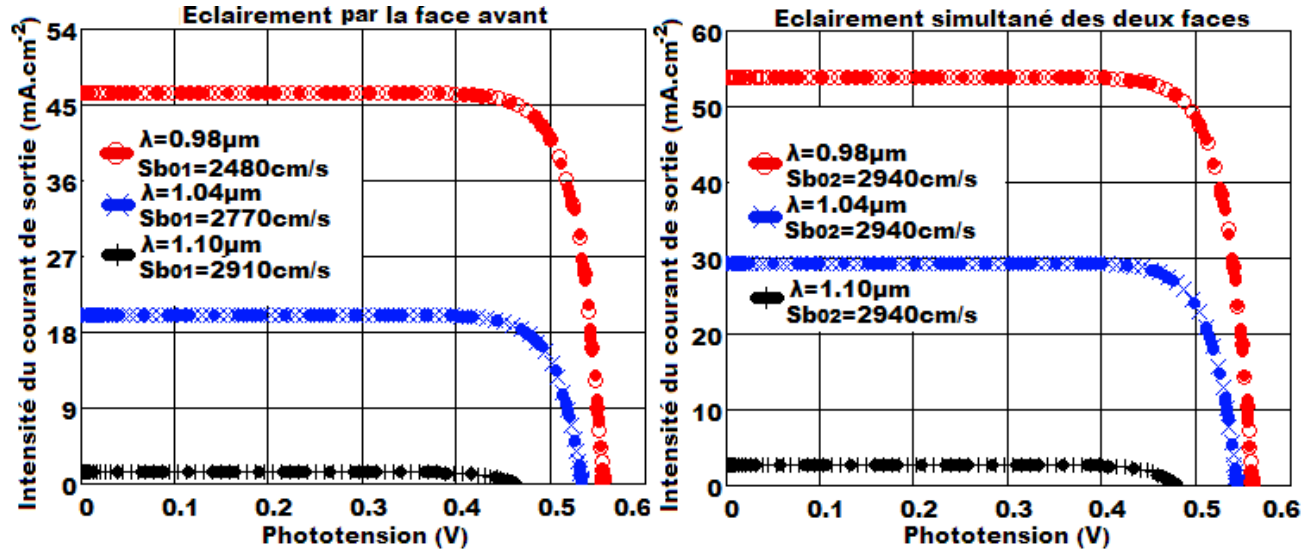


Figure 76: Caractéristique Courant - Tension pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique courant – tension (J-V), nous notons une augmentation du photocourant et de la tension de circuit ouvert notamment à cause d'une génération de porteurs de charges plus important avec les faibles longueurs d'onde.

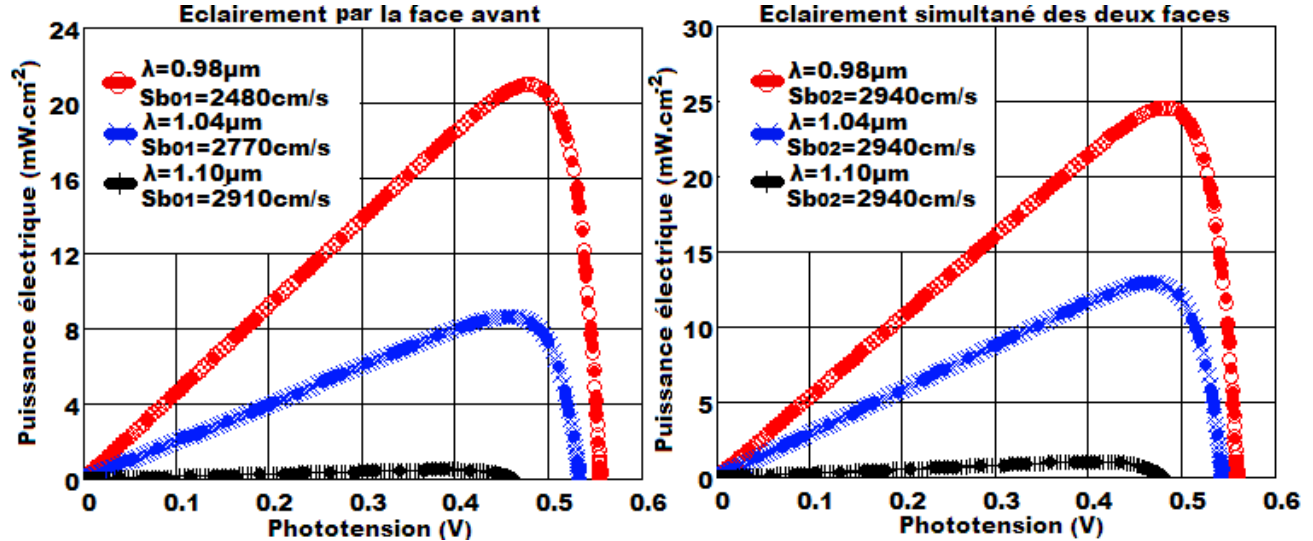


Figure 77: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes longueurs d'onde : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – tension (P-V), la puissance diminue en fonction des grandes valeurs de longueurs d'onde car il y'a à la fois la diminution de la tension et du courant.

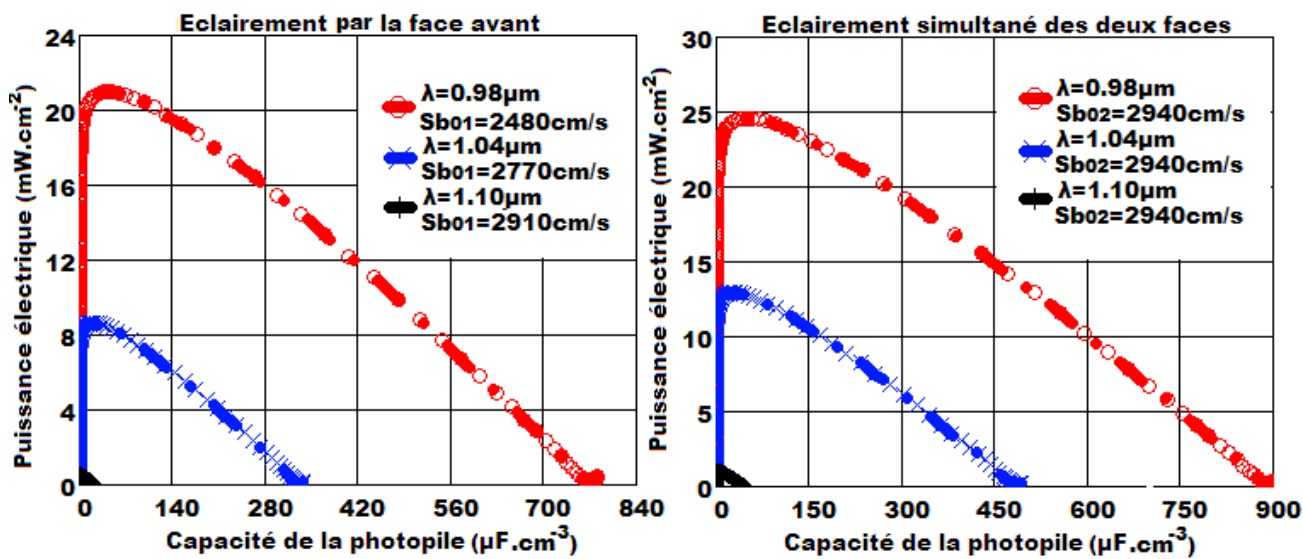


Figure 78: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes longueurs d’onde. $H=0.03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – capacité (P-C), l’effet des longueurs d’onde est plus ressentie sur la capacité de circuit ouvert avec la diminution de celle-ci pour les grandes valeurs de longueurs d’onde. Le tableau 7 montre l’évolution avec la longueur d’onde de la tension en circuit ouvert (V_{co}), du photocourant de court-circuit (I_{cc}), de la puissance maximale (P_m), de la capacité idéale (C_{ide}), le facteur de forme (FF) et du rendement de conversion photovoltaïque (η) pour les deux modes d’éclairement considérés.

Tableau 7: Evolution avec la longueur d’onde de (I_{cc}), (V_{co}), (P_m), (C_{ide}), (FF) et (η) : $H=0,03\text{cm}$, $\omega=10^5\text{rad/s}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Mode d’éclairement	Eclairement face avant			Eclairement simultané des deux faces		
Longueur d’onde λ (µm)	0,78	0,98	1,10	0,78	0,98	1,10
I_{cc} (mA.cm ⁻²)	46,432	20,088	1,396	53,894	29,390	2,749
V_{co} (V)	0,555	0,533	0,462	0,559	0,543	0,480
P_{max} (mW.cm ⁻²)	20,983	8,650	0,508	24,551	12,937	1,046
C_{ide} (µF.cm ⁻²)	41,274	17,832	1,576	47,835	26,058	3,102
FF (%)	81,42	80,79	78,76	81,49	81,06	79,27
η (%)	20,983	8,650	0,508	24,551	12,937	1,046

Sur ce tableau nous notons la diminution de la tension de circuit ouvert et du courant de court-circuit lorsque nous passons de 0,78 à 0,98µm. Ainsi la puissance maximale délivrée par la photopile diminue; de même que le facteur forme et le rendement de conversion de la cellule. La capacité idéale diminue avec l’augmentation de la longueur d’onde.

IV.2.6 Effet de la pulsation sur les caractéristiques :

Les figures 79, 80 et 81 représentent respectivement les caractéristiques Courant - Tension (I-V), Puissance - Tension (P-V) et Puissance – Capacité (P-C) pour les deux modes d’éclairement étudiés et pour différentes valeurs de la pulsation de la radiation monochromatique.

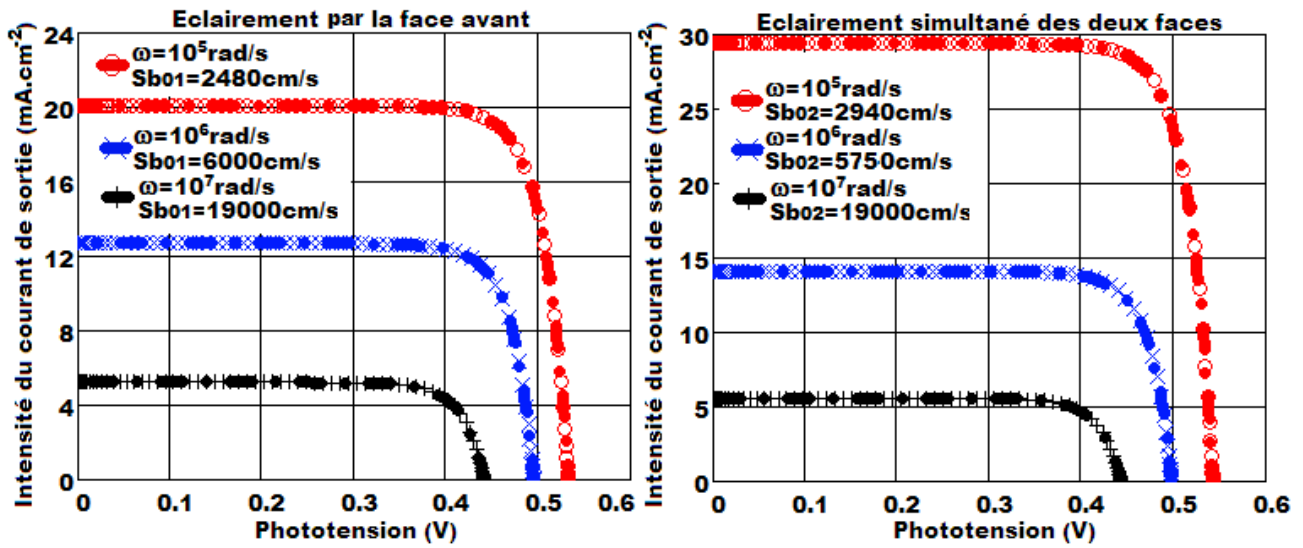


Figure 79: Caractéristique Courant - Tension pour différentes valeurs de la pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique courant – tension (J-V), nous notons une diminution du photocourant et de la tension notamment à cause du blocage des porteurs de charges par les grandes pulsations.

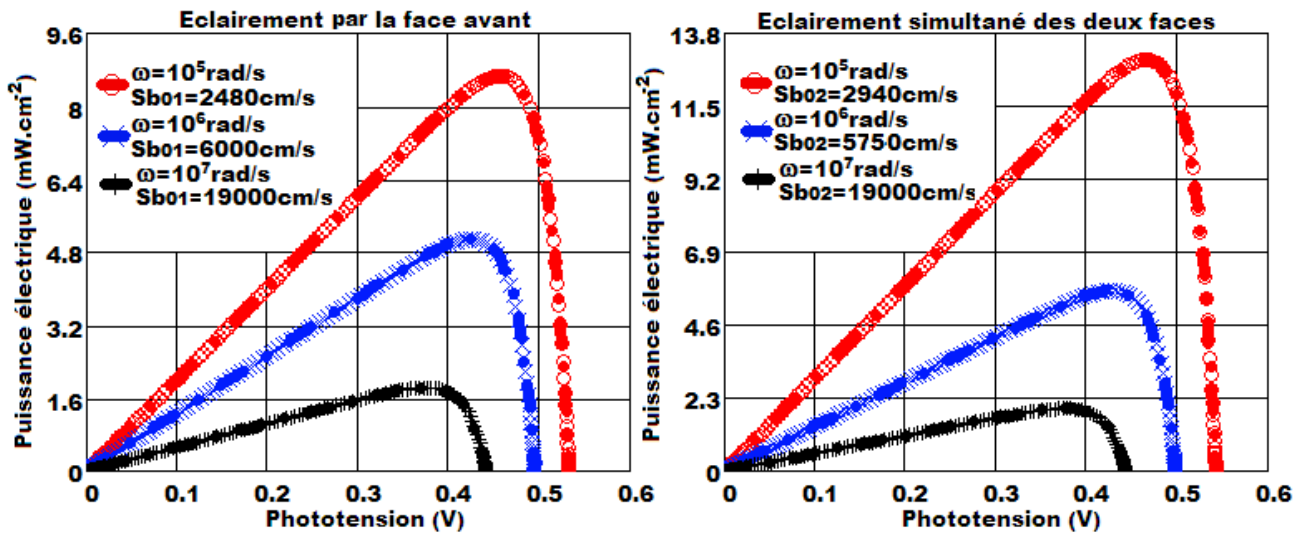


Figure 80: Caractéristique Puissance - Tension pour différentes pulsation : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – tension (P-V), la puissance diminue en fonction des grandes valeurs de la pulsation car il y'a à la fois la diminution de la tension et du courant.

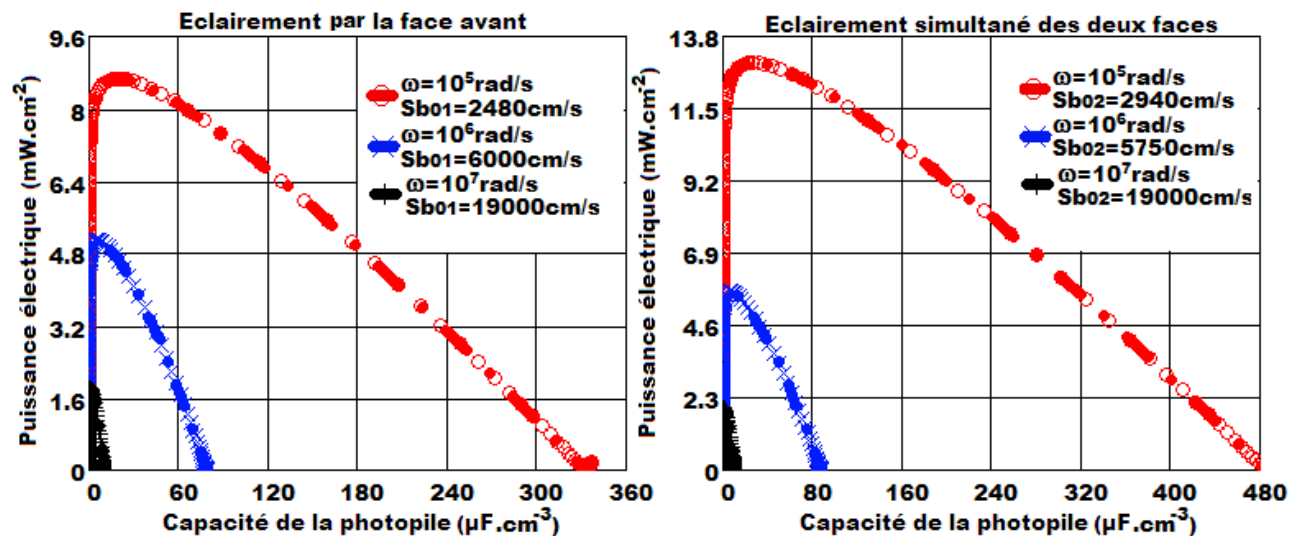


Figure 81: Caractéristique Puissance - Capacité pour différentes pulsations : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\lambda=0,98\mu\text{m}$, $\phi_p=0\text{MeV}$.

Sur la caractéristique puissance – capacité (P-C), l’effet de la pulsation est plus ressentie sur la capacité de circuit ouvert avec la diminution de celle-ci pour les grandes valeurs de la pulsation.

Le tableau 8 montre l’évolution avec la pulsation de la tension en circuit ouvert (V_{co}), du photocourant de court-circuit (I_{cc}), de la puissance maximale (P_m), de la capacité idéale (C_{ide}), le facteur de forme (FF) et du rendement de conversion photovoltaïque (η) lorsque la photopile est éclairée par sa face avant ou simultanément par ses deux faces.

Tableau 8: Evolution avec la pulsation de (J_{cc}), (V_{co}), (P_m), (C_{ide}), (FF) et (η) : $H=0,03cm$, $\lambda=0,98\mu m$, $T=310K$, $\phi p=0MeV$.

Mode d’éclairement	Eclairement face avant			Eclairement simultané des deux faces		
Pulsation ω (rad/s)	10^5	10^6	10^7	10^5	10^6	10^7
I_{cc} (mA.cm ⁻²)	20.088	12.693	5,23	29,390	14,099	5,60
V_{co} (V)	0,533	0,495	0,441	0,543	0,498	0,443
P_{max} (mW.cm ⁻²)	8,650	5,075	1,833	12,937	5,676	1,971
C_{ide} (μF.cm ⁻²)	17,832	5,241	0,989	26,058	5,818	1,059
FF (%)	80,79	80,77	79,04	81,06	80,84	79,45
η (%)	8,650	5,241	0,989	12,937	5,676	1,971

Nous notons la diminution de la tension de circuit ouvert et du courant de court-circuit. Ainsi la puissance maximale délivrée par la photopile est réduite de 3,4mW ; de même que le facteur forme et le rendement de conversion de la cellule. La capacité idéale diminue également avec l’augmentation de la pulsation, car, le blocage des porteurs aux hautes fréquences réduit considérablement le stockage des porteurs à la jonction.

IV.3 Impédance dynamique de la photopile

L’impédance dynamique de la cellule solaire est donné par la relation IV-9

$$Z_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}$$

IV-9

L’étude de l’impédance dynamique nous permet de déterminer les paramètres électriques de la cellule solaire, en utilisant la représentation de Nyquist et les diagrammes de Bode de l’impédance dynamique.

IV.3.1 Diagramme de BODE de l’impédance dynamique

Sur les figures 82 et 83, nous représentons respectivement le module de l’impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation pour les deux modes d’éclairement choisis en situation de circuit ouvert et de court-circuit.

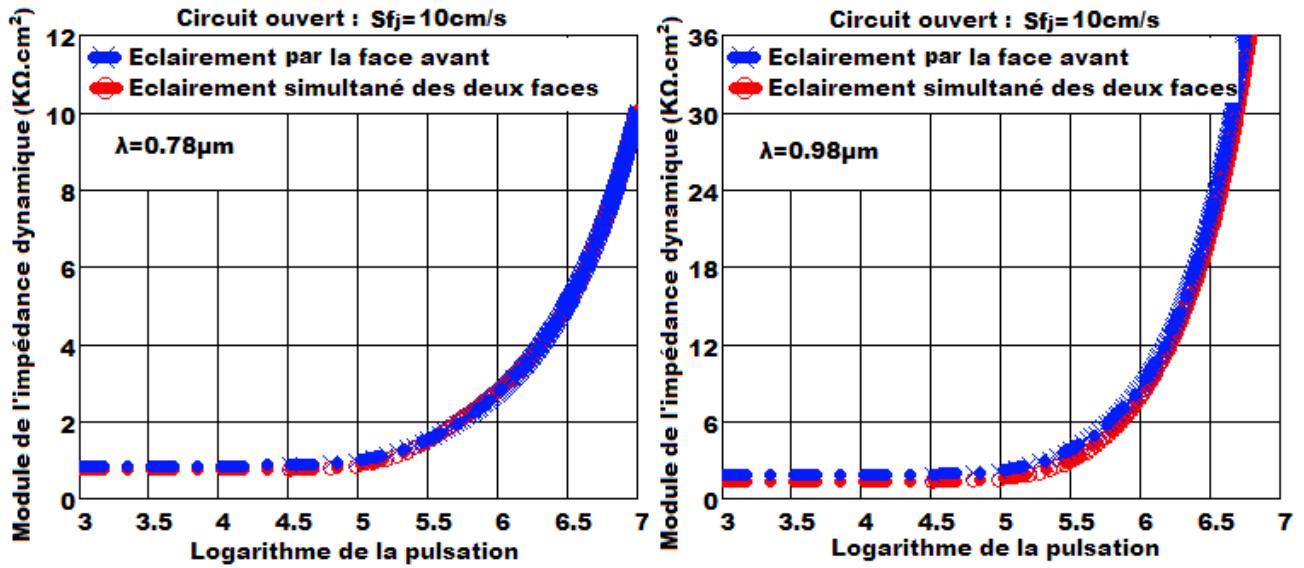


Figure 82: Impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en circuit ouvert : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

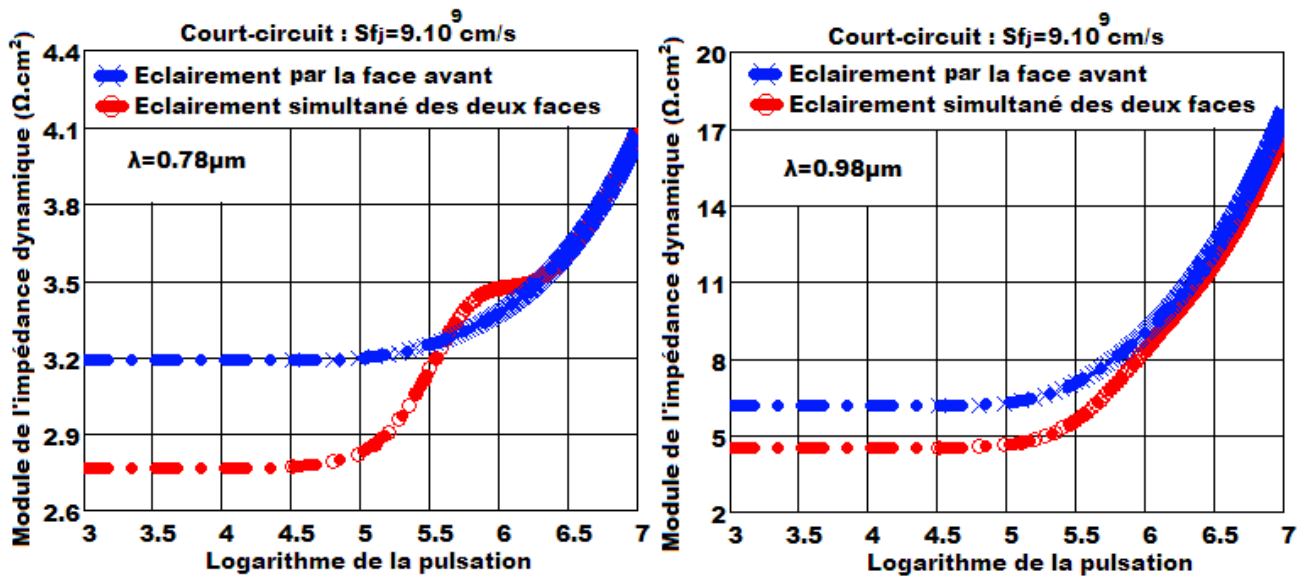


Figure 83: Impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en court-circuit : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

Pour une courbe donnée, le module de l'impédance dynamique augmente en même temps que le logarithme de la pulsation. Ce module est constant et minimal pour les faibles pulsations correspondant à l'intervalle $[10^3, 10^{4.5} \text{ rad/s}]$: c'est le régime quasi-statique. Au delà de cet intervalle, le module de l'impédance dynamique augmente exponentiellement : c'est le régime dynamique.

Nous pouvons aussi noter que le module de l'impédance est plus grande en situation de circuit ouvert mais aussi pour un éclairement par la face avant, ainsi la résistivité du matériau est grande et la conductivité faible.

Sur les figures 84 et 85, nous représentons respectivement l'argument de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation pour les deux modes d'éclairement choisis en situation de circuit ouvert et de court-circuit.

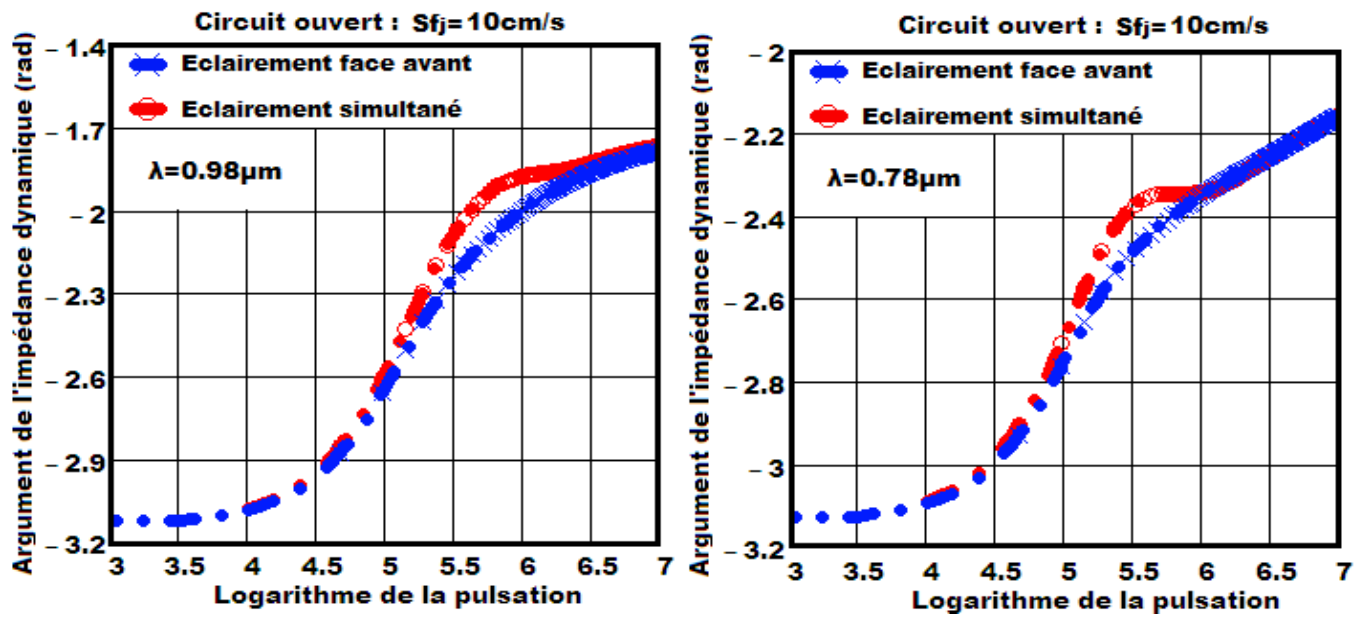


Figure 84: : Argument de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en circuit ouvert : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

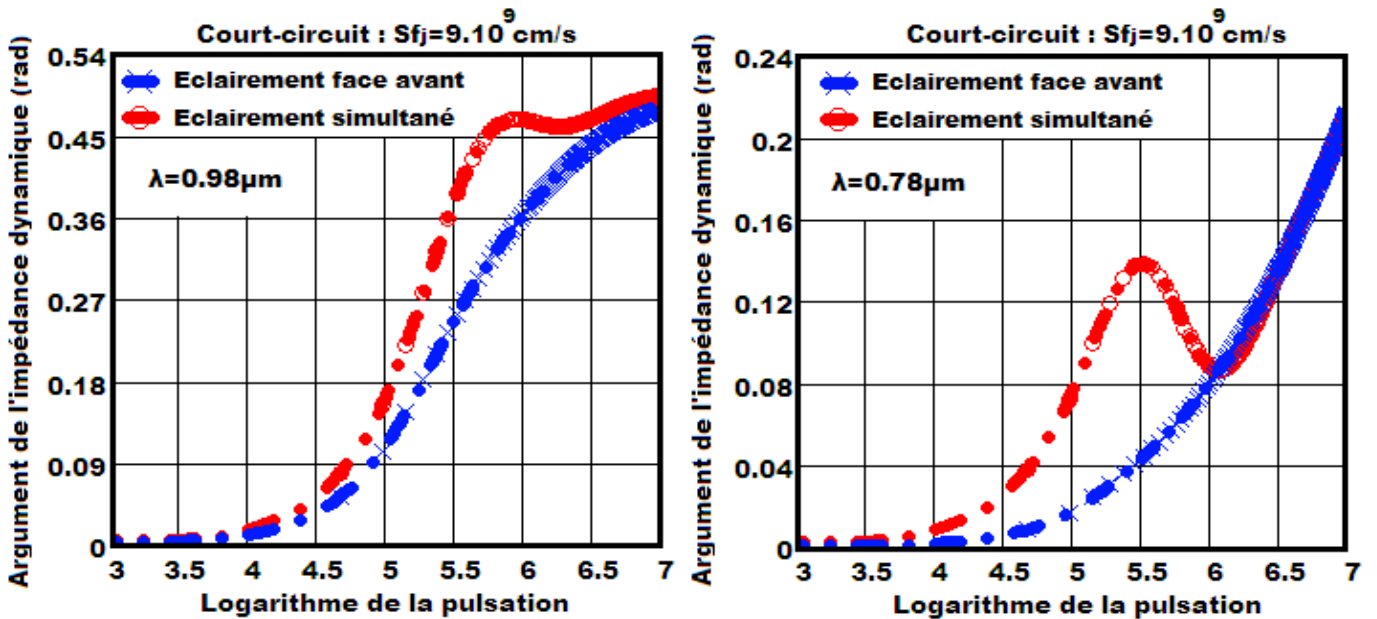


Figure 85: Argument de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la pulsation en court-circuit : $H=0,03\text{cm}$, $T=310\text{K}$, $\phi p=0\text{MeV}$.

En circuit ouvert, nous notons une augmentation de l'argument de l'impédance dynamique de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation mais avec des valeurs négatives. En effet, en circuit ouvert il y a stockage des charges à la jonction d'où la prédominance des effets capacitifs sur les effets inductifs.

En court-circuit, nous notons aussi une augmentation de l'argument de l'impédance dynamique de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation mais avec des valeurs positives. Contrairement au circuit ouvert, le court-circuit se distingue par la traversée d'un nombre important de porteurs de charge à l'intérieur de la base. Par conséquent les effets capacitifs diminuent et laissent place aux effets inductifs.

IV.3.2 Diagramme de NYQUIST de l'impédance dynamique

Sur les figures 86 et 87, nous représentons respectivement la partie imaginaire de l'impédance dynamique en fonction de la partie réelle pour les deux modes d'éclairement choisis en situation de circuit ouvert ou en court-circuit.

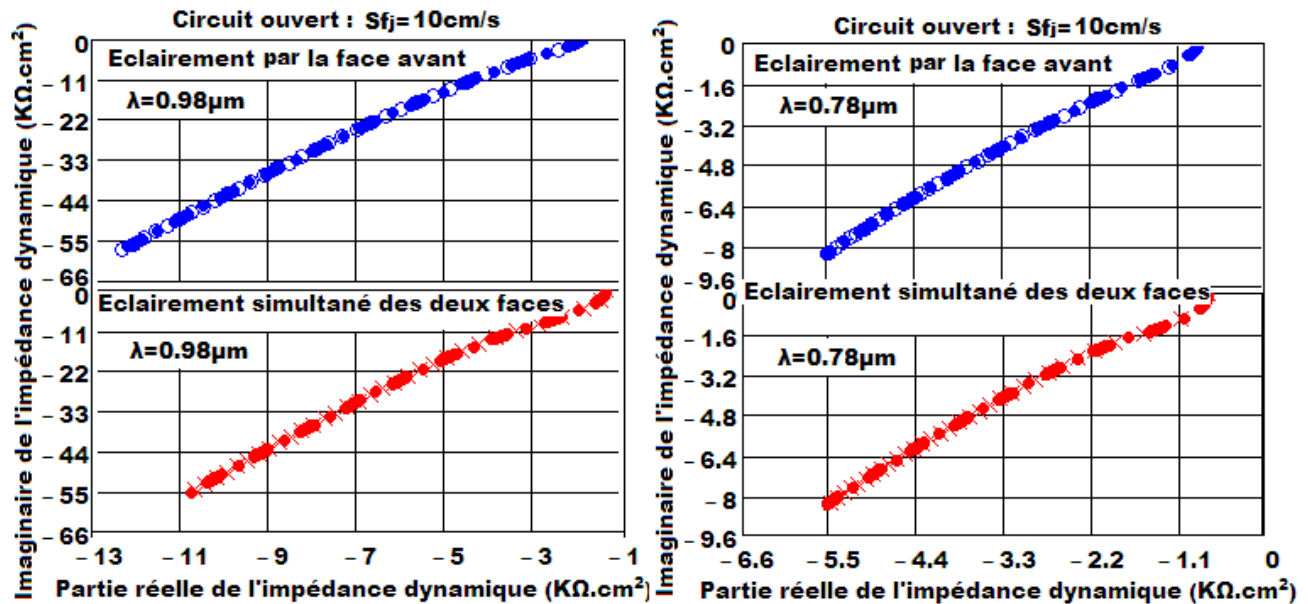


Figure 86: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle en situation de circuit ouvert :

$$H=0,03\text{cm}, T=310\text{K}, \phi p=0\text{MeV}.$$

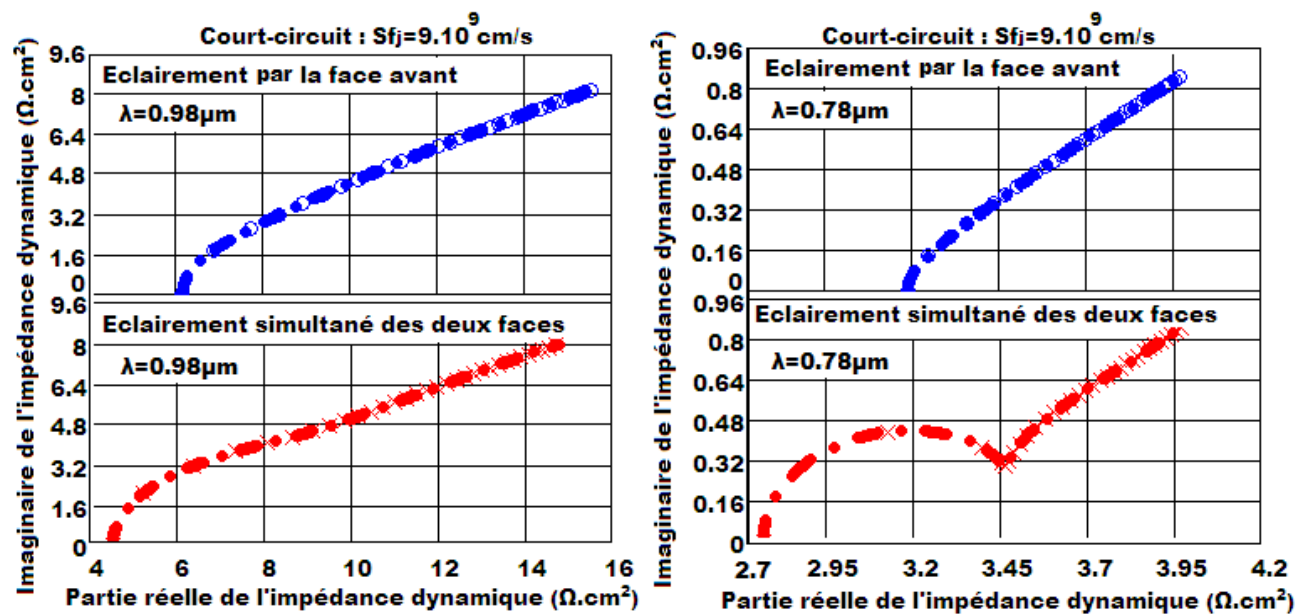


Figure 87: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle en situation de court-circuit :

$$H=0,03\text{cm}, T=310\text{K}, \phi p=0\text{MeV}.$$

En circuit ouvert, nous notons des valeurs négatives de la partie imaginaire ce qui confirme que les effets capacitifs dominent les effets inductifs. Par contre, en court-circuit la partie imaginaire de l'impédance est positive ainsi les effets inductifs dominent les effets capacitifs.

Pour l'éclairement simultané, nous avons des courbures pour les deux points de fonctionnement contrairement pour l'éclairement par la face avant.

Ces courbes vont nous permettre de proposer des modèles de circuits électriques équivalents de l'impédance dynamique dans les deux situations de fonctionnement de la photopile et suivant les deux modes d'éclairement considérés.

IV.3.3 Modèles de schémas électriques équivalents de l'impédance dynamique

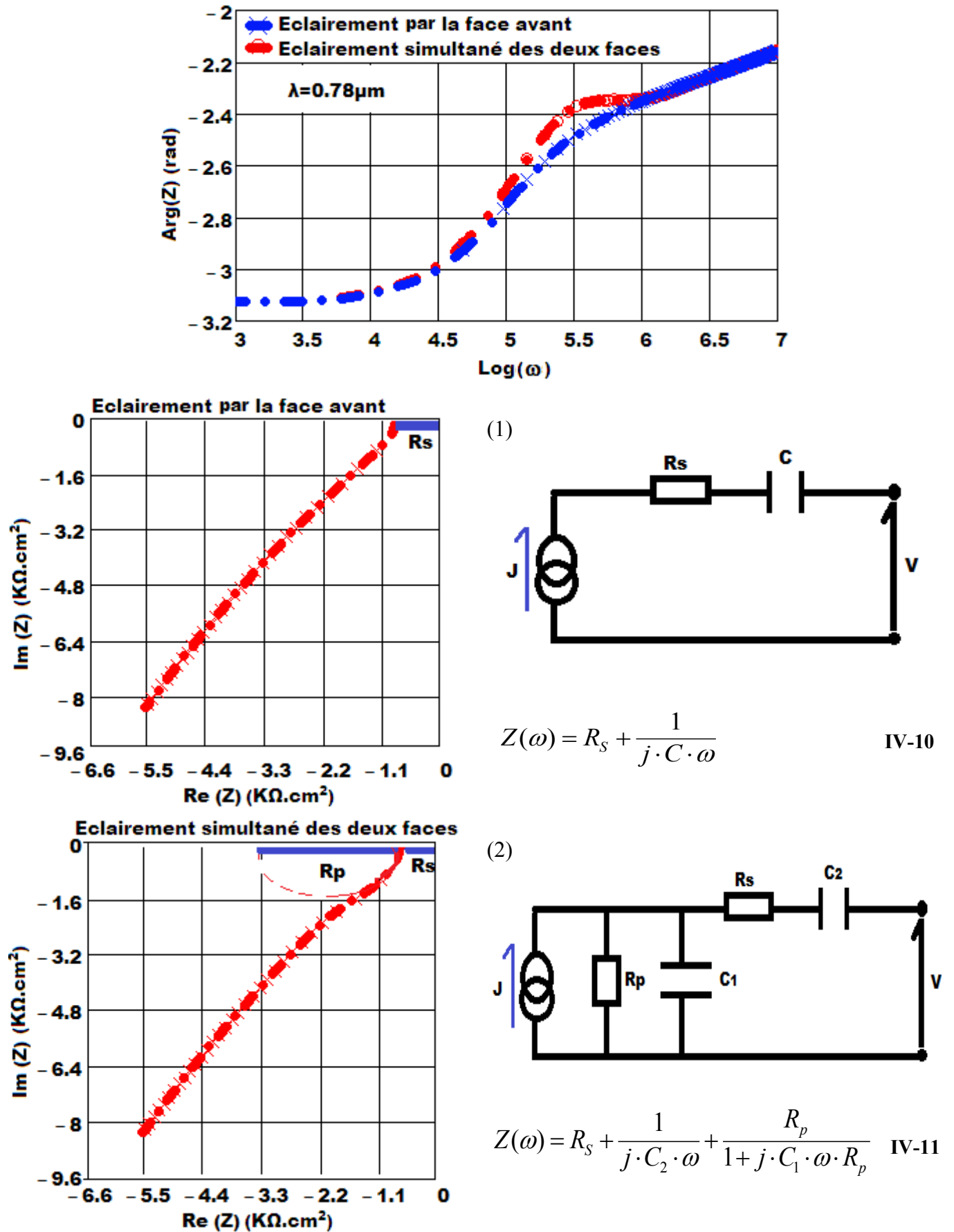


Figure 88: Schémas électriques équivalents de l'impédance en circuit ouvert.

Les schémas 1) et 2) représentent les circuits électriques de l'impédance dynamique en circuit ouvert. Ils sont caractérisés par l'effet capacitif de l'impédance en circuit ouvert observé aux figures 84 et 86.

R_s est la résistance série, R_p est la résistance parallèle et C , C_1 et C_2 sont les capacités montrant l'effet capacitif.

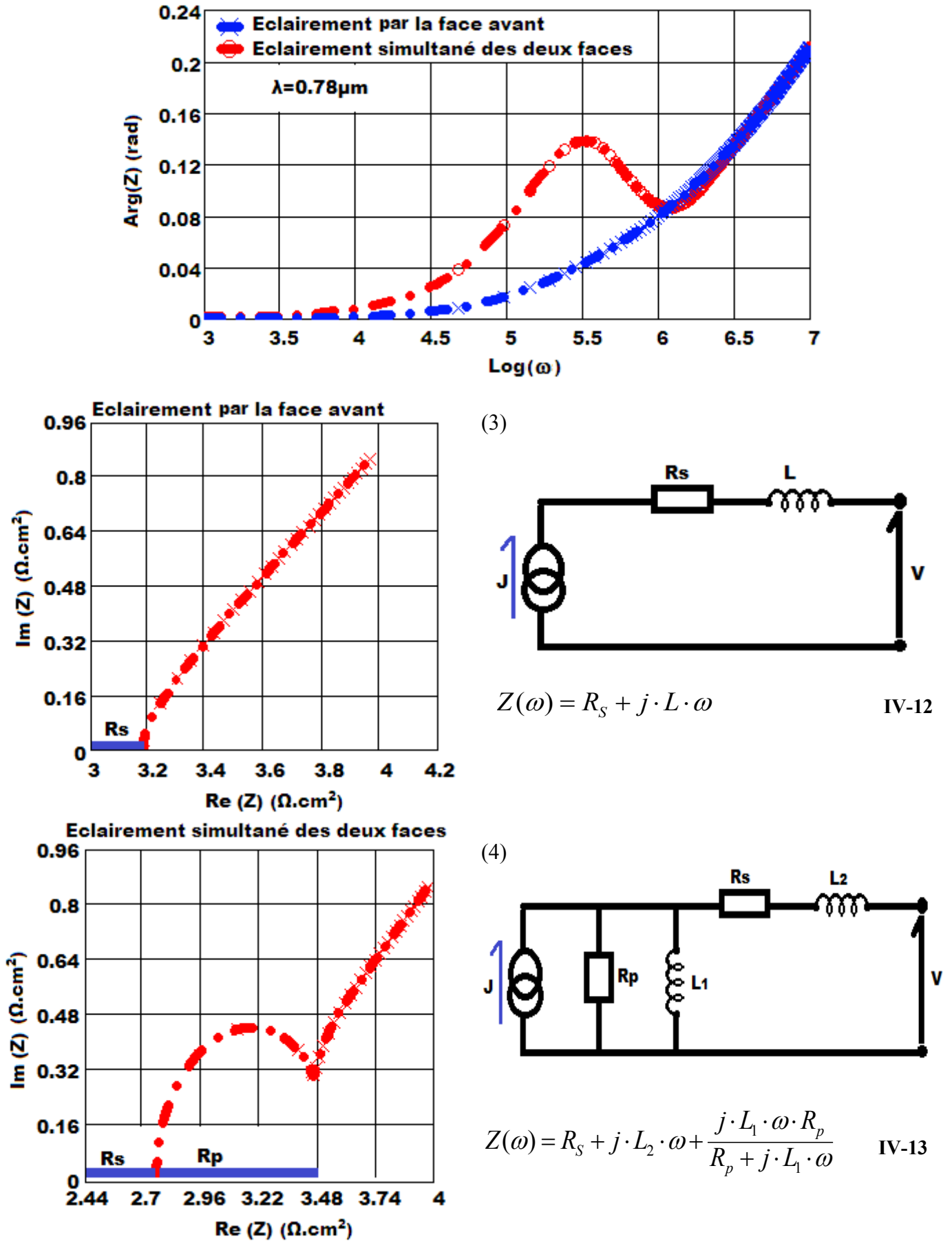


Figure 89: Schémas électriques équivalents de l'impédance en court-circuit.

Les schémas 3) et 4) représentent les circuits électriques de l'impédance dynamique en court-circuit. Ils sont caractérisés par l'effet inductif de l'impédance en court-circuit observé aux figures 85 et 87.

R_s est la résistance série, R_p est la résistance parallèle et L , L_1 et L_2 sont les inductances montrant l'effet inductif.

Conclusion

L'étude du courant de diode et de la caractéristique courant-tension, a permis d'établir puis étudier respectivement les expressions des résistances série et shunt, la puissance électrique, la facteur de forme et le rendement de conversion de la photopile en fonction de la température, de l'énergie d'irradiation, de la pulsation et de la longueur d'onde. Nous avons noté :

- la tension de circuit ouvert diminue en fonction de la température (2.4mV/K quelque soit la face éclairée) alors que le courant de court-circuit augmente de $11\mu\text{A/K}$ pour l'éclairement de la face avant et environ le double pour l'éclairement simultané des deux faces (soit $24\mu\text{A.cm}^{-2}/\text{K}$). Ainsi la puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.05mW/K ; de même que le facteur forme (environ $0,14\%/K$) et le rendement de conversion de la cellule (environ $0,05\%/K$).
- la tension de circuit ouvert augmente en fonction de l'énergie d'irradiation alors que le courant de court-circuit diminue. Globalement la puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.01mW/MeV ; le facteur forme augmente faiblement en fonction de l'énergie d'irradiation alors que le rendement de conversion de la cellule diminue (environ $0,02\%/MeV$ pour l'éclairement par la face avant et $0,04\%/MeV$ pour le double éclairement).
- Mais aussi que l'éclairement simultané des deux faces avant et arrière de la photopile bifaciale offre un réel avantage du point de vue du rendement puisque le photocourant et la phototensin sont plus importants.

Enfin des modèles de circuits électriques équivalents caractérisant le point de fonctionnement de la photopile, ont été proposés selon le mode d'éclairement considéré.

En somme, cette étude des paramètres électriques a montré des résultats importants pouvant permettre d'améliorer les performances de la cellule solaire.

CONCLUSION GENERALE

L'intérêt scientifique ainsi que les besoins mondiaux en électricité ont conduit à une recherche accrue dans le domaine du photovoltaïque qui s'est considérablement développé durant ces trois dernières décennies. La recherche que nous avons menée a pour objectif d'étudier l'influence de quelques paramètres extérieurs sur une photopile bifaciale au silicium de type n^+pp^+ sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence mais aussi de faire une étude comparative des deux modes d'éclairage choisis (éclairage face avant ou simultané).

En effet la température, l'énergie d'irradiation, les fréquences de modulation et les gammes de longueur d'onde sont des paramètres très importants dans le comportement des cellules solaires ; car les performances électriques d'une cellule solaire sont très sensibles à celles-ci.

Au cours de notre étude bibliographique, une brève histoire de la photopile bifaciale a été réalisée en présentant les premières structures de cellules solaires bifaciales proposées. D'autre part il a été montré que la conversion photovoltaïque est limitée par différents processus de recombinaison caractérisés principalement par les paramètres phénoménologiques (la vitesse de recombinaison intrinsèque Sf_0 , la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb) et par les paramètres électriques (impédance équivalente Z , la capacité de la zone de charge d'espace C), elles-mêmes dépendant des paramètres extérieurs (température, énergie d'irradiation, longueur d'onde, pulsation).

Une étude théorique de la photopile a fait l'objet du chapitre 2. Nous avons d'abord présenté notre modèle de photopile bifaciale au silicium puis établi l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charges qui régit les phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion au sein de la base. Partant de la résolution de cette équation, des études sur le coefficient de diffusion, la densité des charges minoritaires, la phototension, la densité de photocourant et sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière ont été faites pour les deux modes d'éclairage étudiés (éclairage par la face avant et éclairage simultané des deux faces).

Ces études sur l'impact de quelques paramètres extérieurs sur la photopile ont montré que les performances de la cellule solaire diminuent pour les grandes température, l'énergie d'irradiation, la pulsation et la longueur d'onde. Mais aussi la comparaison des deux modes d'éclairage a révélé des résultats plus concluants pour le double éclairage.

Dans le chapitre 3, une méthode de détermination de la capacité de la photopile par la méthode de l'extension de la zone de charge d'espace a été effectuée. Les courbes des densités relatives en fonction de l'épaisseur x dans la base ont permis d'établir l'existence de l'extension X_0 de la zone de charge d'espace pour un point de fonctionnement donné de la photopile mais également la détermination du rendement de la capacité. Ce dernier est plus important dans le cas du double éclairage et des faibles valeurs des paramètres extérieurs.

L'étude du courant de diode et de la caractéristique courant-tension, a permis d'établir puis d'étudier respectivement les expressions des résistances série et shunt, la puissance électrique, le facteur de forme et le rendement de conversion de la photopile en fonction de la température, de l'énergie d'irradiation, de la pulsation et de la longueur. Nous avons noté :

- la tension de circuit ouvert diminue en fonction de la température (2.4mV/K quelque soit la face éclairée) alors que le courant de court-circuit augmente de $11\mu\text{A/K}$ pour l'éclairement de la face avant et environ le double pour l'éclairement simultané des deux faces (soit $24\mu\text{A.cm}^{-2}/\text{K}$). Ainsi la puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.05mW/K ; de même que le facteur forme (environ $0,14\%/K$) et le rendement de conversion de la cellule (environ $0,05\%/K$).
- la tension de circuit ouvert augmente en fonction de l'énergie d'irradiation alors que le courant de court-circuit diminue. Globalement la puissance maximale délivrée par la photopile diminue avec une variation de 0.01mW/MeV ; le facteur forme augmente faiblement en fonction de l'énergie d'irradiation alors que le rendement de conversion de la cellule diminue (environ $0,02\%/MeV$ pour l'éclairement par la face avant et $0,04\%/MeV$ pour le double éclairement).

Mais aussi que l'éclairement simultané des deux faces avant et arrière de la photopile bifaciale offre un réel avantage du point de vue rendement puisque le photocourant et la phototensin sont plus importants.

Enfin des modèles de circuits électriques équivalents caractérisant le mode de fonctionnement de la photopile, ont été proposés selon le mode d'éclairement choisi.

Dans cette thèse, la contribution de l'émetteur n'a pas été considérée. Cette étude pourra s'étendre à la photopile bifaciale, en éclairage multispectral ou monochromatique sous l'effet du champ magnétique, en régime dynamique transitoire (excitations optiques ou électriques) ou fréquentiel (modulation de tension ou de la fréquence) ensuite sur le rendement et le facteur de forme. Elle pourra aussi se poursuivre dans l'étude à trois dimensions en tenant compte des recombinaisons aux joints de grains et de la taille des grains. Nous pouvons aussi comparer les résultats obtenus ici avec les résultats obtenus en utilisant le logiciel Matlab/Simulink.

Références bibliographiques

1. **R. R. VARDANYAN, U. KERST, P. WAWER, H. WAGEMANN** (06-10 Juil 1998).
Method for measurement of all recombination parameters in the base region of solar cells , The 2nd World conference and exhibition on photovoltaic solar energy conversion, Vienna, Austria. Vol I, pp.191-193.
2. **Alain RICAUD** (1997).
Photopiles solaires: de la physique de la conversion photovoltaïque aux filières, matériaux et procédés. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, ISBN: 2880743265, 9782880743260. 322 pages.
3. **A. CUEVAS, R. A. SINTON, R. R. KING.** (08-12 Avr 1991)
A Technology-Based Comparison Between Two-Sided and Back-Contact Silicon Solar Cells. The 10th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Lisbon (Portugal), pp 23-26.
4. **S. BAU, T. KIELIBA, D. OSWSOLARALD, A. HURRIE** (22-26 Octo 2001).
Chemical vapour deposition of silicium on ceramic substrates for crystalline silicon thin-film solar cells. The 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich, Vol II, pp 1575-1577.
5. **BORDINA N. M., GOLOVNER T. M., ZADDE V. V., ZAITSEVA A. K., LANDSMAN A. P. STRELTSOVA V.I.** (1975).
Operation a the thin silicon photo converter under illumination on both sides, Applied Solar Energy, Vol. 11, Number. 5-6, p. 81-86.
6. **M. M. DIONE, S. MBODJI, M. L. SAMB, M. DIENG, M. THIAME, S. NDOYE, F. I. BARRO, G. SISSOKO** (21-25 Sept 2009).
Vertical Junction Under Constant Multispectral Light: Determination of Recombination Parameters. The 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg (Germany), pp 465-468.
7. **H. LY DIALLO, B. DIENG, I. LY, M. M. DIONE, M. NDIAYE, O. H. LEMRABOTT, Z. N. BAKO, A. WEREME and G. SISSOKO** (15 Août 2012).
Determinations of the Recombination and Electrical Parameters of a Vertical Multijunction Silicon Solar Cell. Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, Vol.4, No.16. pp 2626-2631.
8. **R. R. KING, A. BOCA, W. HONG, X.-Q. LIU, D. BHUSARI, D. LARRABEE, K. M. EDMONDSON, D. C. LAW, C. M. FETZER, S. MESROPIAN, and N. H. KARAM** (21-25 Sept 2009).
Band-gap-engineered architectures for high-efficiency multijunction concentrator solar cells. The 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg (Germany). Pp 55-61.
9. **N. MIYASHITA, Y. SHIMIZU, Y. OKADA** (03-07 Sept 2007).
Effect of Increasing Nitrogen Composition on the Performance of GaAs/GaInNAs Heterojunction Solar Cells. The 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan (Italy), pp 414-417.
10. **H. J. MÖLLER** (31 Mars 1993).
Semicondutors for solar cells. Artech House Publishers, ISBN-10: 0890065748, ISBN-13: 978-0890065747. 343 pages.
11. **Equer BERNARD** (15 Juin 1993).
Énergie solaire photovoltaïque - Vol. 1, Physique et technologie de la conversion photovoltaïque. Ellipses, UNESCO ISBN : 9782729893453, 240 pages.
12. **B. MAZHARI and H. MORKOÇ** (1993).
Surface recombinationin GaAs PN junction diode, Journal of Applied Physics, Vol 73, Issue 11, pp 7509-7514. <http://dx.doi.org/10.1063/1.353998>
13. **H. El GHITANI and S. MARTINUZZI.** (1989).
Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. I. Model. Journal of Applied Physics. Vol 66, Issue 4. Pp 1717-1722. <http://dx.doi.org/10.1063/1.344392>

14. **H. El GHITANI and S. MARTINUZZI.** (1989).
Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. II. Experimental Results. Journal of Applied Physics. Vol 66, Issue 4. Pp 1723-1726. <http://dx.doi.org/10.1063/1.344393>
15. **S. R. DHARIWAL and D .R. MEHROTA.** (1988).
Photocurrent and photovoltage from polycrystalline p-n junction solar cells. Solar cells Volume 25, Issue 3. Pp 223-233. [doi:10.1016/0379-6787\(88\)90062-2](http://dx.doi.org/10.1016/0379-6787(88)90062-2)
16. **Daniel. L. MEIER, Jeong-Mo HWANG, Robert B. CAMPBELL.** (1988).
The effect of doping density and injection level on minority-carrier lifetime as applied to bifacial dendritic web silicon solar cells. IEEE Transactions on Electron Devices. Vol 35, Issue 1. Pp 70-79. [10.1109/16.2417](http://dx.doi.org/10.1109/16.2417)
17. **A. ROMANOWSKY and D. B. WITTRY.** (1986).
Measurement of carrier lifetime, effective recombination velocity, and diffusion length near the grain boundary using the time-dependent electron-beam-induced current. Journal of Applied Physics. Vol 60, Issue 8. Pp 2910-2913. <http://dx.doi.org/10.1063/1.337077>
18. **Jong Sik. PARK, Fred. A. LINDHOLM, and Arnost. NEUGROSCHER.** (1987).
An analytical study of the p/n junction space-charge region under high forward voltage. Journal of Applied Physics. Vol 62, Issue 3. Pp 948-953. <http://dx.doi.org/10.1063/1.339706>
19. **D. VANMAEKELBERGH. A. R de WIT and F. CARDON.** (1993).
Recombination in semiconductor electrodes: Investigation by the electrical and optoelectrical impedance method. Journal of Applied Physics. Vol 73, Issue 10. Pp 5049-5057. <http://dx.doi.org/10.1063/1.353776>
20. **D. CAPUTO, G. De CERARE, F. IRRERA, F. PALMA, and M. TUCCI.** (1994).
Characterization of intrinsic a -Si:H in $p-i-n$ devices by capacitance measurements : Theory and experiments. Journal of Applied Physics. Vol 73, Issue 6. Pp 3534-3541. <http://dx.doi.org/10.1063/1.357435>
21. **J. BARRIER, P. BOHER, and M. RENAUD.** (1988).
Physical parameters of GaInAs/Si₃N₄ interface states obtained by the conductance method. Applied Physics Letters. Vol 53, Issue 13. Pp 1192-1194. <http://dx.doi.org/10.1063/1.100666>
22. **Noriaki HONMA and Chusuke MUNAKATA.** (1987).
Sample Thickness Dependence of Minority Carrier Lifetimes Measured Using an AC Photovoltaic Method. Japanese Journal of Applied Physics. Vol 26, Part 1, Num 12. Pp 2033-2036. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.26.2033>
23. **C. DONALATO and M. KITTLER.** (1988).
Depth profiling of the minority-carrier diffusion length in intrinsically gettered silicon by electron-beam-induced current. Journal of Applied Physics. Vol 63, Issue 5. Pp 1569-1579. <http://dx.doi.org/10.1063/1.339942>
24. **Albert ZONDERVAN, Leendert VERHOEF, Fredrik A. LINDHOLM and A. NEUGROSCHER.** (1988).
Electrical short-circuit current decay: Practical utility and variations of the method. Journal of Applied Physics. Vol 63, Issue 11. Pp 5563-5570. <http://dx.doi.org/10.1063/1.340333>
25. **U.C. RAY and S.K. AGARWAL.** (1988).
Wavelength dependence of short-circuit current decay in solar cells. Journal of Applied Physics. Vol 63, Issue 2. Pp 547-549. <http://dx.doi.org/10.1063/1.340084>
26. **Zhuohui CHEN and Andreas MANDELIS.** (1991).
Effects of secondary laser illumination during the transient measurement in optical and electrical deep level transient spectroscopy. Applied Physics Letters. Vol 59, Issue 15. Pp 1861-1864. <http://dx.doi.org/10.1063/1.106169>
27. **Yoh-Ichiro OGITA.** (1996).
Bulk lifetime and surface recombination velocity measurement method in semiconductor wafers. Journal of Applied Physics. Vol 79, Issue 9. Pp 6954-6960. <http://dx.doi.org/10.1063/1.361459>

28. Anders RICKSAND and Olof ENGSTRÖM. (1991).

Deep-level transient spectroscopy: Increased accuracy of interpretation of silicon/silicon dioxide interface state data by the assistance of computer simulations. Journal of Applied Physics. Vol **70**, Issue **11**. Pp 6915-6926. <http://dx.doi.org/10.1063/1.349817>

29. M.K. MADAN, V.K. TEWARY. (1983).

Measurements of the open-circuit photovoltage decay in a silicon solar cell. Solar cells. Vol **9**, Issue **4**. Pp 289-293. [doi:10.1016/0379-6787\(83\)90023-6](https://doi.org/10.1016/0379-6787(83)90023-6)

30. Ruyue YAN, Franklin F. Y. WANG, Reed R. CORDERMAN, Chandra P. KHATTAK and Martin H. LEIPOLD Jr. (1987).

Refinements in the determination of minority-carrier diffusion length measurements of polycrystalline silicon materials by the surface photovoltage method. Journal of Applied Physics. Vol **62**, Issue **8**. Pp 3249-3252. <http://dx.doi.org/10.1063/1.339330>

31. Hiroshi. MORI. (11 Oct 1966).

Radiation energy transducing device, U.S.Patent 3.278.811A.

32. H. FISHER, E. LINK AND W. PSCHUNDER. (04-06 Août 1970).

The 8th Institute of Electrical and Electronics Engineers Photovoltaic Specialists Conference, Seattle Washington. Pp 70-77.

33. I. CHAMBOULEYRON and Y.CHEVALIER. (27-30 Septembre 1977).

Silicon double solar cell. The 1st Proceedings European Photovoltaic Solar Energy Conference. Luxembourg. Publishing Co. 1978, p. 967-976.

34. Y.CHEVALIER and I. CHAMBOULEYRON. (August 1977).

Capteur photovoltaïque à retro-illumination. French Patent 7724669.

35. Idrissa GAYE, Mohamed Abderrahim Ould El MOUJTABA, Ndeye THIAM, Ibrahima TALL and Grégoire SISSOKO. (2014).

Influence of Irradiation and Damage Coefficient on the Minority Carrier Density in Transient Response for a bifacial Silicon Solar Cell. Current Trends in Technology and Science. Vol **3**. Issue **2**. pp 98-104.

36. P MIALHE, Grégoire SISSOKO, F PELANCHON, J.M SALAGNON. (1992).

Régimes transitoires des photopiles : durée de vie des porteurs et vitesse de recombinaison. Journal de Physique III (France 2). Vol **2**. Num **12**. Pp 2317-2331. <http://dx.doi.org/10.1051/jp3:1992112>.

37. Grégoire SISSOKO, E. NANEMA, A. CORREA, P. M. BITEYE, M. ADJ, A. L. NDIAYE. (20-25 Septembre 1998).

Silicon solar cell recombination parameters determination using the illuminated I-V characteristics. The 5th World Renewable Energy Congress. Italie. Pp 1848-1851.

38. H.W KRANER. (1984).

Radiation damage in silicon detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Vol **225**. Issue **3**. Pp 615-618. [doi:10.1016/0167-5087\(84\)90114-5](https://doi.org/10.1016/0167-5087(84)90114-5).

39. Ibrahima TALL, Boureima SEIBOU, Mohamed Abderrahim Ould El Moujtaba , Amadou DIAO, Mamadou WADE, Grégoire SISSOKO. (2015).

Diffusion Coefficient Modeling of a Silicon Solar Cell under Irradiation Effect in Frequency: Electric Equivalent Circuit. International Journal of Engineering Trends and Technology (IJETT). Vol **19**. Num **2**. Pp 56-61. <http://www.ijettjournal.org/archive/ijett-v19p211>.

40. Priyanka SINGH, N.M. RAVINDRA. (2012).

Temperature dependence of solar cell performance-an analysis. Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol **101**. Pp 36-45. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2012.02.019>.

41. Y.P. VARSHNI. (1967).

Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol **34**. Issue **1**. Pp 149-154. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914\(67\)90062-6](http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914(67)90062-6)

42. P. ASSLER (1999).

Parameter sets due to fittings of the temperature dependencies of fundamental bandgaps in semiconductors, Physica Status Solidi (b). 216 pp 975–1007.

43. Manjunatha PATTABI, Sheeja KRISHNAN, Ganesh SANJEEV.

(2007). Studies on the temperature dependence of I–V and C–V characteristics of electron irradiated silicon photo-detectors. Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol **91**. Issue **15-16**. Pp 1521-1524. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2007.04.016>

44. Samer SAID, Ahmed MASSOUD, Mohieddine BENAMMAR, Shehad AHMED. (2012).

A Matlab/Simulink-Based Photovoltaic array Model Employing SimPowerSystems Toolbox. Journal of Energy and Power Engineering. Vol **6**. Issue **12**. Pp 1965-1975.

45. El Hadj NDIAYE, Gokhan SAHIN, Moustapha DIENG, Amary THIAM, Hawa Ly DIALLO, Mor NDIAYE, Gregoire SISSOKO. (2015).

Study of the Intrinsic Recombination Velocity at the Junction of Silicon Solar under Frequency Modulation and Irradiation. Journal of Applied Mathematics and Physics. Vol **3**. Number **11**. Pp 1522-1535. <http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2015.311177>

46. Fabe Idrissa BARRO, Issa ZERBO, Ould.H. LEMRABOTT, François ZOUGMORE, Gregoire SISSOKO. (22-26 Octobre 2001).

Bulk and Surface Recombination Measurement in Silicon Double Sided Surface Field Solar Cell under Constant White Bias Illumination. Proceedings of 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition. Munich. Pp 368-371.

47. Mouhamadou Moustapha DIONE, Ibrahima LY, Amadou DIAO, Sega GUEYE, A. GUEYE, Gregoire SISSOKO. (2013).

Determination of the Impact of the Grain Size and the Recombination Velocity at Grain Boundary on the Values of the Electrical Parameters of a Bifacial Polycrystallin Silicon Solar Cell. Engineering Science and Technology: An International Journal. Vol **3**. Num **1**. Pp 66-73. <http://www.estij.org/vol3no1.htm>

48. Ndeye THIAM, Amadou DIAO, Mor NDIAYE, A. DIENG, M. SARR. A. Seidou MAIGA, Gregoire SISSOKO. (2012).

Electric Equivalent Models of Intrinsic Recombination Velocities of a Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Magnetic Field Effect. Research Journal of Applied Sciences Engineering and Technology. Vol **4**. Issue **22**. Pp 4646-4655.

49. Issa ZERBO, Fabe Idrissa BARRO, Babacar MBOW, Amadou DIAO, François ZOUGMORE and Gregoire SISSOKO. (7-11 Juin 2004)

Theoretical Study of Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulated White Light: Determination of Recombination Parameters. The 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference. Paris (France). pp 258-261.

50. Ibrahima LY, Ould H. LEMRABOTT, Birame DIENG, Idrissa GAYE, Sega GUEYE, M.S DIOUF, Gregoire SISSOKO. (2012).

Techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur Validité d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sous éclaircissement multi spectral constant en régime statique. Revue des Energies Renouvelables. Vol **15**. Num **2**. Pp 187-206.

- 51. Gregoire SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORREA, I. GAYE and A.L. NDIAYE.** (15-21 Juin 1996).
Light Spectral Effect on Recombinaison Parameters of Silicon Solar Cell. The 4th Proceedings of the World Renewable Energy Congress, Denver, USA, Part III. pp. 1487 - 1490.
- 52. D.CHENVIDHYA, K.KIRTIKARA, C. JIVACATE.** (2005).
PV module dynamique impedance and its voltage and frequency dependencies. Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol **86**. Issue **2**. Pp 243-251. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2004.07.005>
- 53. Habibe BAYHAN, A.Sertap KAVASOGLU.** (2003).
Admittance and impedance spectroscopy on Cu(In,Ga)Se₂ solar cells. Turkish Journal of Physics. Vol **27**, Num **6**. pp 529-535.
- 54. Grégoire SISSOKO.**
Professeur titulaire de classe exceptionnelle des Universités. Fascicule d'exercice d'électricité MP-PC Première année.
- 55. A. HÜBNER, A.G. ABERLE and R. HEZEL.** (30 Juin-04 Juil 1997).
20% Efficient Silicon Solar Cells Bifacial. The 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference. Barcelone (Espagne). pp 1796-1798.
- 56. Linda M.KOSCHIER, Stuart R.WENHAM, Mark GROSS, Tom PUZZER, Alistair B. SPROUL.** (06-10 Juil 1998).
Low temperature junction and back surface field formation for photovoltaic devices. The 2nd World conference and exhibition on photovoltaic solar energy conversion, Vienna, Austria. Vol II, pp.1539-1542.
- 57. A. SCHNEIDER, C. GERHARDS, F. HUSTER, W. NEU, M. SPIEGEL, P. FATH, E. BUCHER, R.J.S YOUNG, A.F. CARROLL, A.G. PRINCE and J.A. RABY.** (22-26 Octobre 2001).
A1 BSF for Thin Screenprinted Multicrystalline Si Solar Cells The 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference. Barcelone (Munich-Germavy). Volume **II**. pp: 1768- 1771.
- 58. J. DUGAS.** (1994).
3D modelling of a reverse cell made with improved multicrystalline silicon wafers. Solar Energy materials and Solar Cells, Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume **32**, Issue **1**. pp 71-88. [http://dx.doi.org/10.1016/0927-0248\(94\)90257-7](http://dx.doi.org/10.1016/0927-0248(94)90257-7)
- 59. A. MANDELIS, A.A. WARD and K.T. LEE.** (1989).
Combined AC photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconducting p-n junctions Journal of Applied Physics. Vol.66. No.11. pp 5572 – 5583. <http://dx.doi.org/10.1063/1.343662>.
- 60. D. SONTAG, G. HAHN, P. GEIGER, P. FATH and E. BUCHER.** (Avril 2002)
Two-Dimensional Resolution of Minority Carrier: Diffusion Constant in Different Silicon Materials. Solar Energy Materials & Solar Cell. Volume **72**. . Issue **1-4**. pp 533-539. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(01\)00202-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(01)00202-1).
- 61. H.W KRANER.** (2002).
(1984). Radiation damage in silicon detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Vol **225**. Issue **3**. Pp 615-618. [doi:10.1016/0167-5087\(84\)90114-5](http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087(84)90114-5)
- 62. M.A. Ould El MOUJTABA, Mor. NDIAYE, Amadou. DIAO, M.THIAME, Fabé. I. BARRO and G. SISSOKO.** (2012).
Theoretical Study of the Influence of Irradiation on a Silicon Solar Cell under Multispectral Illumination. Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., Volume **4**. Issue **23**. pp 5068-5073.
- 63. M. KUNST and A. SANDERS.** (1992).
Transport of Excess Carriers in Silicon Wafers. Semiconductor Science and Technology. Volume **7**. Number **1**. pp 51-59. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/7/1/009>.

- 64. P. MIALHE, Grégoire. SISSOKO, F. PELANCHON and J.M. SALAGNON.** (1992).
Régimes transitoires des photopiles : durée de vie des porteurs et vitesse de recombinaison. Journal de Physique III- France. Volume 2, Numéro 12. Pp 2317-2331. <http://dx.doi.org/10.1051/jp3:1992112>.
- 65. M.K. ALAM. Y.T. YEOW.** (Décembre 1981).
Evaluation of the surface photovoltage method of minority-carrier diffusion-length measurement. Solid-State Electronics. Volume 24, Numéro 12. Pp 1117-1119. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(81\)90179-9](https://doi.org/10.1016/0038-1101(81)90179-9)
- 66. S. MADOUGOU, NZONZOLO, S. MBODJI, I. F. BARRO, G. SISSOKO** (2004).
Bifacial silicon solar cell space charge region width determination by a study in modelling : Effect of the magnetic field. Journal des sciences, Vol 4, No.3. pp 116-123. ISSN 0851-4631
- 67. E. SOW, S. MBODJI, B. ZOUMA, M. ZOUNGRANA, I. ZERBO, A. SERE & G. SISSOKO.** (2012).
Using Gauss's law in determinating the width emitter extension region of the solar cell operating in Open Circuit Condition. Global journal of sciences frontier Research physics and space sciences, Vol. 12, issue 6, pp 67-71.
- 68. Senghane MBODJI, Babacar MBOW, Fabé. Idrissa BARRO and Grégoire SISSOKO.** (2010).
A 3D model for thickness and diffusion capacitance of emitter-base junction in a bifacial polycrystalline solar cell. Global Journal of Pure and Applied Sciences. Vol 16, No.4, pp 469- 477.
- 69. B.R. CHAWLA, H.K. GUMMEL.** (Mars 1971).
Transition region capacitance of diffused p-n junctions. IEEE Transactions on Electron Devices. Vol 18, Issue 3. Pp 178-195. [10.1109/T-ED.1971.17172](https://doi.org/10.1109/T-ED.1971.17172)
- 70. Giora YARON and Doh FROHMAN-BENTCHKOWSKY.** (Mai 1980).
Capacitance voltage characterization of poly Si-SiO₂-Si structures. Solid-State Electronics. Vol 23, Issue 5. Pp 433-439. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(80\)90078-7](https://doi.org/10.1016/0038-1101(80)90078-7).
- 71. Senghane MBODJI, Babacar MBOW. Issa ZERBO and Grégoire SISSOKO.,** (Avril 2012)
Analysis of the diffusion capacitance's efficiency of the bifacial silicon solar cell in steady state operating condition. Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology. Vol 4, Issue 4. Pp 282-288.
- 72. Zbigniew RADZIMSKI, Jeffrey HONEYCUTT and George A. ROZGONYI.** (Janvier 1988).
Minority-carrier lifetime analysis of silicon epitaxy and bulk crystals with nonuniformly distributed defects. . IEEE Transactions on Electron Devices. Vol 35, Issue 1. Pp 80-84. [10.1109/16.2418](https://doi.org/10.1109/16.2418)
- 73. G. KAPLAN.** (Mai 1980).
Determination of minority carrier lifetime and surface generation velocity by hysteresis pulsed C-V method. Solid-State Electronics. Vol 23, Issue 5. Pp 513-514. [10.1016/0038-1101\(80\)90092-1](https://doi.org/10.1016/0038-1101(80)90092-1)
- 74. Andrzej JAKUBOWSKI.** (Octobre 1981)
Graphic method of substrate doping determination from C-V characteristics of MIS Capacitors. Solid-State Electronics. Vol 24, Issue 10. Pp 985-987. [10.1016/0038-1101\(81\)90123-4](https://doi.org/10.1016/0038-1101(81)90123-4)
- 75. J.J. LIOU, F.A. LINDHOLM, and D.C. MALOCHA.** (Mai 1988)
Forward-voltage capacitance of heterojunction space-charge regions. Journal of Applied Physics. Vol.63. No.10. pp 5015 – 5022. <http://dx.doi.org/10.1063/1.340448>
- 76. J.J. LIOU.** (Juil 1989)
Analytical base-collector heterojunction capacitance model including collector current effects . Journal of Applied Physics. Vol.66. No.1. pp 286 – 291. <http://dx.doi.org/10.1063/1.343870>
- 77. Dieter. K. SCHRODER, James. D. WHITFIELD, and Charles. J. VARKER.** (Avril 1984)
Recombination lifetime using the pulsed MOS Capacitor. IEEE Transactions on Electron Devices. Vol 31, Issue 4. Pp 462-467. [10.1109/T-ED.1984.21551](https://doi.org/10.1109/T-ED.1984.21551).

- 78. Hawa Ly DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME and Grégoire SISSOKO.** (Juin 2008)
New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell. The European Physical Journal Applied Physics. Vol.42. No.3. pp 203 – 212.
<https://doi.org/10.1051/epjap:2008085>
- 79. Mohamadou Samassa NDOYE, Boureima SEIBOU, Ibrahima LY, Marcel Sitor DIOUF, Mamadou WADE, Senghane MBODJI, Grégoire SISSOKO** (Août 2016)
Irradiation Effect on Silicon Solar Cell Capacitance in Frequency Modulation. International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering. Vol 6. Num 3. Pp 21-25.
- 80. Massamba DIENG, Boureima SEIBOU, Ibrahima LY, Marcel Sitor DIOUF, Mamadou WADE, Grégoire SISSOKO** (Août 2016).
Silicon Solar Cell Emitter Extended Space Charge Region Determination under Modulated Monochromatic Illumination by using Gauss's Law . International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering. Vol 6. Issue 3. Pp 17-20.
- 81. O. SOW, I. ZERBO, S. MBOBJI, M. I. NGOM, M. S. DIOUF, G. SISSOKO** (2012).
Silicon solar cell under electromagnetic waves in steady state: electrical parameters determination using the I-V and P-V characteristics. International Journal of Science Environment and Technology. Volume 01. Issue 04. pp 230-246.
- 82. Meena DADU, A. KAPOOR, K. N. TRIPATHI.** (Novembre 2001).
Effect of variation of I_{01}/I_{02} on short-circuit current and fill factor of a real solar cell having resistive and current leakage losses. Solar Energy Materials & Solar Cell. Volume 69. Issue 04. pp 533-539.
[https://doi.org/10.1016/S0927-0248\(00\)00402-5](https://doi.org/10.1016/S0927-0248(00)00402-5)
- 83. K. KASSMI1, M. HAMDAOUI et F. OLIVIE** (2007)
Conception et modélisation d'un système photovoltaïque adapté par une commande MPPT analogique ; Revue des Energies Renouvelables Vol. 10 N°4, pp 451 – 462.
- 84 I. GAYE, A. CORRÉA, A. L. NDIAYE, E. NANEMA, A. B. B. BA, M. ADJ AND G. SISSOKO** (1996).
Impedance Parameters Determination of Silicon Solar Cell using the One Diode Model in Transient Study , World Renewable Energy Congress. Vol 3, pp.1590-1593, Pergamon, 0960-1481 / 94\$ 700 +0.00
- 85. A.J. STECKL and S.P. SHEU.** (Juillet 1980).
The A.C. Admittance of the $p-n$ PbS/Si heterojunction. Solar Energy Materials & Solar Cell. Volume 23. Issue 07. pp 715-720. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(80\)90127-6](https://doi.org/10.1016/0038-1101(80)90127-6)
- 86. M NDIAYE, Z. N. BAKO, I. ZERBO, A. DIENG, F.I. BARRO, G. SISSOKO** (2008).
Determination of Electrical Parameters of a Solar Cell under Monochromatic Illumination on FM, from Diagrams Bode and Nyquist. Journal des Sciences, Vol 8, N°3 pp: 59-68.
- 87. A.DIAO, M. WADE, M. ZOUNGRANA, M. SARR, M. NDIAYE, N. THIAM, A. THIAM, A. DIENG, M. NGOM, A. S. MAIGA, G. SISSOKO** (2011)
Modèles électriques équivalents en régime dynamique fréquentiel de l'impédance d'une photopile bifaciale sous l'effet d'un champ magnétique constant pour un éclairage polychromatique par la face arrière. Journal des Sciences, Vol 11, N°1 pp: 20-26.
- 88. K. KOTSOVOS and K. MISIAKOS** ((04-08 September 2006).
Evaluation of series resistance losses in the base of single and double junction rear point contact silicon solar cells through simulation and experiment. The 21th European Photovoltaic Solar Energy Conference. Dresden, (Germany). Pp 328-331.

89. R. A. KUMAR, M. S. SURESH, AND J. NAGARAJU ((September 2001).

Measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAs /Ge) solar cell by impedance spectroscopy. IEEE Transactions on electron devices, Vol. 48, No. 9, pp : 2177-2179.

ANNEXES MATHÉMATIQUES

1- Equation de continuité des porteurs de charges minoritaires en excès :

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta_n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x,t)}{\tau} = -G_n(x,t) + \frac{\partial \delta_n(x,t)}{\partial t} \quad (1)$$

avec :

$\delta_n(x,t)$ est la densité des porteurs minoritaires de charges pouvant se mettre sous la forme

$$\delta_n(x,t) = \delta_n(x) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \quad (2)$$

$G_n(x,t)$ est le taux de génération des charges

$$G_n(x,t) = g_n(x) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \quad (3)$$

$$g_n(x) = \alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad (4)$$

Mode d'éclairement	μ	ξ
Eclairement par la face avant	1	0
Eclairement simultané des deux faces	1	1

D est le coefficient de diffusion des charges minoritaires

$$D(kl, \phi_p, T) = \frac{1}{\tau \cdot \left(\frac{1}{L(T)^2} + kl \cdot \phi_p \right)} \quad (5)$$

$$L(T) = \sqrt{D(T) \cdot \tau_0} \quad (6)$$

$$D(T) = \frac{\mu(T) \cdot K_b \cdot T}{q} \quad (7)$$

En régime dynamique on a :

$$\frac{\partial^2 \delta_n(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x)}{L_\omega^2} = \frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))]}{D} \quad (8)$$

$$\frac{1}{L_\omega^2} = \frac{1 + j \cdot \omega \cdot \tau}{L^2} \quad (9)$$

$$L_\omega = L(\omega, kl, \phi_p, T) = L(kl, \phi_p, T) \cdot \sqrt{\frac{1 - j \cdot \omega \cdot \tau}{1 + \tau^2 \cdot \omega^2}} \quad (10)$$

$$L(kl, \phi_p, T) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L(T)^2} + kl \cdot \phi_p}} \quad (11)$$

2- Solution de l'équation différentielle

La solution générale de l'équation (8) s'écrit sous la forme :

$$\delta_n(x) = \delta_{1n}(x) + \delta_{2n}(x) \quad (12)$$

$\delta_{1n}(x)$ étant la solution particulière de l'équation avec second membre et $\delta_{2n}(x)$ est la solution générale de l'équation sans second membre.

✓ **Solution particulière de l'équation avec second membre**

$$\delta_{1n}(x) = K \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad (13)$$

$$K = -\frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha_\lambda^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \quad (14)$$

✓ **Solution générale de l'équation sans second membre :**

$$\delta_{2n} = A_n \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + B_n \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \quad (15)$$

Expression de la densité des charges minoritaires dans la base.

$$\delta_n = A_n \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + B_n \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \frac{\alpha_\lambda \cdot \phi_\lambda \cdot (1 - R_\lambda) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha_\lambda^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \cdot [\mu \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot x) + \xi \cdot \exp(-\alpha_\lambda \cdot (H - x))] \quad (16)$$

Pour déterminer les coefficients A_n et B_n , nous utilisons les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière de la photopile.

$$\text{A la jonction de la photopile } x = 0 : \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Sf_n}{D} \cdot \delta_n(0) \quad (17)$$

$$\text{A la face arrière de la photopile } x = H : \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb_n}{D} \cdot \delta_n(H) \quad (18)$$

Pour un éclairage par la face avant, les coefficients A_1 et B_1 deviennent :

$$A_1 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{D \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) + (Sf_1 + \alpha \cdot D) \cdot \left(D \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_1 + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_1 \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (19)$$

et

$$B_1 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{L_\omega \cdot Sf_1 \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sf_1 + \alpha \cdot D) \cdot \left(D \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_1 + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_1 \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (20)$$

Pour un éclairage simultané des deux faces, les coefficients A_2 et B_2 deviennent :

$$A_2 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{D \cdot [(Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sb_2 + \alpha \cdot D)] + [(Sf_2 + \alpha \cdot D) + (\alpha \cdot D - Sf_2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H)] \cdot \left(D \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_2 \cdot L_\omega \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_2 + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_2 \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (21)$$

et

$$B_2 = K \cdot L_\omega \cdot \frac{L_\omega \cdot Sf_2 \cdot [(Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sb_2 + \alpha \cdot D)] - [(Sf_2 + \alpha \cdot D) + (\alpha \cdot D - Sf_2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H)] \cdot \left(D \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_2 \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf_2 + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf_2 \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (22)$$

3- Phototension

La phototension est donnée par la relation de Boltzmann

$$V_{ph_n}(Sf_n) = V_T \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot \delta(x)\right)_{x=0} \quad (23)$$

$$\text{avec } n(T) = \sqrt{N_C(T) \cdot N_V(T)} \cdot \exp\left(-\frac{Eg(T)}{2 \cdot K_b \cdot T}\right) \quad (24)$$

$Eg(T)$ est l'énergie de gap dépendant de la température :

$$Eg(T) = Eg_0 - \frac{\kappa \cdot T^2}{\beta + T} \quad (25)$$

$$N_C(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot K_b \cdot T \cdot m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (26)$$

$$N_V(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot K_b \cdot T \cdot m_i}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (27)$$

$$\text{Finalement } n(T) = A \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{Eg(T)}{2 \cdot K_b \cdot T}\right) \quad (28)$$

$$V(T) = \frac{K_b \cdot T}{q} \quad (29)$$

Finalement nous avons :

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$V_{ph_n}(Sf) = \frac{K_b \cdot T}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot K \cdot D \cdot \frac{L_\omega \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (D - \alpha \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right] \quad (30)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$V_{ph_n}(Sf) = \frac{K_b \cdot T}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot K \cdot D \cdot \left\langle \frac{L_\omega \cdot \left\{ (Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (Sb_2 + \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - 1 \right) \right\}}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} + \frac{\left\{ (D - \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) + (D + \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right\rangle \right] \quad (31)$$

4- Phototension de circuit ouvert

$$V_{ph_n}(Sf) \rightarrow V_{ph_{nCO}} \quad (32)$$

$$Sf \leq Sf_{CO} (cm / s)$$

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$V_{co_n} = \frac{K_b \cdot T}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot K \cdot D \cdot \frac{L_\omega \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (D - \alpha \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot Sb_1 \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + D^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right] \quad (33)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$V_{co_n} = \frac{K_b \cdot T}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{Nb}{n(T)^2} \cdot K \cdot D \cdot \left(\frac{L_\omega \cdot \left\{ (Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (Sb_2 + \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - 1 \right) \right\}}{D \cdot L_\omega \cdot Sb_2 \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + D^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} + \frac{\left\{ (D - \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) + (D + \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot Sb_2 \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + D^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right) \right] \quad (34)$$

5- Densité de photocourant

La densité de photocourant est donnée par la relation de FICK.

$$J_{ph_n}(Sf) = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (35)$$

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$J_{ph_n}(Sf) = q \cdot K \cdot D \cdot \frac{L_\omega \cdot Sf \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + Sf \cdot (D - \alpha \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (36)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$J_{ph_n}(Sf) = K \cdot D \cdot \left(\frac{L_\omega \cdot Sf \cdot \left\{ (Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (Sb_2 + \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - 1 \right) \right\}}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} + \frac{Sf \cdot \left\{ (D - \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) + (D + \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right) \quad (37)$$

6- Densité de photocourant de court-circuit

$$J_{ph_n}(Sf) \rightarrow J_{ph_{ncc}} \quad (38)$$

$$Sf \geq Sf_{cc} (cm / s)$$

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$J_{cc_n} = q \cdot K \cdot D \cdot \frac{L_\omega \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (D - \alpha \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (39)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$J_{cc_n} = K \cdot D \cdot \left\langle \frac{L_\omega \cdot \left\{ (Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (Sb_2 + \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - 1 \right) \right\}}{D \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} + \frac{\left\{ (D - \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) + (D + \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + Sb_1 \cdot L_\omega^2 \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right\rangle \quad (40)$$

7- Vitesse de recombinaison à la face arrière

$$\frac{\partial J_{ph_n}(\omega, \lambda, Sf, Sb)}{\partial Sf_n} = 0 \quad (41)$$

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$Sb_{01}(\lambda, \omega, T, \phi_p) = \frac{D(T, \phi_p)}{L_\omega} \cdot \frac{L_\omega \cdot \alpha(\lambda) - \left(L_\omega \cdot \alpha(\lambda) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H)}{\left(L_\omega \cdot \alpha(\lambda) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right) \cdot \exp(\alpha(\lambda) \cdot H) + 1} \quad (42)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$Sb_{02}(\lambda, \omega, T, \phi_p) = \frac{D(T, \phi_p)}{L_\omega} \cdot \frac{\alpha(\lambda) \cdot L_\omega \cdot \left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + 1 \right) \cdot (1 - \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) - \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H))}{\left(\cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - 1 \right) \cdot (1 + \exp(-\alpha(\lambda) \cdot H)) + \alpha(\lambda) \cdot L_\omega \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot (\exp(-\alpha(\lambda) \cdot H) - 1)} \quad (43)$$

8- Capacité de la photopile

L'expression de la capacité de la photopile est :

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{dQ}{dV_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)} \quad (44)$$

$$Q = q \cdot \delta_n(x) \Big|_{x=0} \quad (45)$$

Après quelques simplifications, nous obtenons :

$$C_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{q \cdot n(T)^2}{N_b \cdot V_T} + \frac{q \cdot \delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \Big|_{x=0}}{V_T} \quad (46)$$

$$C_0(T) = \frac{q \cdot n(T)^2}{N_b \cdot V_T}$$

$$C_{1n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{q \cdot \delta_n(x, \omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \Big|_{x=0}}{V_T} \quad (47)$$

❖ Pour un éclairage par la face avant :

$$C_{11}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{q \cdot K \cdot D}{V_T} \cdot \frac{L_\omega \cdot (Sb_1 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (D - \alpha \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_1) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_1 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \quad (48)$$

❖ Pour un éclairage simultané des deux faces:

$$C_{12}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{q \cdot K \cdot D}{V_T} \cdot \left\langle \frac{L_\omega \cdot \left\{ (Sb_2 - \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) - \exp(-\alpha \cdot H) \right) + (Sb_2 + \alpha \cdot D) \cdot \left(ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - 1 \right) \right\}}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} + \frac{\left\{ (D - \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) + (D + \alpha \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)}{D \cdot L_\omega \cdot (Sf + Sb_2) \cdot ch\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + Sf \cdot Sb_2 \cdot L_\omega^2) \cdot sh\left(\frac{H}{L_\omega}\right)} \right\rangle \quad (49)$$

9- Rendement de lacapacité de la photopile

$$\eta_{c_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = 1 - \frac{X_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)}{X_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad (50)$$

$$\eta_n(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = 1 - \frac{C_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)}{C_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad (51)$$

$$C_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot S}{X_{co_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad (52)$$

$$C_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T) = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot S}{X_{cc_n}(\omega, kl, \phi_p, \lambda, T)} \quad (53)$$

10- Courant de diode

$$Jd_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = q \cdot Sf_0_n \cdot \delta_n(0) \quad (54)$$

$$\delta_n(0) = \frac{n(T)^2}{Nb} \left[\exp\left(\frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (55)$$

11- Résistance série

$$R_{S_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{V_{co_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T) - V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)} \quad (56)$$

12- Résistance shunt

$$R_{Sh_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n) = \frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n)}{J_{cc_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T) - J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf_n)} \quad (57)$$

13- Puissance électrique

$$P_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \cdot J_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \quad (58)$$

$$J_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) - Jd_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) \quad (59)$$

14- Facteur de forme

$$FF(\omega, \lambda, \phi_p, T) = \frac{P_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T)} = \frac{J_m(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T)} \quad (60)$$

15- Rendement de la cellule solaire

$$\eta(\omega, \lambda, \phi_p, T) = \frac{P_m(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{P_{inc}} = \frac{J_{cc}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot V_{co}(\omega, \lambda, \phi_p, T) \cdot FF(\omega, \lambda, \phi_p, T)}{P_{inc}} \quad (61)$$

16- Impédance dynamique

L'impédance dynamique est donnée par la relation

$$Z_n(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf) = \frac{V_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)}{J_{ph_n}(\omega, \lambda, \phi_p, T, Sf)} \quad (62)$$

1- Mohamadou Samassa NDOYE, Boureima SEIBOU, Ibrahima LY, Marcel Sitor DIOUF, Mamadou WADE, Senghane MBODJI, Grégoire SISSOKO (Août 2016)

Irradiation Effect on Silicon Solar Cell Capacitance in Frequency Modulation.

International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering. Vol 6. Num 3. Pp 21-25.

Résumé

Une étude sur l'effet de la température sur une photopile bifaciale au silicium, irradiée et sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence est réalisée. Pour évaluer l'importance de cette thématique, quatre chapitres essentiels ont été établis.

D'abord l'étude bibliographique, qui présente une brève histoire de la photopile bifaciale et des travaux importants sur l'effet de quelques paramètres extérieurs, comme la pulsation, la température et l'énergie d'irradiation, sur les paramètres électriques et phénoménologiques ont été développés.

Ensuite, le chapitre 2 présente une étude théorique et comparative d'une cellule solaire au silicium de type n^+pp^+ sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence. Une étude sur le coefficient de diffusion des porteurs, sur la densité des charges minoritaires, sur la phototension, sur la densité de photocourant et sur la vitesse de recombinaison à la face arrière, selon le mode d'éclairage considéré, a été mise en exergue.

En outre, le chapitre 3 est consacré à l'étude de la capacité de la photopile par la méthode de l'extension de la zone de charge d'espace. Les courbes des densités relatives en fonction de l'épaisseur x dans la base ont permis d'établir l'existence de l'extension X_0 de la zone de charge d'espace pour un point de fonctionnement donné de la photopile mais aussi à la détermination du rendement de la capacité.

Enfin l'étude du courant de diode et de la caractéristique courant-tension dans le chapitre 4, nous a permis d'établir les expressions des résistances série et shunt, la puissance électrique, le facteur de forme et le rendement de conversion de la photopile puis à les étudier en fonction de la température, de l'énergie d'irradiation, de la pulsation et de la longueur d'onde. Pour terminer des modèles de circuits électriques équivalents caractérisant le mode de fonctionnement de la photopile, ont été proposés selon le mode d'éclairage choisi.

Effet de la température sur une photopile bifaciale au silicium irradiée et sous éclairnement monochromatique en modulation de fréquence.

**GROUPE INTERNATIONALE DE RECHERCHE EN ENERGIE RENOUVELABLE
(GIRER)**

(solmatmodelling.sn)

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Présentée par :

M. MOHAMADOU SAMASSA NDOYE

Maître ès sciences

OPTION : Energie solaire, Matériaux et système (SOLMATS)

Soutenue publiquement le 29 / 07 / 2017 devant le jury composé de :

<u>Président</u>	Moustapha DIENG	Professeur Titulaire	FST/UCAD
<u>Rapporteurs</u>	Hawa Ly DIALLO	Maitre Conférences	UFR-SET/UT
	Saidou MADOUGOU	Maitre Conférences	Univ Abdou Moumini/Niger
<u>Examineurs</u>	Mamadou WADE	Maitre Conférences	EPT/THIES
	Ibrahima LY	Maitre Conférences	EPT/THIES
	Mamadou Lamine SAMB	Maitre Conférences	Université THIES
<u>Directeurs de thèse</u>	Senghane MBODJI	Maitre Conférences	UADB
	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD

RÉSUMÉ :

Une étude sur l'effet de la température sur une photopile bifaciale au silicium, irradiée et sous éclairnement monochromatique en modulation de fréquence est réalisée. Pour évaluer l'importance de cette thématique, quatre chapitres essentiels ont été établis.

D'abord l'étude bibliographique, qui présente une brève histoire de la photopile bifaciale et des travaux importants sur l'effet de quelques paramètres extérieurs, comme la pulsation, la température et l'énergie d'irradiation, sur les paramètres électriques et phénoménologiques ont été développés.

Ensuite, le chapitre 2 présente une étude théorique et comparative d'une cellule solaire au silicium de type n^+pp^+ sous éclairnement monochromatique en modulation de fréquence. Une étude sur le coefficient de diffusion des porteurs, sur la densité des charges minoritaires, sur la phototension, sur la densité de photocourant et sur la vitesse de recombinaison à la face arrière, selon le mode d'éclairnement considéré, a été mis en exergue.

En outre, le chapitre 3 est consacrée à l'étude de la capacité de la photopile par la méthode de l'extension de la zone de charge d'espace. Les courbes des densités relatives en fonction de l'épaisseur x dans la base ont permis d'établir l'existence de l'extension X_0 de la zone de charge d'espace pour un point de fonctionnement donné de la photopile mais aussi à la détermination du rendement de la capacité.

Enfin l'étude du courant de diode et de la caractéristique courant-tension dans le chapitre 4, nous a permis d'établir les expressions des résistances série et shunt, la puissance électrique, le facteur de forme et le rendement de conversion de la photopile puis à les étudier en fonction de la température, de l'énergie d'irradiation, de la pulsation et de la longueur d'onde. Pour terminer des modèles de circuits électriques équivalents caractérisant le mode de fonctionnement de la photopile, ont été proposés selon le mode d'éclairnement choisi.

MOTS CLES : Photopile bifaciale – Fréquence – Vitesse de recombinaison – Impédance – Résistances série et shunt - Capacité – Longueur d'onde – Température – Irradiation.