

République Algérienne Démocratique Populaire
Ministre de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ MOHAMED KHIDER



FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET SCIENCES DE LA NATURE ET DE
LA VIE

DÉPARTEMENT DE SCIENCES DE LA MATIERE

Pour obtenir le grade de Docteur en Science

Spécialité : Physique

Option : Physique des matériaux

Présentée par :

M^{me} Laiadi widad

**Simulation numérique d'effet de la couche
fenêtre $Al_xGa_{1-x}As$ sur la résistance aux
irradiations spatiales d'une cellule solaire
en arsenic de gallium (GaAs)**

Soutenue le 26 Mai 2015 Devant le jury :

M ^r A.Chala	Pr.	Univ.Biskra	Président
M ^{me} A.Meftah	Pr.	Univ.Biskra	Rapporteur
M ^r N.Sengouga	Pr.	Univ.Biskra	Examineur
M ^r L.Dehimi	Pr.	Univ.Batna	Examineur
M ^r M.Ledra	M.C.A	C.Univ.Mila	Examineur

2014/2015

DEDICACE

*A mes très chers parents
A mon cher mari et à mes très chers enfants :
Mohammed El Fateh, Nour El Iman et
Mohammed Omar El Farouk
A mes frères et mes sœurs
Sans oublier ma grande famille
A mes amis et à tous ceux que j'aime...*

Remerciements

Cette étude a été réalisée au sein du Laboratoire des Matériaux Semiconducteurs et Métalliques (LMSM) de l'Université de Biskra.

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse, Madame Meftah Afak, Professeur de l'Université Mohamed Khider - Biskra, pour la confiance et l'attention qu'elle m'a accordée. Son aide, ses conseils et le temps précieux qu'il l'a consacré m'ont été très utiles pour accomplir ce travail.

Je tiens aussi à remercier Monsieur N. Sengouga, Professeur de l'Université Mohamed Khider – Biskra pour le temps qu'il me l'a consacré, pour son aide et son appui moral aussi bien que matériel.

Je tiens à remercier M^{elle} Meftah Amjad, Professeur de l'Université Mohamed Khider – Biskra pour son aide, précieux ses conseils pertinents et le soutien moral aussi bien que matériel.

Je remercie cordialement Mr A.chala, professeur à l'université de Biskra, d'avoir accepter de présider et juger cette thèse.

Mes remerciements s'adressent également à L.Dehipi, professeur à l'université de Batna et Mr M.Ledra, Maître de conférences (M.C.A) à centre universitaire de Mila, pour l'honneur qu'ils nous ont fait en acceptant de juger la thèse.

J'adresse également mes remerciements à tous les membres du Laboratoire des Matériaux Semiconducteurs et Métalliques (LMSM), mes enseignants du département de Physique, et mes collègues.

Résumé

Un programme de simulation numérique a été développé qui permet d'estimer qualitativement et quantitativement la dégradation subit par une cellule solaire p^+nn^+ en GaAs et améliorer la résistance de la cellule à l'effet indésirable de ces particules cosmiques. Nous utilisons la simulation numérique pour faire la comparaison entre l'effet du 1MeV des irradiations des électrons, protons et neutrons sur les paramètres externes de la cellule solaire p^+nn^+ qui est un type de GaAs en addition avec une fenêtre $Al_xGa_{1-x}As$. Les paramètres externes de la cellule solaire sont : le courant de court circuit (J_{sc}), la tension du circuit ouvert (V_{oc}), le facteur de remplissage (FF) et le rendement η . Nous avons aussi étudié le lien et l'accord entre la caractéristique de densité du courant (J-V) et la réponse spectrale avec les paramètres : la fluence des irradiations, le type du piège (électron ou trou), le niveau énergétique du piège, le tout dans les trois catégories d'irradiation (électrons – protons – neutrons).

Les résultats obtenues par la simulation, se trouvent en conformité avec des mesures expérimentales correspondantes. Nos résultats, montrent que dans tous les types l'augmentation de la fluence des irradiations (entraîne) l'abaissement de la réponse spectrale et les paramètres externes de la cellule solaire. Aussi d'après les résultats de la comparaison faite, le courant électrique du circuit court (J_{sc}) est le plus sensible aux irradiations des électrons alors que les autres paramètres semblent plus sensibles aux irradiations des protons. En ce qui est des irradiations des neutrons les résultats prouvent que leur effet sur les paramètres externes est moins que celui des deux précédents.

Pour améliorer le rendement de notre cellule solaire nous avons effectué un nombre de changement au les paramètres de la cellule solaire concernant le dopage et sa structure dans tous ses diverses zones (fenêtre $p^+Al_xGa_{1-x}As$ / émetteur p^+GaAs / collecteur n^+GaAs / base $nGaAs$), d'une manière que nous avons obtenu les valeurs optimums pour les paramètres relatifs à la cellule. Le plus intéressant de ces résultats était : que l'augmentation graduelle de l'épaisseur de la fenêtre $Al_xGa_{1-x}As$ de la cellule solaire p^+nn^+ du type $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$ d'une valeur de 0.09 à 0.3 améliore la résistance de la cellule solaire contre des irradiations.

Sommaire

Remerciements	ii
Résumé	iii
Sommaire	iv
Introduction générale	2
Chapitre I : Rayonnement solaire et radiations spatiales	
I.1 Introduction	6
I.2 Rayonnement solaire	9
I.2.1 Rayonnement ionisant	9
I.2.2 Rayonnement non-ionisant	10
I.2.3 La photosphère comme source de rayonnement	10
I.2.4 Rayonnement cosmique et vents solaires	11
I.2.5 Le spectre solaire	13
I.3 Interactions des photons avec la matière	18
I.3.1 Diffusion Rayleigh	18
I.3.2 Diffusion Thomson	19
I.3.3 Effet Raman	19
I.3.4 Diffusion Compton	20
I.3.5 Effet photoélectrique	21
I.3.6 Création de paires électrons-positrons (matérialisation)	21
I.4 Radiations spatiales	23
I.4.1 Les ceinture de radiations	23
I.4.2 Type des particules	24
I.4.3 Interactions des particules massives avec la matière	26
I.5 Conclusion	27
Chapitre II : Propriétés physiques de l'arsenic de gallium	
II.1 Introduction	29
II.2 L'arsenic de gallium : Structure et propriétés physiques	30
II.2.1 Structure cristalline du GaAs	30
II.2.2 Structure de bande du GaAs	33
II.2.3 Propriétés Optoélectroniques du GaAs	34
II.3 L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$: Structure et propriétés physiques	37

Sommaire

II.3.1 Structure cristalline du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	37
II.3.2 Structure de bande du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	38
II.3.3 Propriétés optoélectroniques de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	40
II.4 Les défauts dans l'arsenic de gallium	44
II.4.1 Les défauts ponctuels	44
II.4.2 Défauts induits par les irradiations spatiales	45
II.5 Conclusion	51
Chapitre III : Effet des particules sur les cellules solaires en GaAs- Etat de l'art	
III.1 Introduction	53
III.2 Principe de la conversion photovoltaïque	53
III.3 Les cellules solaires à base de l'arsenic de gallium	55
III.3.1 Conception	55
III.3.2 Les paramètres de sortie d'une cellule solaire	57
III.4 Effet des particules sur les cellules solaires en GaAs- Etat de l'art	61
III.4.1 Effet des électrons	62
III.4.2 Effet des protons	73
III.4.3 Effet des neutrons	82
III.5 Conclusion	83
Chapitre IV : Simulation des caractéristiques électriques d'une cellule solaire	
IV.1 Introduction	85
IV.2 Equations de transport électrique	86
IV.3 Génération optique	87
IV.4 Recombinaison	90
IV.4.1 Recombinaison directe	90
IV.4.2 Recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH)	90
IV.4.3 Recombinaison Auger	92
IV.4.4 Recombinaison en surface	93
IV.5 Structure de la cellule solaire à base du GaAs	93
IV.5.1 Discrétisation de la cellule	94
IV.5.2 Discrétisation des équations	96
IV.5.3 Conditions aux limites	100
IV.5.4 Système à résoudre	101

Sommaire

IV.6 Méthode de résolution	102
IV.7 Organigramme du calcul	105
IV.8 Conclusion	106
Chapitre V : Résultats et discussion	
V.1 Introduction	108
V.2 Structure et paramètres de la cellule solaire	108
V.3 L'effet d'irradiation par des électrons énergétiques	113
V.3.1 Pièges à électrons profonds	116
V.3.2 Pièges à trou profonds	119
V.3.3 Pièges à électron non profonds	121
V.3.4 Pièges à trou non profonds	123
V.4 L'effet d'irradiation par des protons énergétiques	126
V.4.1 Pièges à électron profonds	129
V.4.2 Pièges à trou profonds	132
V.4.3 Pièges à électron non profonds	135
V.4.4 Pièges à trou non profonds	137
V.5 L'effet d'irradiation par des neutrons énergétiques	139
V.5.1 Pièges à électrons profonds	142
V.5.2 Pièges à électrons non profonds	144
V.6 Comparaison entre l'effet des trois types de particules	147
V.7 Optimisation de la cellule	148
V.7.1 Cas d'irradiation par les électrons	149
V.7.2 Cas d'irradiation par les protons	159
V.7.3 Cas d'irradiation par les neutrons	170
V.8 Conclusion	181
Conclusion générale	183
Références	185

Introduction générale

Introduction générale

Une cellule solaire, qui fonctionne sur la base de l'effet photovoltaïque, est un dispositif électronique qui convertit une fraction de l'énergie dans la lumière du soleil directement en énergie électrique. Parmi les applications les plus importantes des cellules solaires est le panneau solaire d'un satellite, qui constitue sa principale source d'énergie. L'énergie est générée dans les cellules solaires sur la base de l'effet photo-électrique, un processus de conversion de l'énergie solaire en une énergie électrique [1].

En comparaison avec les cellules solaires à base du silicium, les cellules solaires à base du GaAs sont moins influencées par les températures élevées de fonctionnement rencontrées fréquemment dans les concentrateurs. En plus, ces cellules s'adaptent mieux avec la technologie de cristallisation épitaxiale pour la croissance des alliages semiconducteurs ternaires ou quaternaires de réseaux pareils. Ceci a conduit au développement de cellules solaires multi-jonctions [2].

Les premières cellules solaires en GaAs, fabriquées par Jenny et al en 1956 ont été sous forme d'homo-jonction p/n avec une efficacité de conversion de 3 à 6 % seulement [3]. En 1962, l'efficacité de ces cellules solaires a été améliorée à 11% pour le spectre AM1. Ensuite, en 1970, Alferov [3] a essayé une approche différente pour la conception des cellules solaires à base du GaAs. En utilisant des composants ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, il a fabriqué la première cellule solaire à hétérojonction p-AlGaAs/n-GaAs. Bien que cette première cellule n'avait qu'un rendement de 10-11%, Alferov a démontré un point important, en employant un matériau d'un gap d'énergie large entre la région de base en GaAs et la surface avant, la réponse spectrale de la cellule s'est améliorée pour les longueurs d'ondes courtes [3]. En se basant sur cette idée, en 1972 Woodall et Hovel ont plutôt fabriqué une cellule à hétéro-face (juste la face avant qui est en AlGaAs) AlGaAs p/n [3]. La génération des porteurs s'est élevée dans l'émetteur, et avec un matériau d'un grand gap d'énergie pour passiver la surface avant, le nouveau design de Woodall et Hovel a montré un rendement de 15.3% pour AM1 et 19.1% pour AM2. Cinq ans plus tard, Woodall et Hovel ont amélioré le rendement de leur cellule à 21.9% pour AM1 [4]. En parallèle, Sahai et al ont fabriqué une cellule à hétéro-face mais avec une couche graduelle de l'émetteur AlGaAs et le rendement atteint de la cellule était 24.7% [3].

Introduction générale

L'étude de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques des semiconducteurs a fait l'objet de nombreux travaux depuis plusieurs décennies. Les premières études sur ces effets ont été effectuées au début des années cinquante sur le germanium vu la bonne qualité des échantillons disponibles [5]. Au cours des années soixante, d'autres travaux de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques ont été entrepris sur le silicium en raison du développement de l'industrie des transistors formés à partir de ce matériau. Avec l'amélioration des méthodes de croissance et avec l'introduction des matériaux épitaxiés dans les circuits industriels. Il y a eu une reprise de cette activité au cours des dernières années qui a été motivée par les besoins de la recherche spatiale [5].

Les imperfections et les impuretés jouent un rôle très important dans les propriétés électriques et optiques des semiconducteurs. Ainsi leur identification a été un domaine d'intérêt pour plusieurs chercheurs. Durant les trois dernières décennies l'arséniure de gallium a été le semiconducteur le plus étudié. En effet, ce dernier possède deux caractéristiques très importantes, à savoir, une grande mobilité des porteurs et un gap direct. Ces caractéristiques ont rendu ce matériau très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique [5].

Plusieurs techniques ont été développées pour étudier les propriétés électriques et optoélectroniques des semiconducteurs GaAs. Parmi ces techniques, on cite :

- Les méthodes de spectroscopie transitoire pour étudier les pièges profonds (Deep Level Transient Spectroscopy ou DLTS), et celles à capacité isothermique (Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy ou ICTS) [6].
- Des méthodes utilisant des échantillons de configuration coplanaire pour analyser le photocourant transitoire, et en extraire la densité des états localisés tel que : la méthode de transformée de Fourier [7] et la méthode de pré-recombinaison [4].

L'objectif de ce travail est de faire une étude par simulation numérique de l'effet des irradiations par trois types de particules: électrons, protons et neutrons d'une énergie de 1 MeV sur les performances de la cellule solaire de type p+/n en GaAs avec une fenêtre graduelle ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Par conséquent, notre travail va être structuré de la manière suivante :

Le premier chapitre est un chapitre introductif des notions générales et spécifiques au rayonnement solaire et les radiations spatiales. Dans le deuxième chapitre, nous présentons la structure et les propriétés physiques de l'arsenic de gallium et les défauts

Introduction générale

introduits dans l'arsenic de gallium lors de l'élaboration ou suite aux irradiations spatiales. Le troisième chapitre présente un état de l'art de l'effet des radiations spatiales (électrons, protons, neutrons) dans les cellules solaires à base de l'arsenic de gallium. Le quatrième chapitre présente le modèle physique et numérique des équations de transport électrique dans la cellule solaire étudiée, la discrétisation des équations selon la méthode des différences finies et la résolution du système selon la méthode itérative de Newton. Le cinquième chapitre constitue le propos essentiel de ce travail dans lequel une présentation détaillée des résultats de la simulation est effectuée, en discutant notamment l'effet des défauts induits par les irradiations des électrons, des protons, et des neutrons sur les performances de la cellule solaire de type p+/n en GaAs avec une fenêtre graduelle ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Une étude d'optimisation de la résistance de la cellule à ces irradiations est également effectuée.

Chapitre I : Rayonnement solaire et radiations spatiales

I.1 Introduction :

L'énergie renouvelable est n'importe quelle source d'énergie maintenable qui vient de l'environnement naturel. Les formes les plus fréquentes de l'énergie renouvelable sont le soleil, le vent, et l'hydraulique. Shell Oil prévoit que 50% de l'énergie du monde va être fournie par les sources renouvelables vers 2040 [8]. Chaque heure, le soleil éclabousse la terre avec beaucoup plus d'énergie que la population entière du globe en consomme. Par conséquent, l'énergie solaire a la propriété souhaitable d'être essentiellement illimitée [8]. Énergie naturelle par excellence, le Soleil, cet astre incandescent dont la température de surface est voisine de 5 500 °C, nous dispense chaleur et lumière. Centre de notre système planétaire, sa place est si grande dans l'activité terrestre sous toutes ses formes qu'il fut bien souvent objet d'adoration [9].

Le Soleil (Figure I.1) est une étoile parmi d'autres, formée comme toutes à partir d'hydrogène et d'hélium présents dès le début de notre univers actuel. Le processus qui mène du nuage de gaz à l'étoile est piloté par la gravité : une zone plus dense de l'espace attire à elle la matière environnante avec pour effet de faire croître la densité de cette zone, sa masse et donc son attraction gravitationnelle. Lors d'une première étape, la masse volumique locale augmente jusqu'à une valeur proche de celle de l'eau. Quatre effets se conjuguent alors, avec des efficacités variables, mais qui tous contribuent à augmenter la température : les collisions, la pression gravitationnelle, le réchauffement par le rayonnement des autres étoiles et enfin un chauffage dû à la dissociation des molécules d'hydrogène en atomes. La température croît jusqu'à environ 100 000 K en 100 000 ans puis, en une quinzaine de millions d'années, dépasse dix millions de degrés. La pression gravitationnelle est alors si élevée que les noyaux d'hydrogène, surmontant les forces électrostatiques qui les repoussent, se rapprochent les uns des autres. Des protons vont fusionner et former des noyaux à quatre nucléons : l'hélium. C'est la fusion nucléaire. Un noyau d'hélium est plus léger que quatre noyaux d'hydrogène : la différence de masse s'est transformée en énergie. On a créé une étoile. Ces réactions de fusion nucléaire fournissent à l'étoile l'énergie qui la fait briller et qui, en créant une pression interne qui s'oppose à la gravitation, empêche la contraction de se poursuivre. L'astre s'installe dans un nouvel état stationnaire : son rayon et son débit d'énergie demeurent pratiquement constants, sa couleur ne change pas. Il est entré dans la phase qui est celle de notre Soleil, celle de 80 %

des étoiles observables dans le ciel, la séquence principale. Elle a commencé il y a 4,6 milliards d'années pour le Soleil, et durera encore environ 5 milliards d'années [10].

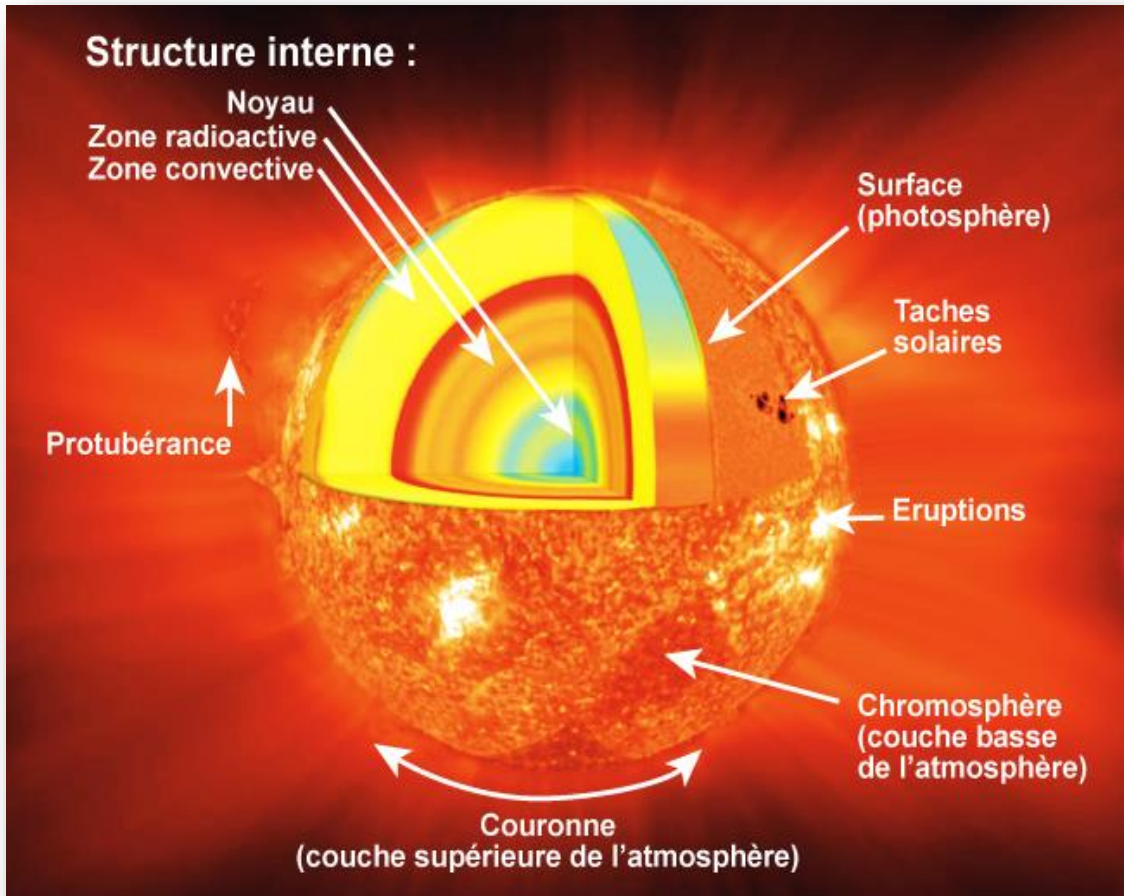


Figure I.1: Le soleil; structure interne [11].

Tout au long de sa durée de vie, un vaisseau spatial en orbite est exposé continuellement au rayonnement de haute énergie. L'environnement orbital de la Terre se caractérise par la magnétosphère qui est le produit de l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre, comme c'est indiqué dans la figure I.2. Les zones de rayonnement de la Terre, dénommées les ceintures de Van Allen, se composent d'électrons et de protons piégés magnétiquement, en fournissant l'environnement hostile responsable de la dégradation de l'efficacité des cellules solaires en orbites [12].

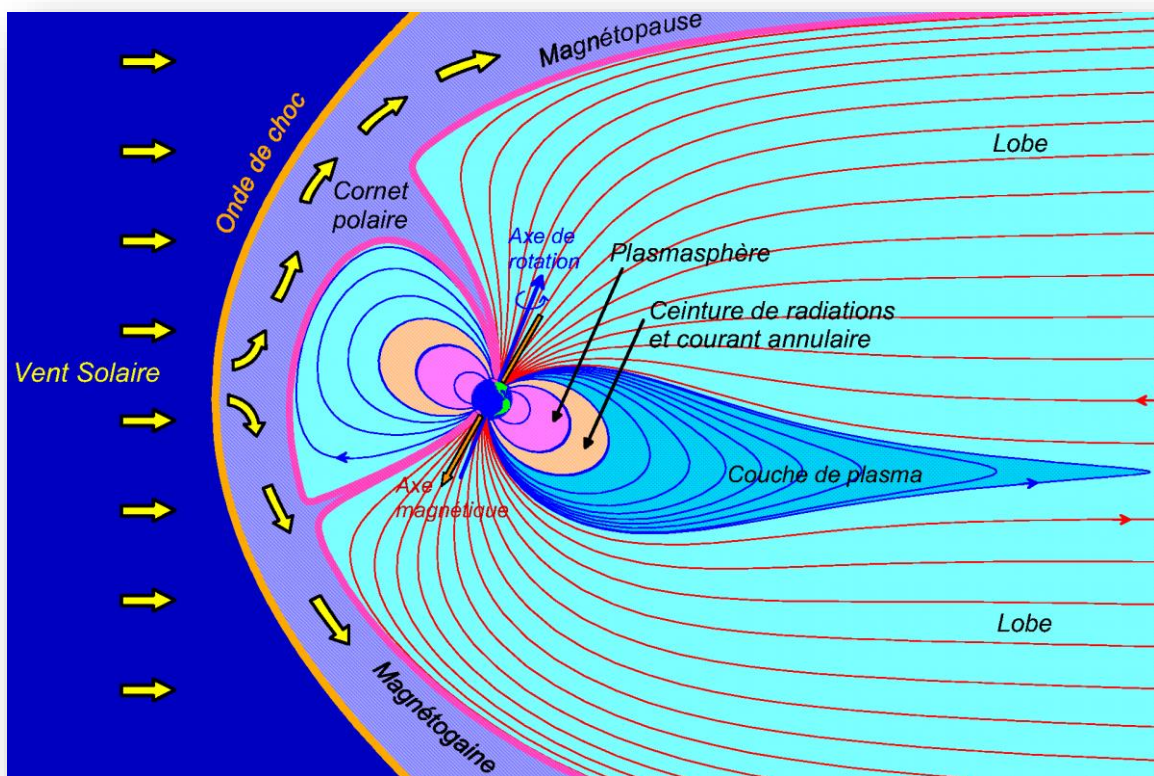


Figure I.2 : Vue en coupe de la magnétosphère [13].

Le domaine spatial est certainement le plus complexe et le plus contraignant (avec celui des grands accélérateurs de particules) en matière de fiabilité des circuits intégrés en environnement radiatif. La grande variété des particules et la quasi-inaccessibilité des systèmes au cours de leurs missions contribuent à faire de l'évaluation de cette fiabilité une étape à la fois délicate et cruciale. De nombreux dysfonctionnements de satellites imputables aux radiations ont été répertoriés.

La Terre et son environnement immédiat sont protégés par l'atmosphère. Celle-ci constitue un véritable écran semi-perméable arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace. Les particules qui franchissent cette barrière naturelle présentent un niveau de dangerosité qui ne cesse de croître vis à vis de la fiabilité des systèmes électroniques terrestres modernes [14].

Les principales composantes de l'environnement radiatif spatial sont classées, suivant leur origine, en quatre catégories : le vent et les éruptions solaires, le rayonnement cosmique ainsi que les ceintures de radiations. Les composants électroniques, placés in situ

dans cet environnement, sont soumis à l'effet de photons, d'électrons, de protons et d'ions d'origines et d'énergies diverses [14].

I.2 Rayonnement solaire :

Le terme rayonnement désigne le processus de transfert d'énergie impliquant une particule porteuse. Selon la nature électrique de cette dernière, deux classes se présentent: les particules chargées et les particules neutres. Le rayonnement chargé inclut les électrons et les particules lourdes chargées alors que pour le rayonnement neutre, on retrouve les photons (rayonnement électromagnétique) et les neutrons [15]. Le rayonnement solaire est un rayonnement électromagnétique compris dans une bande de longueur d'onde variant de 0.22 à $10\mu m$ [16]. Le rayonnement électromagnétique a un double aspect ondulatoire et corpusculaire. Le corpusculaire est le photon de masse nulle ; son énergie est reliée à la fréquence ν ou à la longueur d'onde λ de l'onde associée par la fameuse formule [16]:

$$E = h\nu = hc/\lambda \quad (I.1)$$

h : Constante de Planck et c : vitesse de la lumière.

I.2.1 Rayonnement ionisant :

Un rayonnement ionisant est un rayonnement capable de déposer assez d'énergie dans la matière qu'il traverse pour créer une ionisation. L'ionisation est l'action qui consiste à enlever ou ajouter des charges à un atome ou une molécule. L'atome - ou la molécule - perdant ou gagnant des charges n'est plus neutre électriquement [17]. Les différents types des rayonnements solaires ionisants sont résumés dans le tableau I.1.

Type de rayonnement		Rayonnement ionisant	Charge élémentaire	Masse (MeV/c^2)
Rayonnements électromagnétiques	Indirectement ionisant	Rayonnement ultraviolet	0	0
		Rayon X		
		Rayon gamma		
Rayonnements particuliers	Indirectement ionisant	Neutron	0	940
	Directement ionisant	Electron / particule β^-	-1	0.511
		Positron / particule β^+	+1	0.511
		Muon	-1	0.106
		Proton	+1	938
		Ion 4_1H_e / particule α	+2	3730

Tableau I.1 : Les différents types des rayonnements solaires ionisants.

I.2.2 Rayonnement non-ionisant :

Un rayonnement non-ionisant désigne un type de rayonnement pour lequel l'énergie électromagnétique transportée par chaque quantum est insuffisante pour provoquer l'ionisation d'atomes ou de molécules. Ces radiations peuvent cependant avoir suffisamment d'énergie pour provoquer le passage d'un électron sur un niveau d'énergie plus élevé. Parmi les rayonnements non-ionisants, on compte les rayonnements du proche ultraviolet, la lumière visible, l'infrarouge, les micro-ondes, les ondes radio et les champs statiques.

I.2.3 La photosphère comme source de rayonnement :

La photosphère est une surface dynamique, de laquelle s'élèvent des bulles plus ou moins grosses de matière chaude, les granulations ou les super granulations avec des rythmes propres. Elles montent, elles descendent, montent, descendent. Si leur durée de vie varie de 18 minutes en moyenne pour les granulations à 20 heures en moyenne pour

les super granulations, le mouvement ascendant et descendant se fait avec une période globale de 5 minutes : sur ce temps-là, le nombre de bulles qui naissent est le même que le nombre de bulles qui disparaissent. Cette mesure est l'un des tout premiers résultats d'une branche de l'astrophysique appelée sismologie solaire, discipline qui s'est avérée l'une des plus fécondes des dernières années. En effet, elle s'est attachée à expliquer certaines oscillations du Soleil, telles ces 5 minutes, en imaginant des ondes se propageant à l'intérieur de l'étoile. Selon les paramètres du milieu traversé, on obtient des trajectoires, des atténuations différentes. Grâce au calcul, à la modélisation physique, l'observation de l'enveloppe renseigne alors sur l'intérieur ! [10].

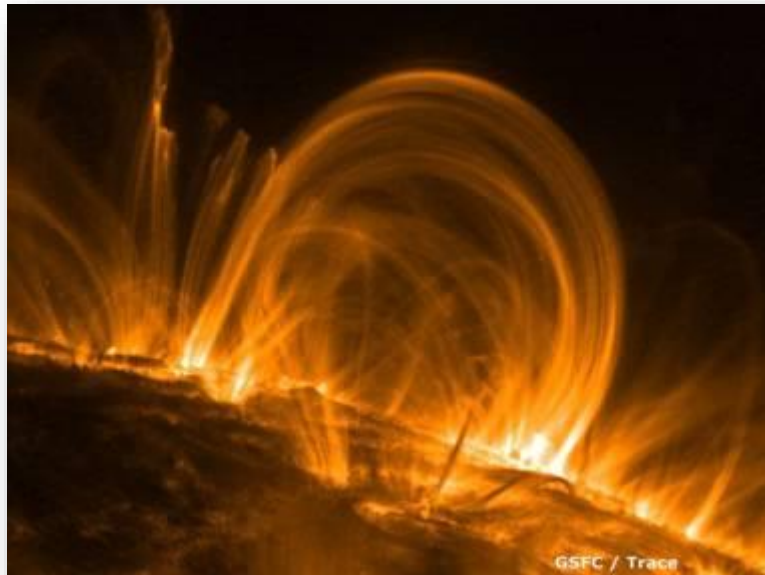


Figure I.3 : La photosphère.

I.2.4 Rayonnement cosmique et vent solaire :

Le rayonnement cosmique se compose de 85 % de noyaux d'hydrogène (les protons), 12.5 % de noyaux d'hélium (les particules alpha), 1 % de noyaux d'atomes plus lourds et 1,5 % d'électrons. Ces proportions sont différentes de celles du vent solaire, dans lequel les électrons sont à parité avec les ions, et les protons constituent environ 95 % de ces derniers [10, 17]. Est-ce à dire que le Soleil possède une composition unique dans l'univers ? Non, mais simplement que les particules les plus légères (les électrons) sont absorbées préférentiellement au cours de leur périple cosmique. En ce qui concerne les ions, ils sont

dans une proportion similaire à celle du système solaire, à des exceptions notables mais bien expliquées pour des ions lithium, béryllium ou bore qui sont issus de réactions nucléaires suite à des collisions [10].

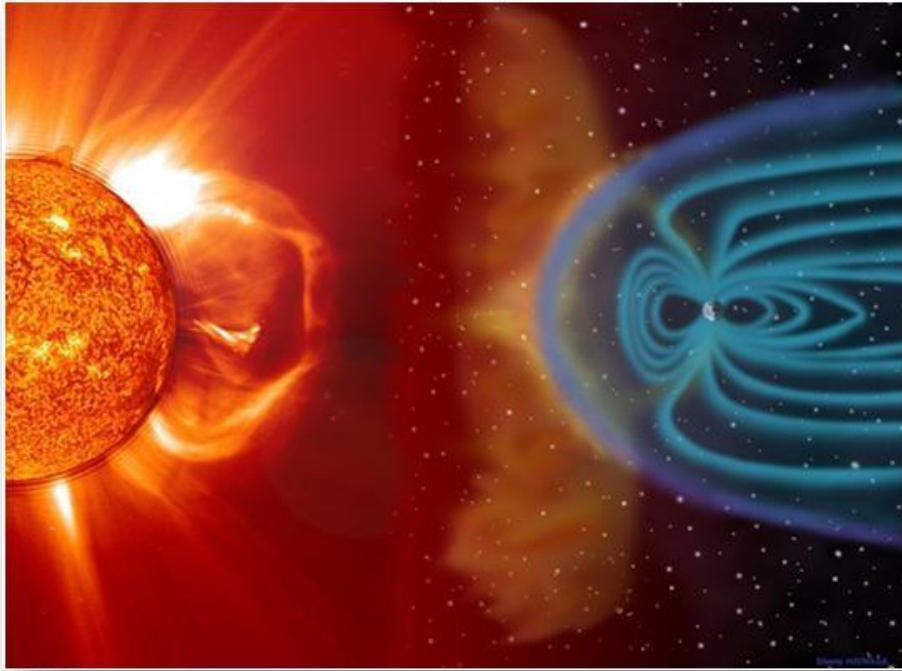


Figure I.4: Rayonnement cosmique et vents solaires [18].

Le rayonnement visible n'est qu'une partie de tout le rayonnement solaire issu de la photosphère. Mais par ailleurs, la photosphère est le lieu d'expulsion de matière solaire, une évaporation permanente connue par le nom « vent solaire ». La couche la plus externe de l'intérieur solaire, la « zone convective », est en perpétuelle ébullition. Trop loin du centre pour être compactée par gravité, pas assez dense pour enclencher des réactions nucléaires, elle possède une force dynamique. Or, la matière dont elle est composée est une matière ionisée, un « plasma ». Une de ses propriétés essentielles est sa sensibilité à la présence d'un champ électromagnétique, ou sa capacité à générer par son mouvement un champ électromagnétique propre. Le socle de la zone convective s'appelle la tachocline. Là, le plasma en mouvement frotte sur la zone radiative compactée. Là naît le champ magnétique solaire. Chacun sait que l'eau qui boue projette des gouttelettes au-dessus de la surface. Il en va de même sur le Soleil. Cependant, en raison de la nature de la matière solaire, cette éjection a une origine qui diffère quelque peu de celle de l'eau bouillante, et

est fortement liée à la présence du champ magnétique. De surcroît, la matière éjectée, elle-même ionisée, est de ce champ magnétique. On peut ainsi la qualifier indifféremment de « vent solaire » ou de « champ magnétique interplanétaire », selon les aspects auxquels on s'intéresse [10].

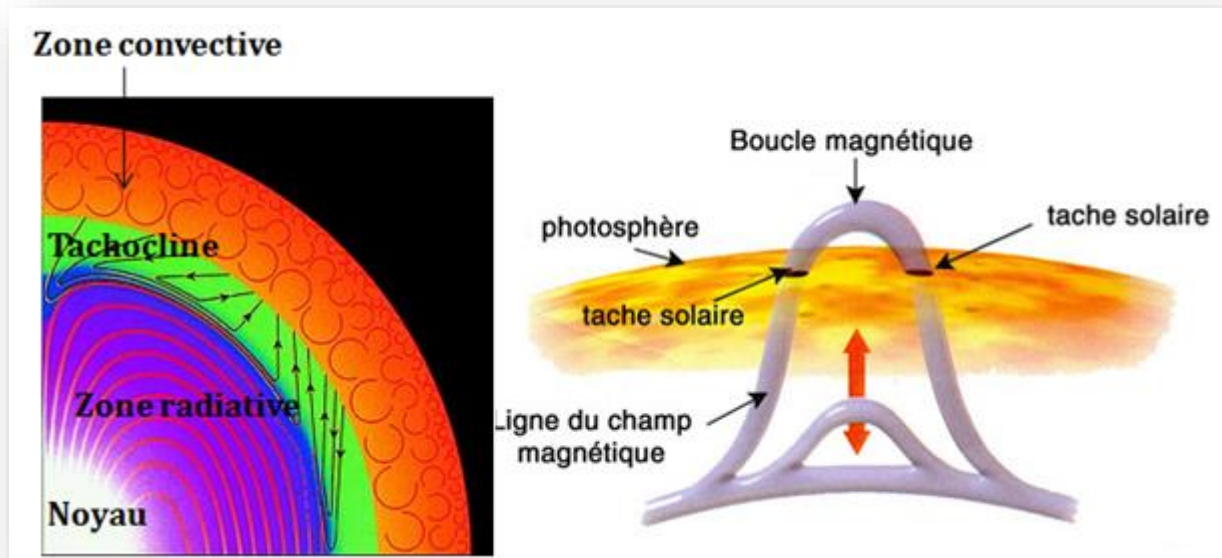


Figure I.5 : Champ magnétique solaire.

I.2.5 Le spectre solaire :

L'intensité du spectre solaire hors atmosphère est de $1.367 \text{ KW}/\text{m}^2$ [16]. La répartition spectrale (en longueurs d'onde) est assez simple puisqu'elle est à peu près celle d'un corps noir à 5700 K [16, 20]. L'énergie associée à ce rayonnement solaire se décompose approximativement en [16] :

- 9% dans la bande des ultraviolets ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$).
- 47% dans le visible ($0.4 < \lambda < 0.8 \mu\text{m}$).
- 44% dans la bande des infrarouges ($\lambda > 0.8 \mu\text{m}$).

Sur terre, le spectre solaire est modifié en intensité (de l'ordre de $1000 \text{ W}/\text{m}^2$) et en distribution spectrale énergétique. Cette modification est due à l'absorption par l'atmosphère (vapeur d'eau, gaz carbonique, etc...). La Figure I.6 donne l'allure du spectre hors atmosphère et au niveau de la mer lorsque le soleil est au zénith. Les ordonnées

représentent le flux de puissance en fonction de la longueur d'onde en microns, que l'on appelle aussi l'irradiance spectrale. On qualifie souvent ces différents spectres par la masse d'air traversée, une masse d'air 1 correspond par définition à l'épaisseur de l'atmosphère terrestre [16, 19, 20]. Le premier spectre (hors atmosphère) est donc appelé *AM0* (Air Mass 0, la masse d'air est nulle) et le second (lorsque le soleil est au zénith) *AM1* [16, 19]. Le spectre de référence, correspond à *AM1.5* constitue une estimation des latitudes moyennes, et il s'étale de $0.3\mu m$ à $2\mu m$. Chaque fois que l'on désira comparer les performances des convertisseurs photovoltaïques il sera nécessaire de se ramener à ce spectre de référence [16].

a) Masse d'air :

Le rayonnement solaire est partiellement absorbé lors de son passage à travers l'atmosphère. L'absorption est presque entièrement causée par des gaz de faible concentration dans la région infrarouge du spectre solaire, ces gaz sont la vapeur d'eau (H_2O), le dioxyde de carbone (CO_2), le protoxyde d'azote (N_2O), le méthane (CH_4), les fluorocarbures, ainsi que la poussière et, dans la région ultraviolet du spectre, par l'ozone et l'oxygène. L'absorption augmente évidemment avec la longueur du trajet à travers l'atmosphère et donc avec la masse d'air à travers laquelle le rayonnement passe. Pour une épaisseur l_0 de l'atmosphère, la longueur du trajet l dans l'atmosphère du rayonnement incident du soleil à un angle α par rapport à la normale de la surface de la terre (Figure I.7) est donnée par [21]:

$$l = l_0 / \cos\alpha \quad (I.2)$$

Le rapport l/l_0 est appelé le coefficient de la masse d'air. Il caractérise le spectre solaire réel résultant de l'absorption d'une couche d'air d'épaisseur l . Puisque hors atmosphère il n'y a pas de distance atmosphérique parcourue par la lumière le spectre est désigné par *AM0*, alors qu'en incidence normale le $\cos\alpha$ est égal à 1 pour cette raison le spectre est désigné par *AM1*.

Le spectre standard des climats modérés est *AM1.5*, ce qui correspond à un angle d'incidence du rayonnement solaire de 48° par rapport à la normale de la surface [21].

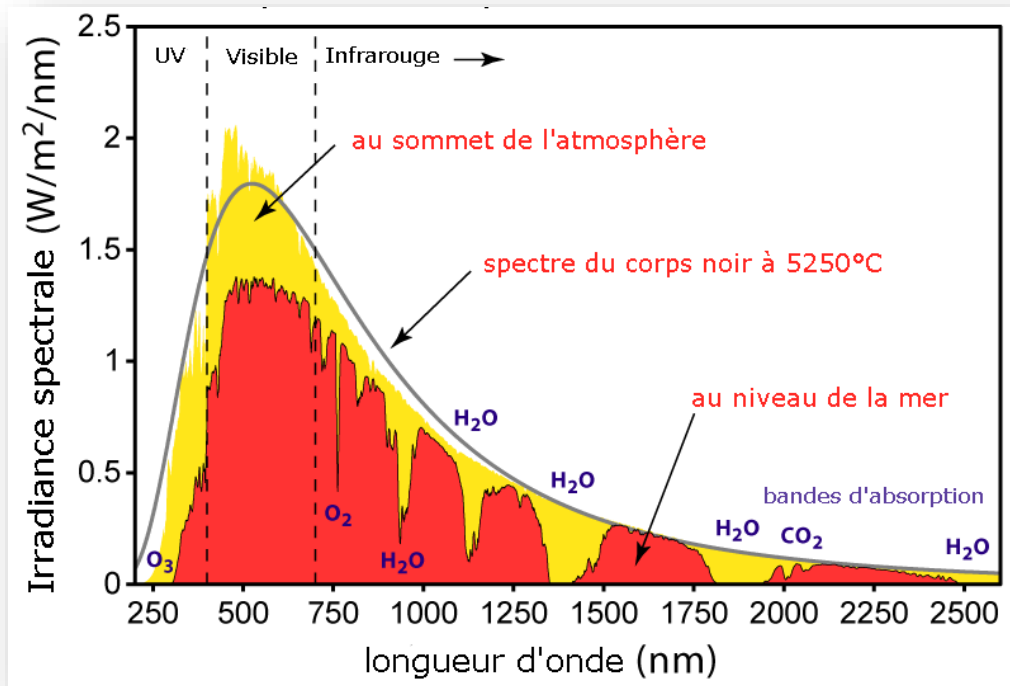


Figure I.6 : Spectre solaire.

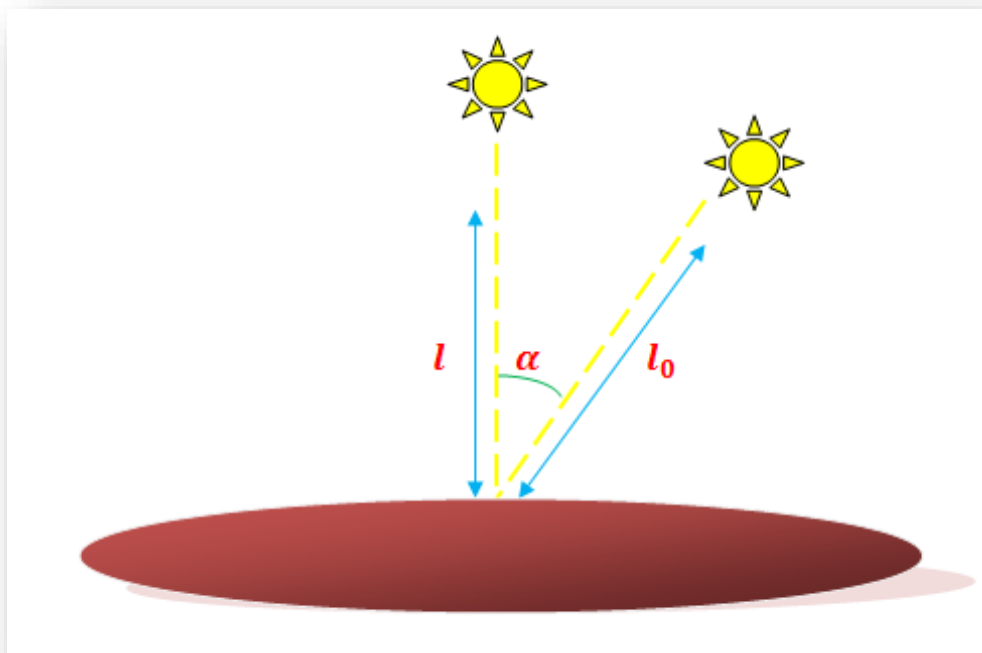


Figure I.7 : Le coefficient de la masse d'air.

b) Flux des photons :

La lumière peut être considérée sous forme d'ondes électromagnétiques de longueurs d'onde λ ou sous forme de photons, corpuscules possédant une énergie E liée à λ par la relation de Planck (Eq.I.1). Les longueurs d'onde de rayonnements solaire terrestre sont comprises entre $0.2\mu m$ (Ultra-violet) et $0.4\mu m$ (Infra-rouge) avec un maximum d'énergie pour $0.5\mu m$. 97.5% de l'énergie solaire est comprise entre $0.2\mu m$ et $2.5\mu m$. De $0.4\mu m$ à $0.78\mu m$, le spectre correspond au domaine du visible. Les capteurs d'énergie solaire doivent donc être compatibles avec ces longueurs d'ondes pour pouvoir piéger les photons et les restituer sous forme de chaleur ou d'électrons. Le tableau I.2 donne les valeurs énergétiques caractéristiques des photons pour diverses longueurs d'ondes, ainsi que les zones correspondantes au spectre lumineux [22].

Le flux des photons est défini comme étant le nombre de photons par unité de temps et de surface:

$$\phi = \frac{\text{nombre}}{s \cdot m^2} \quad (I.3)$$

Le flux des photons est important dans la détermination du nombre des électrons qui sont générés, et par la suite le courant généré par une cellule solaire. Puisque le flux de photons ne donne pas d'information sur l'énergie (ou longueur d'onde), l'énergie ou la longueur d'onde des photons dans la source de la lumière doit être spécifiée. En déterminant l'énergie et le flux des photons, on peut calculer la densité de puissance des photons à une longueur d'onde donnée:

$$P(W/m^2) = \phi \cdot \frac{hc}{\lambda} \quad (SI) \quad (I.4.a)$$

$$P(W/m^2) = \phi \cdot q \cdot \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \quad (I.4.b)$$

$$P(W/m^2) = \phi \cdot q \cdot E(eV) \quad (I.4.c)$$

$\lambda(\mu m)$	$E (eV)$	Zone
0.2	6.2	Ultra-violet
0.4	3.1	Visible bleu
0.5	2.48	Visible jaune-vert
0.78	1.59	Visible rouge
1	1.24	Infrarouge
2	0.64	Infrarouge
4	0.31	Infrarouge

Tableau I.2 : Valeurs énergétiques des photons issus du spectre solaire [23].

c) Irradiance :

L'atmosphère terrestre est en grande partie très étanche à l'irradiation solaire. Le rayonnement électromagnétique solaire arrive à la surface de la terre en grande partie sous forme de lumière à travers la fenêtre atmosphérique. Son intensité correspond environ à celle d'un corps noir avec une température 5785 °K. A partir de ce critère, on peut calculer son intensité en utilisant la loi de Stefan-Boltzmann [22]:

$$I = k_B \cdot T_s^4 \quad (I.5)$$

Avec :

I : Intensité de l'irradiation solaire (W/m^2), k_B : la constante de Stefan-Boltzmann est égale à $5.67 \times 10^{-8} W/m^2 K^4$ et T_s : la température à la surface solaire est égale à 5785 °K [22].

L'irradiance spectrale en fonction des longueurs d'onde (ou l'énergie), F , est la méthode la plus commune pour caractériser une source de lumière. Cette grandeur donne la densité de puissance à une longueur d'onde particulière. L'unité de l'irradiance est en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$. Le terme Wm^{-2} est la densité de puissance à la longueur d'onde $\lambda(\mu m)$. Le m^{-2} reflète l'aire de la source de la lumière et le μm^{-1} reflète la longueur d'onde considérée.

$$F(W \cdot m^{-2}\mu m^{-1}) = \phi \cdot \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda} (SI) \quad (I.6.a)$$

$$F(W \cdot m^{-2}\mu m^{-1}) = \phi \cdot q \cdot \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda(\mu m)} \quad (I.6.b)$$

La densité de puissance totale est obtenue en intégrant l'irradiance spectrale sur toutes les longueurs d'onde (ou énergie):

$$P = \int F(\lambda)d\lambda \quad (1.7)$$

I.3 Interactions des photons avec la matière :

L'interaction des photons avec la matière est un phénomène complexe qui fait intervenir de nombreux processus. La plupart du temps, l'importance de ces processus dépend de l'énergie du photon. Le photon existant sur une gamme très étendue de longueur d'onde, il est bien difficile de traiter de manière complète son interaction avec la matière. Par exemple dans le domaine allant de l'ultraviolet lointain aux rayons γ de grande énergie, les effets les plus importants sont l'absorption et la diffusion des photons sur des électrons liés [24].

On peut imaginer plusieurs processus d'interaction du photon selon que l'on considère son absorption totale ou simplement sa diffusion (élastique ou inélastique), sur un électron (libre ou lié), ou dans le champ électrique de l'électron ou du noyau. La plupart de ces phénomènes ont été observés et nous en donnons une rapide description [24].

I.3.1 Diffusion Rayleigh :

La diffusion Rayleigh est la diffusion élastique cohérente (sans changement de longueur d'onde) sur un électron lié. Elle est encore sensible vers 100 keV surtout pour les éléments lourds (à cause de sa variation en Z^2) mais dans ce cas elle est limitée aux petits angles de diffusion à cause de l'énergie de recul. Elle est essentiellement importante pour des photons de basse énergie, dans le domaine visible particulièrement. Cette diffusion donne la couleur bleu du ciel.

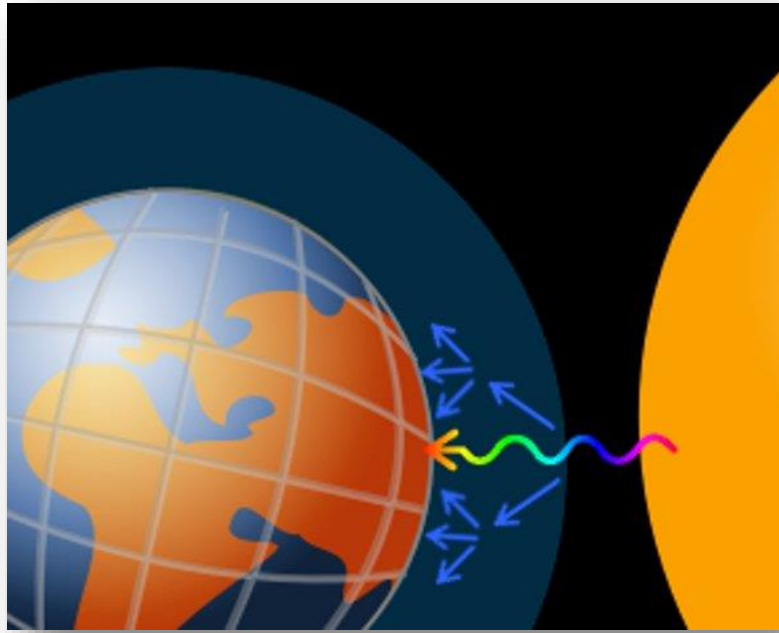


Figure I.9: Diffusion Rayleigh des photons visibles par les molécules de l'atmosphère.

I.3.2 Diffusion Thomson :

La diffusion Thomson est aussi une diffusion élastique cohérente mais sur un électron libre. La section efficace de ce phénomène peut être obtenue par un calcul classique d'électrodynamique. Il faut remarquer qu'elle ne dépend pas de l'énergie du photon ; intégrée sur tout l'espace, elle vaut 0,665 barn ($10^{-28}m^2$) par électron.

Dans la mesure où l'énergie du photon incident est grande devant les énergies de liaison des électrons, ceux-ci peuvent être considérés comme libres. La section efficace atomique de diffusion Thomson doit être Z fois plus grande que la section efficace électronique, Z étant le numéro atomique de l'atome diffuseur. C'est cette dépendance linéaire de l'intensité des photons diffusés avec Z qui a permis d'associer le numéro atomique d'un élément au nombre d'électrons de son cortège électronique.

I.3.3 Effet Raman :

L'effet Raman est la diffusion inélastique du photon sur un électron lié, avec excitation de l'électron vers un état excité de l'atome ou de la molécule. Les applications analytiques sont très importantes et connaissent actuellement un développement avec la disponibilité des faisceaux lasers.

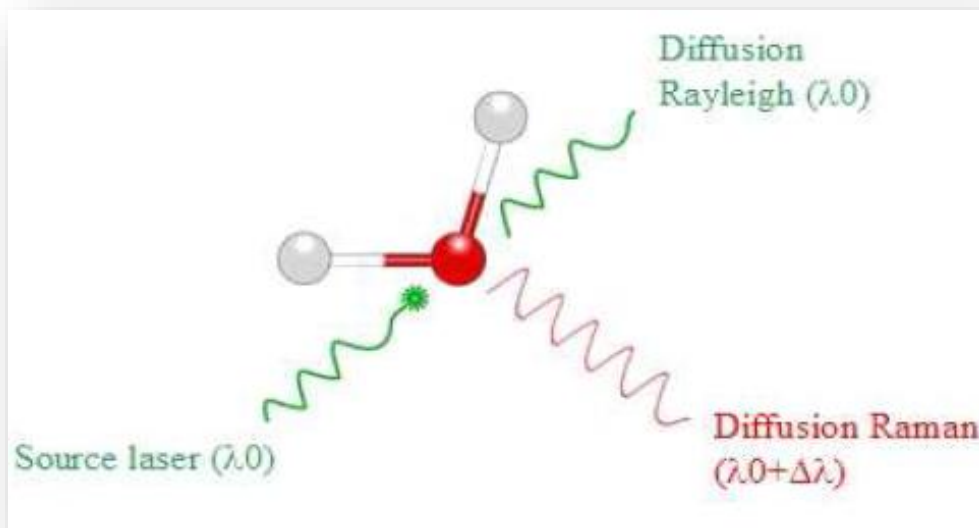


Figure I.10 : Diffusion Rayleigh et Diffusion Raman.

I.3.4 Diffusion Compton :

La diffusion Compton représente la diffusion élastique incohérente (avec changement de longueur d'onde) d'un photon sur un électron libre. C'est du moins l'image qui en a été donnée à sa découverte. Il est plus exact de parler de diffusion inélastique avec éjection d'un électron lié vers un état du continuum (ionisation de l'atome et libération de l'électron), ce qui la distingue expérimentalement de l'effet Raman. Pour des photons de très grande énergie (environ 100 MeV) on peut aussi observer l'effet Compton nucléaire.

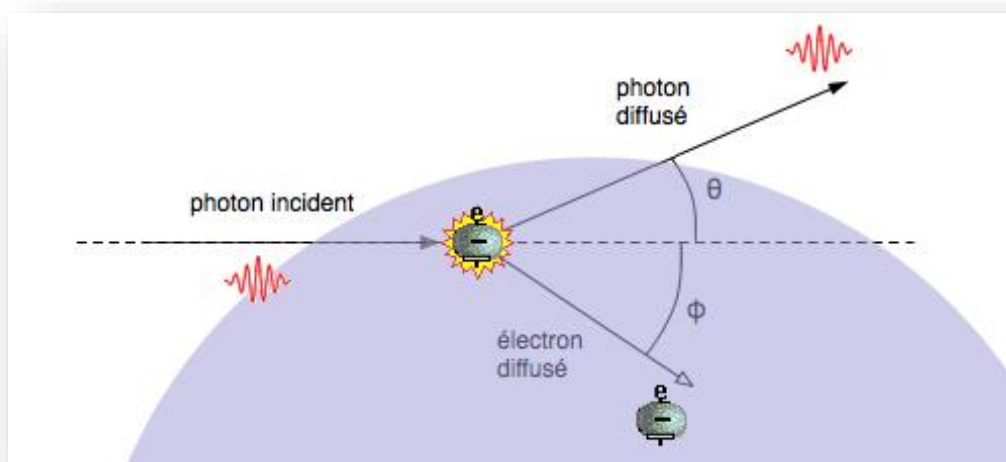


Figure I.11 : Diffusion Compton.

I.3.5 Effet photoélectrique :

Le photon incident est absorbé et libère un électron de la couche interne de l'atome cible. Un photon de fluorescence est émis lorsqu'un électron des couches supérieures prend la place laissée vacante. Cet effet est prépondérant pour les photons de basses énergies [17]. Cet effet est à la base de très nombreuses méthodes d'analyse. Avec un spectre excitateur continu on peut étudier l'absorption des photons dans un échantillon et observer les seuils d'ionisation. La structure de ces seuils commence à être interprétée et apporte d'intéressants renseignements sur l'environnement de l'atome ionisé [25].

I.3.6 Création de paires électrons-positrons (matérialisation):

Quand le photon interagit avec le noyau atomique, il peut créer une paire électron / positron, à condition que le photon ait une énergie supérieure à 1.022 MeV , soit deux fois l'énergie d'un électron au repos. L'excédent d'énergie est transmis aux deux particules sous forme d'énergie cinétique. Ce processus est dominant pour les photons de forte énergie [17].

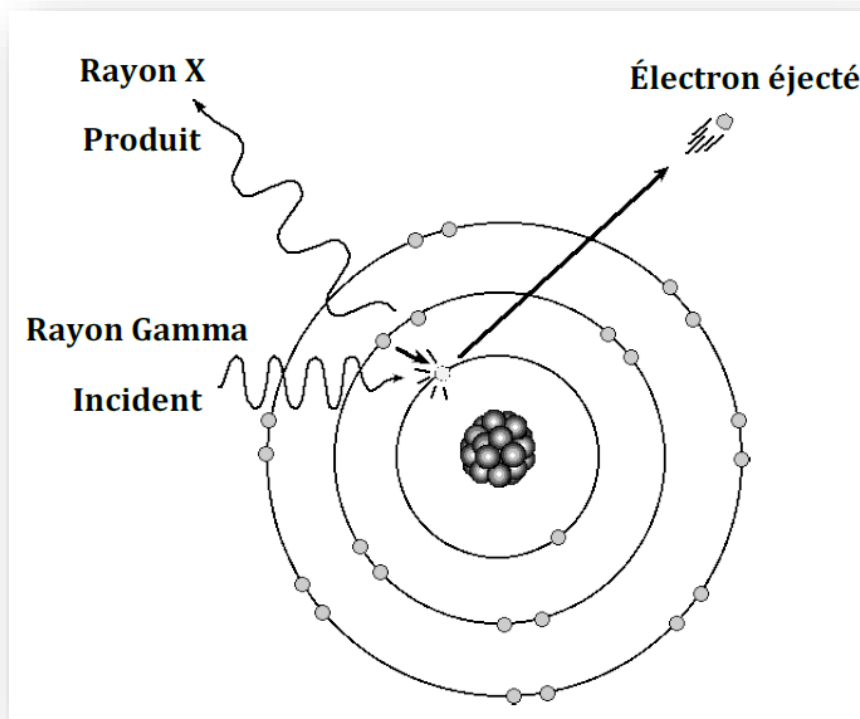


Figure I.12: L'effet photoélectrique.

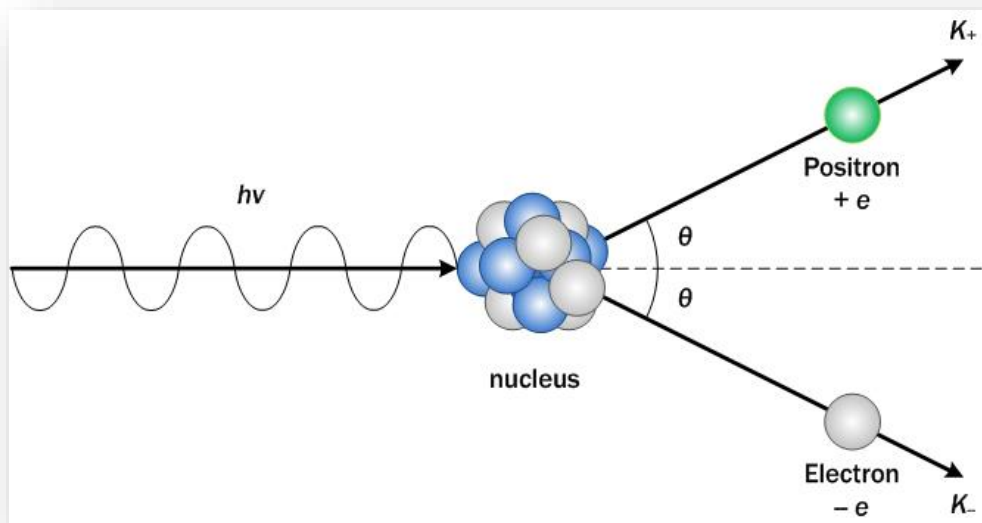


Figure I.13: Création de paires électrons-positrons.

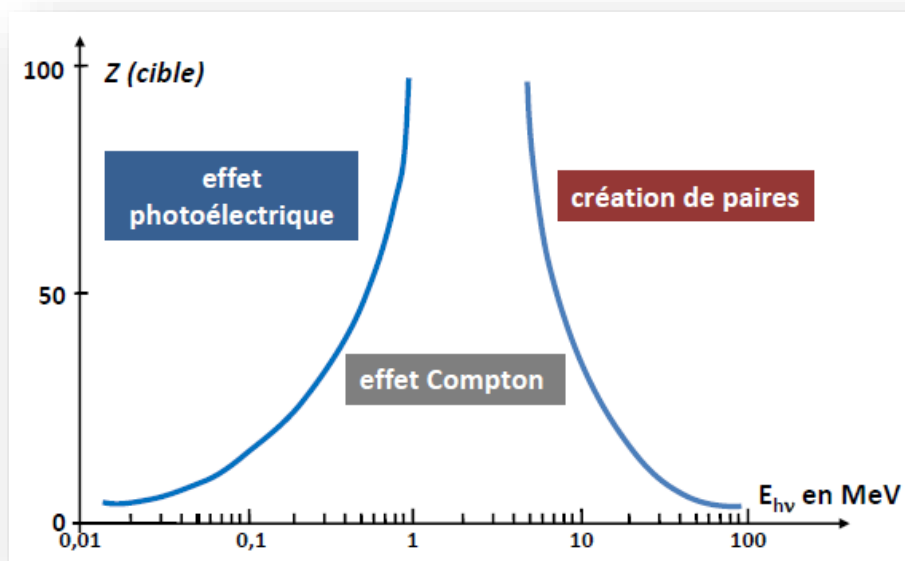


Figure I.14 : Effets dominants lors de l'interaction de photons avec la matière en fonction du numéro atomique de l'atome cible et de l'énergie du photon incident [25].

L'effet photonucléaire a aussi été observé à très haute énergie. C'est l'absorption complète d'un photon sur le noyau dans son ensemble avec libération d'un nucléon [24]. Ces différents processus de l'interaction des photons avec la matière sont résumés dans le tableau I.3.

atténuation du flux de photons	diffusion	diffusion Thomson – Rayleigh	
		diffusion Compton	
	absorption	interaction $h\nu$ – électron	effet photoélectrique
		interaction $h\nu$ – noyau	matérialisation réaction photonucléaire

Tableau I.3: Différents processus des interactions photons matière.

I.4 Radiations spatiales :

L'environnement radiatif rencontré lors d'une mission orbitale a pour origine la magnétosphère terrestre. Celle-ci peut être vue comme une cavité naturelle en forme de comète dans l'espace interstellaire, au sein de laquelle la Terre est relativement bien protégée des influences extérieures. La magnétosphère est compressée du côté du soleil : elle s'étend de 6.5 à 15 RT (1 Rayon Terrestre = 6380 km), et s'étire du côté opposé sur plusieurs centaines de RT . Le champ magnétique terrestre à l'origine de la magnétosphère est dû en première approche au mouvement de convection du noyau de la planète. Aux abords de la Terre, les particules chargées sont piégées par le champ magnétique, formant les ceintures de radiations, aussi appelées ceintures de Van Allen [25].

I.4.1 Les ceinture de radiations :

Il existe deux ceintures de radiations : l'une piégeant les protons et l'autre les électrons. La ceinture de protons est constituée de protons d'énergies comprises dans la gamme [1 keV – 100 MeV] dans une zone allant de 1 à 7 RT . Les électrons piégés ont eu une énergie comprise dans la gamme [1 keV – 30 MeV] dans une zone allant de 1 à 10 RT [25]. Une vue iso flux des deux ceintures de radiations est présentée sur la figure (I.15) pour les protons d'énergies supérieures à 10 MeV et les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV. Un simple maximum est observé pour la ceinture de protons, dont la position dans l'espace dépend de l'énergie des protons considérés (1.7 RT pour les protons de 10 MeV). La ceinture d'électrons est composée de deux parties, interne et externe. La ceinture

interne est centrée autour de $1.4 RT$ et s'étend jusqu'à $2.8 RT$ pour les électrons de $1 MeV$. Dans cette zone, les flux d'électrons sont stables et les énergies peuvent atteindre quelques dizaines de MeV . La ceinture externe d'électrons est centrée autour de $5 RT$ et s'étend jusqu'à $10 RT$. Les électrons γ sont relativement instables et d'énergies pouvant atteindre $7 MeV$ [25].

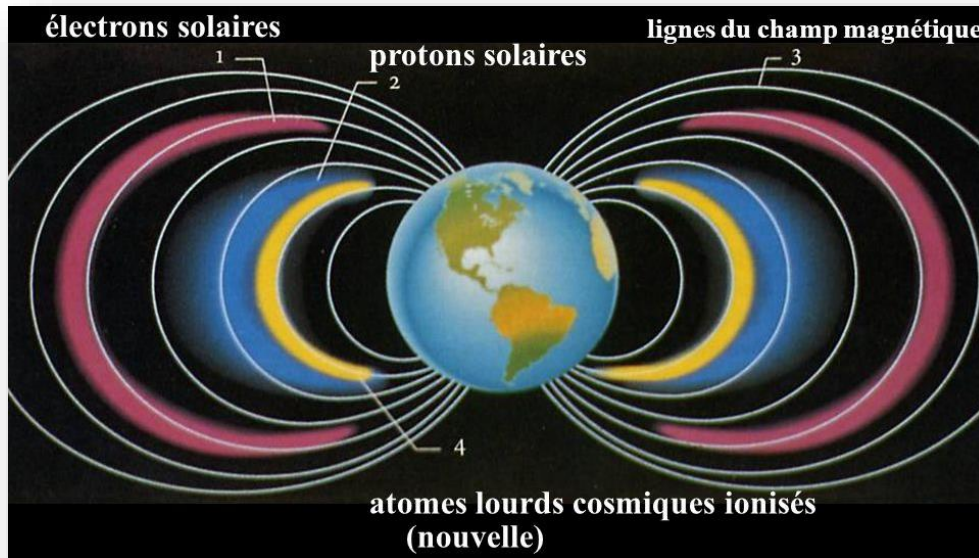


Figure I.15: Les trois ceintures de Van Allen: Ceinture de protons d'énergie $> 10 MeV$, d'électrons $> 1 MeV$ et d'atomes lourds cosmiques ionisés.

I.4.2 Type des particules :

L'environnement spatial est constitué de différentes particules, d'origines diverses, avec des énergies et des localisations variées dans l'espace [25]. Selon l'orbite de la mission spatiale considérée, l'environnement radiatif rencontré diffère par l'origine des particules qui le composent. Ces particules ont des énergies et des flux variés, comme le résume la figure I.16. Selon la mission considérée, les types et les énergies des particules changent. Ces particules peuvent être des électrons, des protons [25]. Ou des ions lourds provenant, soit des ceintures de radiations, soit du soleil (éruptions et vent solaire), soit du rayonnement cosmique. Les particules provenant du vent solaire, principalement des électrons, des protons et des particules α , sont caractérisées par de faibles énergies ($< quelques keV$). Par conséquent, elles sont aisément stoppées par le blindage du satellite.

Les particules issues du rayonnement cosmique, sont caractérisées par un faible flux, mais par des énergies importantes ($> 100 \text{ MeV}$). En raison de leurs fortes énergies, elles traversent facilement la matière et provoquent principalement des événements ionisants ponctuels (« single events ») [25].

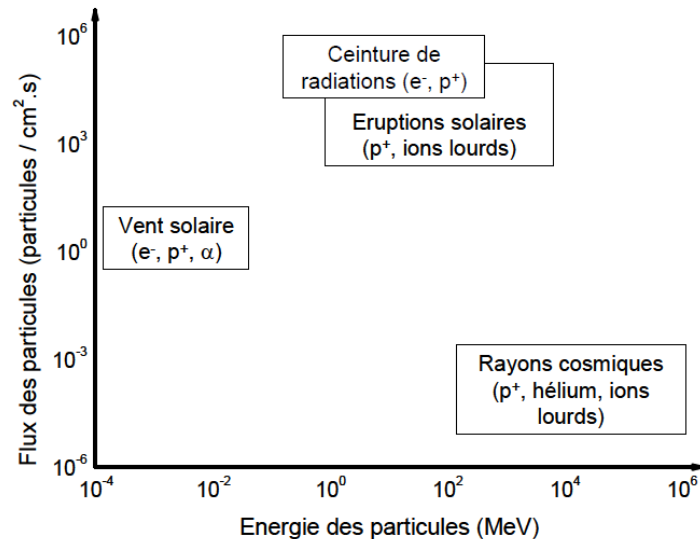


Figure I.16 : Flux des particules en fonction de leurs origines et de leurs énergies [25].

Les électrons (positifs ou négatifs) peuvent être produits lors de la désintégration nucléaire d'un noyau (désintégration β) et les électrons énergétiques émis par des processus physiques atomiques comme l'effet photoélectrique et la création des paires électron-positron. La catégorie des particules lourdes chargées inclut tous les ions qui ont une masse atomique supérieure à celle de l'électron, comme le proton, la particule α et les produits de fission. Dans la catégorie du rayonnement électromagnétique, on trouve les rayons X, les rayons γ et la lumière. L'origine de ce rayonnement électromagnétique peut être le noyau lors de son réarrangement interne, comme c'est le cas des rayons gamma, ou il peut provenir des couches atomiques, comme c'est le cas des rayons X et de la lumière. [15].

Les neutrons et les rayons gamma atmosphériques sont créés par le rayonnement cosmique primaire qui, en pénétrant dans les couches atmosphériques, interagit avec les noyaux de l'air. Les neutrons mesurés aux altitudes atteintes par des ballons sont d'origine terrestre et solaire. Il est difficile que des neutrons d'origine extrasolaire puissent arriver jusqu'à la Terre, la vie moyenne du neutron étant voisine de 12 minutes. En revanche, les

rayons gamma, en plus d'une origine terrestre et solaire, peuvent provenir de sources galactiques bien localisées et d'un bruit de fond diffus. Des calculs du flux et du spectre des neutrons en fonction de l'altitude, de la latitude et du cycle solaire ont été faites ces dernières années par Newkirkl, Lingenfelter, Merker *et al*, et Wilson *et al* [26].

Les rayons gamma sont détectés par les électrons Compton produits dans le stilbene. L'effet photoélectrique et la production de paires sont négligeables dans le domaine d'énergie analysé. Les électrons et les protons sont alors détectés directement par le scintillateur qui est associé à un photomultiplicateur rapide 56 AVP. Parmi les scintillateurs organiques, le stilbene est choisi en raison de la forme de l'impulsion lumineuse qu'il délivre. La décroissance de celle-ci présente deux composantes dont le rapport est fonction de l'ionisation spécifique de la particule; ceci permet de séparer les impulsions dues aux neutrons de celles dues aux rayons gamma [26].

I.4.3 Interactions des particules massives avec la matière :

Les dommages causés par une particule massive sont à première vue proportionnels à l'énergie déposée dans le matériau par les particules, et plus particulièrement à l'énergie apportée par unité de masse du matériau cible. Cette perte d'énergie par unité de longueur évalue la façon dont la particule incidente est ralentie et absorbée dans le matériau.

L'énergie déposée par la particule incidente dépend du type d'interaction, il est donc essentiel de différencier les interactions des particules incidentes avec les électrons du cortège des interactions avec les noyaux. Nous les présentons rapidement ici, par ordre croissant d'impact sur les structures des composants optoélectroniques.

a) Ionisation et excitation :

L'interaction d'une particule chargée avec un électron du cortège consiste en un transfert d'une partie de l'énergie de la particule vers l'électron. Il y a ionisation quand l'énergie cédée est suffisante pour arracher cet électron qui peut alors à son tour interagir avec le matériau cible. Il y a création d'un pair électron / trou. Dans le cas où l'énergie cédée est insuffisante, l'électron du cortège n'est pas arraché mais excité sur un niveau supérieur, on parle d'excitation. La désexcitation de cet électron se fait par l'émission d'un photon X ou d'un électron Auger. Dans ces deux cas, la particule incidente est diffusée et change de direction. Ce changement de direction est d'autant plus important que la

particule incidente est légère. Ceci explique la différence de trajectoire dans le matériau entre électrons et ions lourds. Alors qu'un électron sera fortement diffusé et aura donc une trajectoire non linéaire dans le matériau cible, un ion lourd, du fait de sa masse plus importante sera très peu diffusé et traversera le matériau cible linéairement [25, 27].

b) Rayonnement de freinage :

Dans le cas des particules chargées, et en particulier pour les électrons, lors de l'interaction avec le champ électrique des atomes cibles, la particule est déviée, et donc rayonne. Ces rayonnements, qui sont principalement dans la gamme des rayons gamma, peuvent à leur tour ioniser la matière. Ce rayonnement est appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung. Il devient important pour des particules de forte énergie ($> 10 \text{ MeV}$ pour les électrons et $> 1 \text{ GeV}$ pour les protons) [25].

Collision élastique avec les noyaux atomiques : Un atome peut être déplacé de son site du réseau par les interactions coulombiennes des particules énergétiques chargées et la charge positive du noyau atomique (diffusion de Rutherford). L'atome déplacé peut à son tour entrer en collision avec d'autres atomes en les obligeant à se déplacer si une énergie suffisante a été transférée à l'atome initial [17, 27].

Collisions inélastiques avec les noyaux atomiques: La collision inélastique de protons très énergétiques avec le noyau atomique provoque la mise du noyau dans un état excité. Une fois excité, le noyau émet des nucléons énergiques qui provoquent son recul à travers la structure du réseau. Le noyau reculé à son tour entre en collision avec d'autres noyaux en causant leur déplacement. [17, 27].

I.5 Conclusion :

Ce premier chapitre est une introduction sur les rayonnements solaires et les radiations spatiales. Des notions générales ont été présentées sur les types des rayonnements, la photosphère, rayonnement cosmique, le vent solaire et le spectre solaire (hors atmosphère AM0 et dans l'atmosphère AM1, AM1.5). Nous avons présenté, par la suite, les différents types des interactions des photons avec la matière : Diffusion Rayleigh, Diffusion Thomson, Effet Raman, Diffusion Compton, Effet photoélectrique et la Création de paires électrons-positrons (matérialisation), à présent nous avons défini les ceintures des radiations et les différents types des particules et des interactions massives avec la matière.

***Chapitre II : Propriétés physiques
de l'arsenic de gallium***

II.1 Introduction :

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en termes de marché, par le silicium. Ce dernier possède un gap indirect de 1.12 eV et a été l'un des premiers matériaux utilisés (avec le germanium) pour la fabrication des composants électroniques. Dans les années 60, une nouvelle famille est apparue, celle des matériaux III-V (GaAs, InP, GaN, etc.). Les composants fabriqués à partir de ces semi-conducteurs, qui ont des propriétés physiques remarquables, jouent un rôle majeur dans les applications hyperfréquences, l'électronique de puissance, et surtout dans le domaine de l'optoélectronique [28, 29, 30].

Dans l'ensemble des matériaux, les semi-conducteurs III-V constituent une classe bien définie, avec des propriétés physiques particulières qui sont sources d'intérêt au plan de la connaissance fondamentale et à celui des applications. Ces deux facteurs indissociables font l'importance de ces matériaux, malgré le nombre limité d'éléments et de composés de ce type de semi-conducteurs. En électronique rapide et en optoélectronique, les composés semi-conducteurs III-V sont préférables par rapport à d'autres semiconducteurs (les propriétés du silicium par exemple sont insuffisantes : mobilités des porteurs relativement plus faible et transition électroniques indirectes au seuil d'absorption optique).

L'arséniure de gallium (GaAs) a été reconnu depuis longtemps comme étant un matériau très favorable pour la conversion photovoltaïque. Ceci grâce à ses propriétés importantes tel que:

- Une bande interdite directe.
- Une longueur de diffusion des porteurs minoritaires de l'ordre de 2-3 μm à savoir que selon son absorption plus de 90% de la lumière solaire est absorbé dans un film de 2 μm d'épaisseur [31].
- Peu sensible à la chaleur [32].
- Peut être facilement transformé en semiconducteur ternaire.
- Il est plus résistant aux irradiations par rapport à d'autres semiconducteurs [33].

Ces performances ont rendu le GaAs plus avantageux que le silicium dans les applications spatiales [34].

L'étude de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques des semiconducteurs a fait l'objet de nombreux travaux depuis plusieurs décennies. Les premières études sur ces effets ont été effectuées au début des années cinquante sur le germanium vu la bonne qualité des échantillons disponibles. Au cours des années soixante,

d'autres travaux de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques ont été entrepris sur le silicium en raison du développement de l'industrie des transistors formés à partir de ce matériau. Avec l'amélioration des méthodes de croissance et avec l'introduction des matériaux épitaxiés dans les circuits industriels, la recherche sur les irradiations est reprise au cours des dernières années et a été motivée beaucoup plus par les besoins des recherches au niveau de l'espace [4].

Ce chapitre présente des notions fondamentales sur les propriétés physiques et optoélectroniques du GaAs et de l'alliage AlGaAs. Ces deux matériaux sont les matériaux de base de la cellule solaire étudiée dans cette thèse. L'effet des radiations spatiales qui sont notamment les électrons, les protons et les neutrons sur le GaAs rapporté par la littérature est également présenté.

II.2 L'arsenic de gallium : Structure et propriétés physiques :

II.2.1 Structure cristalline du GaAs :

Les semiconducteurs III-V sont composés d'éléments des colonnes III et V du tableau de la classification périodique. Le tableau II.1 présente un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés. Les semiconducteurs III-V à base de gallium sont des semi-conducteurs III-V formés à partir du gallium (l'élément de la 3^{ème} ligne de la III^{ème} colonne) et un élément de la V^{ème} colonne du tableau périodique. Par exemple le GaAs, GaN...etc [34].

Goldschmidt est le premier qui a découvert le GaAs en 1920 et a trouvé qui a la structure de la sphalérite (Zinc Blende) [35]. Cette structure s'apparente à celle du diamant (C) et il est constitué de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées identiques (C.F.C). L'un appartenant au groupe III et l'autre au groupe V. Ces deux réseaux s'interpénètrent et sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la grande diagonale le long de celle-ci [34].

III	IV	V
$10,81^{5B}$	$12,01^6C$	$14,01^7N$
$26,98^{13Al}$	$28,09^{14Si}$	$30,97^{15P}$
$69,74^{31Ga}$	$72,59^{32Ge}$	$74,92^{33As}$
$114,82^{49In}$	$118,69^{50Sn}$	$121,75^{51Sb}$

Tableau II.1 : Extrait de la classification périodique des éléments [36].

La cellule unitaire du réseau Zinc Blende est montrée dans la figure II.1. Les sphères noires représentent les atomes des éléments III (par exemple le Ga), tandis que les blancs sont les atomes des éléments V (par exemple le As). Ainsi, le cube illustré dans la figure II.1 contient quatre molécules de GaAs [34].

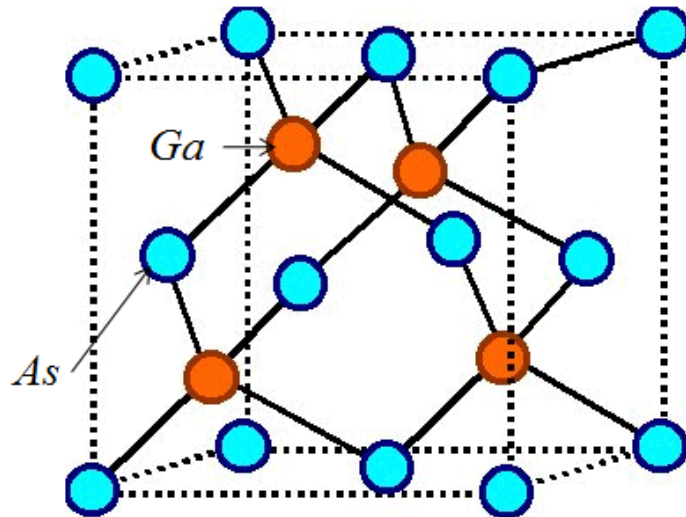


Figure II.1 : La structure cristalline du GaAs (Zinc blende) [37].

Quelques paramètres structuraux d'une cellule unitaire de GaAs à la température $T = 300K$ sont résumés dans le tableau II.2.

Paramètre de réseau	a_{300}	5.65325 Å
Distance du plus proche voisin	$r_0 = \sqrt{3a/4}$	2.44793 Å
Volume de la cellule unité	a^3	$1.80674 \times 10^{-22} \text{cm}^{-3}$
Volume de la cellule primitive	$(1/4)a^3$	$4.51684 \times 10^{-23} \text{cm}^{-3}$
Densité moléculaire	$N/2V = 4/a^3$	$2.2139 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$
Densité atomique	$N/V = 8/a^3$	$4.4279 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$
Poids moléculaire	$M = 144.645$	uma
Densité cristalline calculée	ρ_{300}	5.3174 g/cm^3

Tableau II.2 : Quelques paramètres structuraux d'une cellule unitaire de GaAs [35, 38].

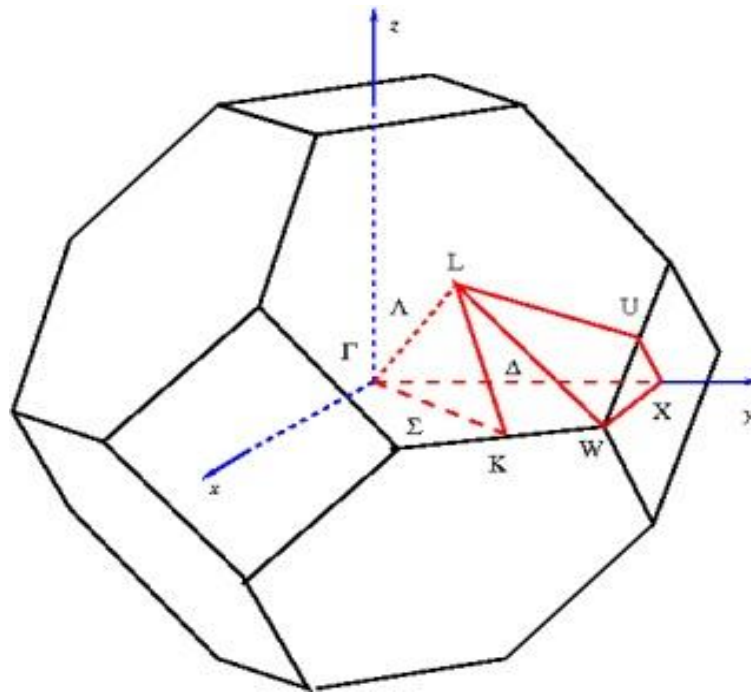


Figure II.2 : Première zone de Brillouin du réseau de GaAs [19].

La première zone de Brillouin du réseau réciproque, représentée sur la figure II.2, est un octaèdre à faces tronquées dont les points de haute symétrie sont notés Γ (centre de zone), X (bord de zone dans les directions (100) et équivalentes) et L (bord de zone dans les directions (111) et équivalentes). Quelques caractéristiques de la première zone de Brillouin d'un cristal Zinc Blende sont détaillées dans le tableau II.3.

Points		A
Γ	Centre de zone $(0,0,0)$	
X	Bord de zone dans la direction 100 et les directions équivalentes $(2\pi/a, 0,0)$	$\Delta, < 1,0,0 >$
L	Bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$	$\Lambda, < 1,1,1 >$
K	Bord de zone dans la direction 110 et les directions équivalentes $(3\pi/2a, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$	$\Sigma, < 1,1,0 >$

Tableau II.3 : Points et directions de la première zone de Brillouin du réseau GaAs [19].

II.2.2 Structure de bande du GaAs :

Le GaAs est un semiconducteur à gap interdit direct de 1.42 eV à 300 K ce qui est presque idéal pour un dispositif photovoltaïque fonctionnant dans le spectre solaire [39]. Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons en fonction de leur vecteur d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque et pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin. Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction comme le montre la figure II.3. La différence entre le maximum de la bande de valence, E_v , et le minimum de la bande de conduction, E_c , est appelée la bande interdite, E_g , qui est l'un des paramètres les plus importants, de la physique des semiconducteurs [19].

La bande de valence dans la structure de Zinc blende, telle que celle de GaAs, se compose de quatre sous-bandes lorsque le spin est négligé dans l'équation de Schrödinger, et chaque bande est doublée lorsque l'on tient compte du spin. Trois des quatre bandes sont dégénérées à $K = 0$ (point Γ) et forment le bord supérieur de la bande, et la quatrième bande forme le bas (non représentée dans la figure). Par ailleurs, l'interaction spin-orbite provoque une scission (splitting) de la bande à $K = 0$. Près des bords de la bande, c'est à dire, en bas de E_c et en haut de E_v , la relation de dispersion de l'énergie $E(k)$ (k , vecteur d'onde) E_K peut être approchée par une équation quadratique [19]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (\text{II.1})$$

Où m^* est la masse effective associée. Mais, comme le montre la figure II.3, le long d'une direction donnée, les deux bandes de valence supérieures peuvent être approchées par deux bandes paraboliques avec des courbures différentes: la bande de trou lourd est celle qui est plus large suivant l'axe k avec $\frac{\partial^2 E}{\partial^2 K}$ plus petit [19].

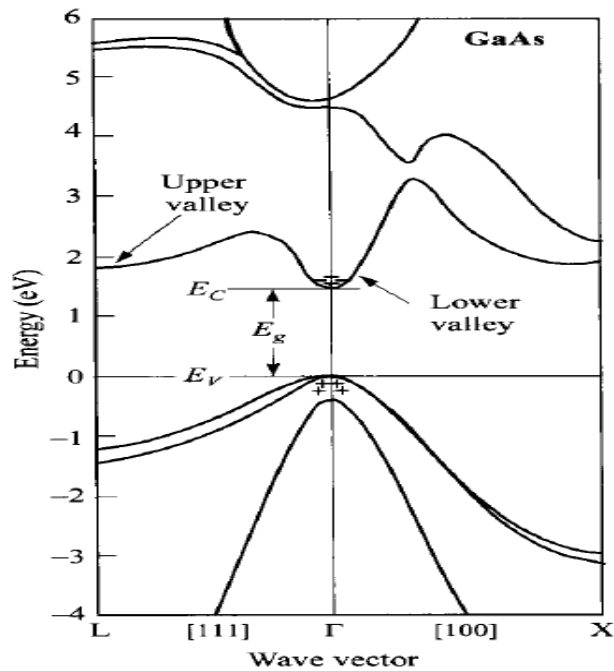


Figure II.3 : Structures des bandes d'énergie du GaAs, où E_g est la bande interdite (gap d'énergie). Les signes plus (+) indiquent les trous dans les bandes de valence et les signes moins (-) indiquent les électrons dans les bandes de conduction [37].

II.2.3 Propriétés optoélectroniques du GaAs :

Le gap d'énergie, les constantes optiques et diélectriques sont des paramètres importants et jouent un rôle important en physique des semiconducteurs. Une connaissance précise de la structure de bandes du matériau étudié est nécessaire pour l'évaluation de son domaine d'application, les transitions directes et indirectes en fonction de la composition sont particulièrement d'une importance principale pour l'étude et la fabrication des cellules solaires à hétérojonction [29]. L'absorption des photons pour créer une concentration hors d'équilibre des porteurs minoritaires est la base de l'effet photovoltaïque dans la cellule solaire. L'absorption optique et la photogénération des porteurs minoritaires dans un semiconducteur peuvent être caractérisées par un coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ dépendant de la longueur d'onde. L'absorption se produit lorsque l'énergie des photons est suffisante pour le transit de l'électron depuis la bande de valence jusqu'à la bande de conduction [2].

Les constantes optiques sont: l'indice de réfraction (n), le coefficient d'extinction (k) et le coefficient d'absorption (α), qui dépendent de la longueur d'onde (λ) [19]. Le constant

diélectrique complexe (permittivité diélectrique), qui décrit la réponse du milieu au champ électrique, est donné par la relation [19] :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (\text{II.2})$$

ε_1 et ε_2 sont les composantes réelle et imaginaire de la permittivité, respectivement.

L'indice de réfraction complexe est donné par [40]:

$$(\varepsilon^*)^{1/2} \equiv n^* = n - ik \quad (\text{II.3})$$

Avec :

n : L'indice de réfraction réel.

k : Le coefficient d'extinction.

A partir des équations (II.2) et (II.3) :

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (\text{II.4})$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad (\text{II.5})$$

Ou :

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} + \varepsilon_1]^{1/2} \quad (\text{II.6})$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} - \varepsilon_1]^{1/2} \quad (\text{II.7})$$

Un autre paramètre optique est défini à partir de ces constantes. C'est le coefficient de réflexion en incidence normale à l'interface solide/vide [35] :

$$R = \left| \frac{n^* - 1}{n^* + 1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (\text{II.8})$$

Qui peut être simplifié à :

$$R \approx \left| \frac{(n-1)}{(n+1)} \right|^2 \quad (\text{II.9})$$

quand $k \ll 1$.

Le coefficient d'absorption est lié au coefficient d'extinction par la relation suivante [19]:

$$\alpha = 4\pi k / \lambda \quad (\text{II.10})$$

Ce qui correspond à $\alpha \ll 10^5 \text{cm}^{-1}$ ($k \ll 1$) pour des longueurs d'ondes proche de l'infrarouge.

Pour le GaAs, l'indice de réfraction $n \approx 3.3$ pour des photons incidents avec des énergies juste au dessous du bord de l'absorption intrinsèque, ce qui donne $R \approx 0.29$, presque le tiers de la lumière incidente est réfléchi. A température ambiante, l'absorption intrinsèque survient quand l'énergie du photon est comparable au gap d'énergie $h\nu \sim 1.4 \text{eV}$ ($\lambda \sim 0.9 \mu\text{m}$).

Quelques propriétés physiques du GaAs sont résumées dans le tableau II.4.

	Symbole	GaAs
Structure		Zinc-Blend
Gap		Direct
E_G	eV	
Paramètre de maille	$a_0 [A^0]$	5.6533
Energie interdite (de gap)	$E_g [eV]$	1.42 à 300K 1.52 à 0K
Concentration intrinsèque des porteurs	$n_i [cm^{-3}]$	2×10^6
Densité	$d [g. cm^{-3}]$	5.318
Mobilité des électrons	$\mu_n [cm^2. V^{-1}. s^{-1}]$	8500
Mobilité des trous	$\mu_p [cm^2. V^{-1}. s^{-1}]$	400
Champ de claquage	$E_B [V. cm^{-1}]$	4×10^5
Vitesse de saturation	$v [10^7 cm. s^{-1}]$	2
Constante diélectrique	ϵ_r	13.18
Constant de diffusion des électrons	$D_n [cm^2. s^{-1}]$	220
Constant de diffusion des trous	$D_p [cm^2. s^{-1}]$	10
Affinité d'électron	$\chi [V]$	4.07
Mass effective des électrons	$m_n^* [Kg]$	$0.067 m_0$
Mass effective des trous lourds	$m_p^* [Kg]$	$0.45 m_0$
Température de fusion	$T_f [K]$	1510

Tableau II.4 : Quelques propriétés physiques du GaAs [38, 41].

II.3 L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Structure et propriétés physiques :

II.3.1 Structure cristalline du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:

Le $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage de deux composés binaires GaAs et AlAs. Il est obtenu en substituant de l'aluminium au gallium dans l'arséniure de gallium [41]. Les paramètres physiques du GaAs et de AlAs sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ [40]. Le $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se cristallise aussi dans la structure Zinc blende, deux sous-réseaux à faces centrées déplacé l'un par rapport à l'autre d'un quart de la grande diagonale. L'un des sous-réseaux est occupé par les atomes de Al et du Ga et l'autre par les atomes de As. Jusqu'à maintenant, l'arrangement des atomes de Al et du Ga dans leur sous-réseau est toujours considéré comme étant complètement aléatoire [40]. Des études attentives de la diffraction, cependant, ont révélé que les atomes de Al et du Ga, si ceci n'est pas empêché par la cinétique de croissance, peuvent présenter un ordre à long terme. La figure II.4 présente la structure atomique des phases ordonnées dans les couches $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ épitaxiées [40]. Le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre le GaAs et le AlAs n'excède pas 0,15 %, ce qui permet d'obtenir un alliage de bonne qualité [40].

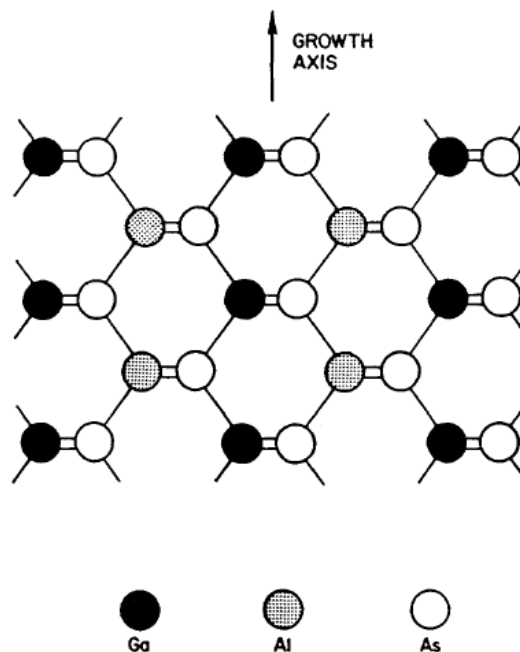


Figure II.4 : Schéma de la structure ordonnée du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [40].

Les propriétés physiques de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont obtenues par interpolation linéaire en utilisant celles de GaAs et AlAs. Par exemple, le paramètre de maille (constante du réseau

cristallin) de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ peut se déduire par interpolation linéaire en utilisant les paramètres de maille de GaAs et de AlAs. Il est donné par la loi de Végard [40] :

$$\alpha(Al_xGa_{1-x}Al_xGa_{1-x}As) = x \times \alpha(AlAs) + (1 - x) \times \alpha(GaAs)x \quad (II.11)$$

Dans la figure II.5 on présente les gaps d'énergie des composés binaires ayant des constantes de réseaux proches pour former des alliages ternaires.

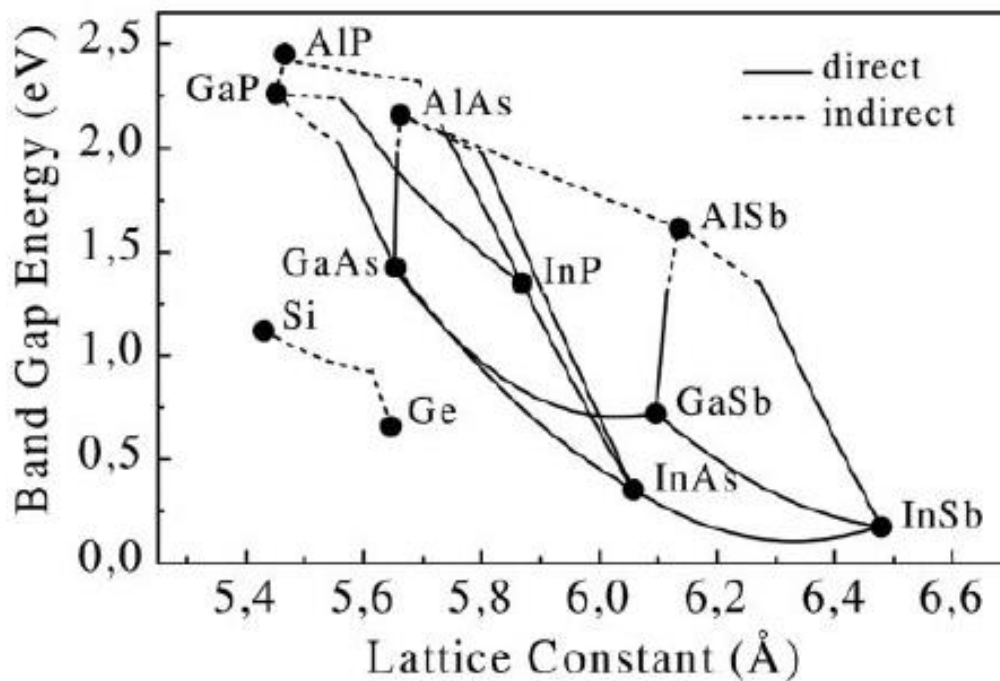


Figure II.5 : Energie de bande interdite des principaux binaires III-V en fonction de leur paramètre de maille [42].

II.3.2 Structure de bande du $Al_xGa_{1-x}As$:

Le système d'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ est intéressant que se soit d'un point de vue fondamental ou application. Ce matériau est un modèle des systèmes d'alliages aléatoires. Il est potentiellement d'une grande importance pour de nombreux appareils électroniques et optoélectroniques de haute vitesse [40]. La structure des bandes d'énergie électronique du système d'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ a été étudiée par un certain nombre de méthodes expérimentales, incluant la photoluminescence, la transmission, l'électro-réflectance, la photo-réflectance et l'ellipsométrie spectrale [40].

La figure II.6 présente le diagramme des bandes d'énergie du GaAs et du AlAs.

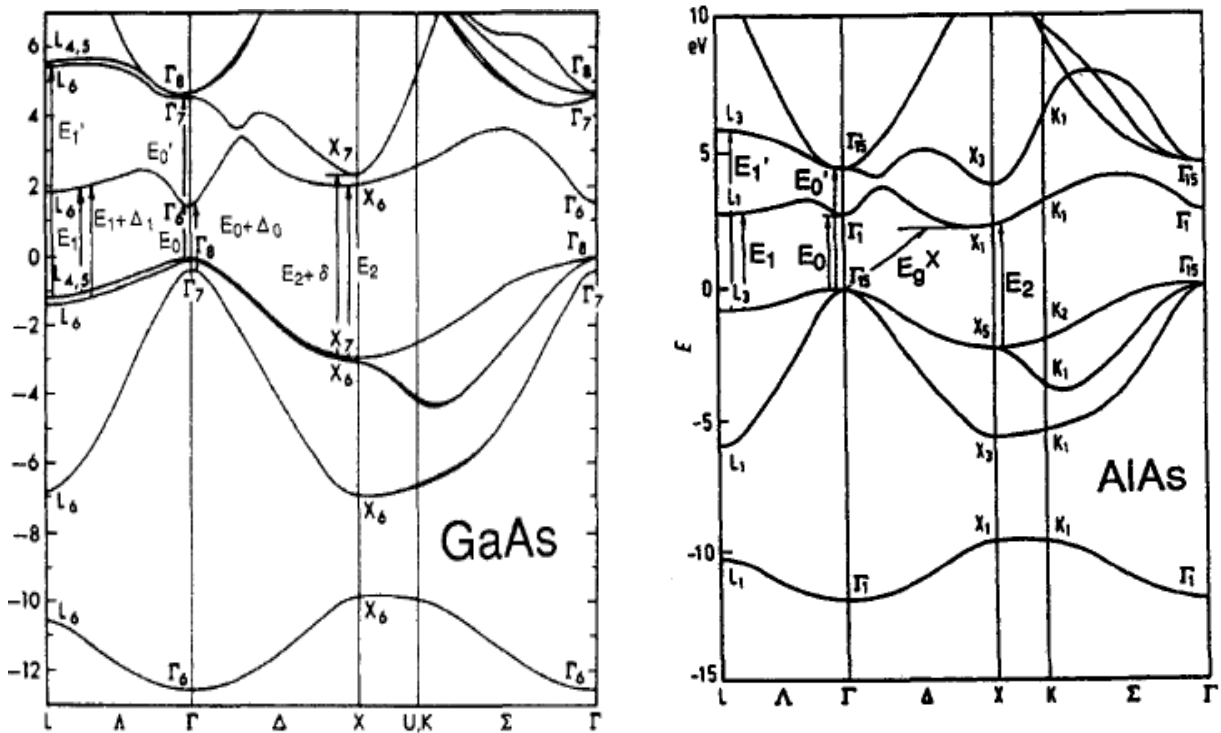


Figure II.6 : Structure de bande d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K [19].

A température ambiante ($T = 300K$), le gap de GaAs (E_g) est 1.424 eV ($x = 0$) alors que celui du $Al_xGa_{1-x}As$ dépend de la composition x en aluminium [19]:

$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x \quad 0 < x < 0.45 \quad (II.12.a)$$

$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 \quad 0.45 < x < 1 \quad (II.12.b)$$

La figure II.7 illustre les bords de la bande de conduction et de la bande de valence en fonction de la fraction molaire x [43]. Cette figure contient trois bandes de conduction correspondant aux deux minimas, Γ, L, X . Elle peut être utilisée pour déduire les discontinuités de bande de conduction et de valence entre deux matériaux $Al_xGa_{1-x}As$ avec différentes valeurs de x [44]. Puisque le minimum Γ forme une bande interdite directe et le minimum X forme une bande interdite indirecte on trouve que le $Al_xGa_{1-x}As$ devient indirecte pour $x > 0.45$. Le minimum L n'affecte pas l'énergie de la bande interdite minimale quel que soit la fraction d'aluminium. Les valeurs numériques tracées dans la figure II.7 sont calculées à partir des expressions suivantes [44]:

$$\Delta E_c = \Delta E_g - \Delta E_v \quad (II.13)$$

$$E_v = -0.5x \quad (\text{II.14})$$

$$E_c^\Gamma = 1.424 + 0.748x \quad (\text{II.15})$$

$$E_g^\Gamma = 1.424 + 1.247x \quad (\text{II.16})$$

$$E_c^X = 1.424 - 0.5x \quad (\text{II.17})$$

$$E_g^X = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \quad (\text{II.18})$$

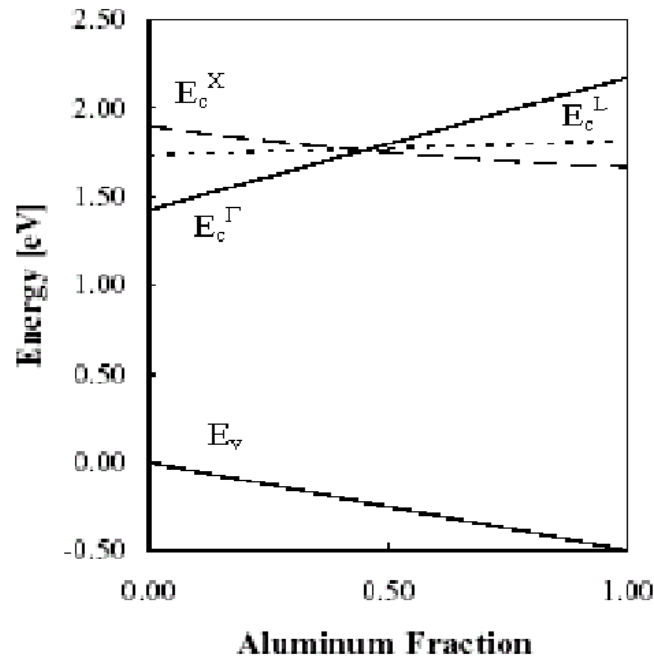


Figure II.7 : Les limites de la bande de conduction et de la bande de valence en fonction de la fraction molaire x [43].

II.3.3 Propriétés Optoélectroniques du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:

La partie réelle de la constante diélectrique dans les matériaux du type Zinc blende peut être explicitée par la formule suivante [40] :

$$\varepsilon_1(\omega) = A_0 \left\{ f(m) \frac{1}{2} \left[\frac{E_0}{(E_0 + \Delta_0)^{3/2}} \right] f(m_s) + B_0 \right\} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

$$m = \hbar\omega/E_0 \text{ et } m_s = \hbar\omega/(E_0 + \Delta_0).$$

A_0 et B_0 sont des constantes et $\hbar\omega$ l'énergie du photon.

E_0 et Δ_0 sont les énergies des points critiques.

$$E_0 = 1.425 + 1.155x + 0.37x^2 \quad (\text{II.20})$$

$$E_0 + \Delta_0 = 1.765 + 1.155x + 0.37x^2 \quad (\text{II.21})$$

Les constantes A_0 et B_0 peuvent être écrite en fonction de la fraction molaire x :

$$A_0(x) = 6.3 + 19x \quad (\text{II.22})$$

$$B_0(x) = 9.4 + 10.2x \quad (\text{II.23})$$

En introduisant les valeurs numérique $A_0, B_0, E_0, E_0 + \Delta_0$ dans l'équation (II.19), on peut calculer la dépendance spectrale de ε_1 dans le système d'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x .

Avec la popularité croissante des cellules solaires à hétérojonction $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$, il est devenu nécessaire de connaître les valeurs exactes des coefficients d'absorption de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Ceci a permis aux concepteurs d'évaluer avec précision l'influence de l'épaisseur de la couche fenêtre sur les caractéristiques optoélectroniques des cellules solaires [2]. Le coefficient d'absorption change avec la fraction molaire x [40]. Les dépendances de composition des bandes interdites et des masses effectives ont été utilisés pour effectuer des estimations de coefficient d'absorption à des fractions molaires d'aluminium entre $x = 0.0$ et $x = 1.0$ [2]. Une expression donnée dans [45] peut être utilisée pour le calcul du coefficient d'absorption, qui est en fonction de l'énergie du minimum des bandes interdites :

$$\alpha = 4 \times 10^4 (E - E_{g1})^{1/2} + 10^3 (E - E_{g2})^2 + 3.5 \times 10^5 (E - E_{g3})^{1/2} (\text{cm}^{-1}) \quad (\text{II.24})$$

Ou E_{g1}, E_{g2}, E_{g3} sont les énergies des bandes interdites minimums, données par :

$$E_{g1} = 1.44 + 1.04x + 0.47x^2 (\text{eV}) \quad (\text{II.25.a})$$

$$E_{g2} = 1.92 + 0.17x + 0.07x^2 (\text{eV}) \quad (\text{II.25.b})$$

$$E_{g3} = 2.90 + 0.36x + 0.52x^2 (\text{eV}) \quad (\text{II.25.c})$$

Le coefficient d'absorption en fonction de la composition x est représenté sur la figure II.8. L'influence des transitions interbandes indirectes sur le coefficient d'absorption est sensible à partir d'une composition en aluminium supérieure à $x = 0.6$ [2].

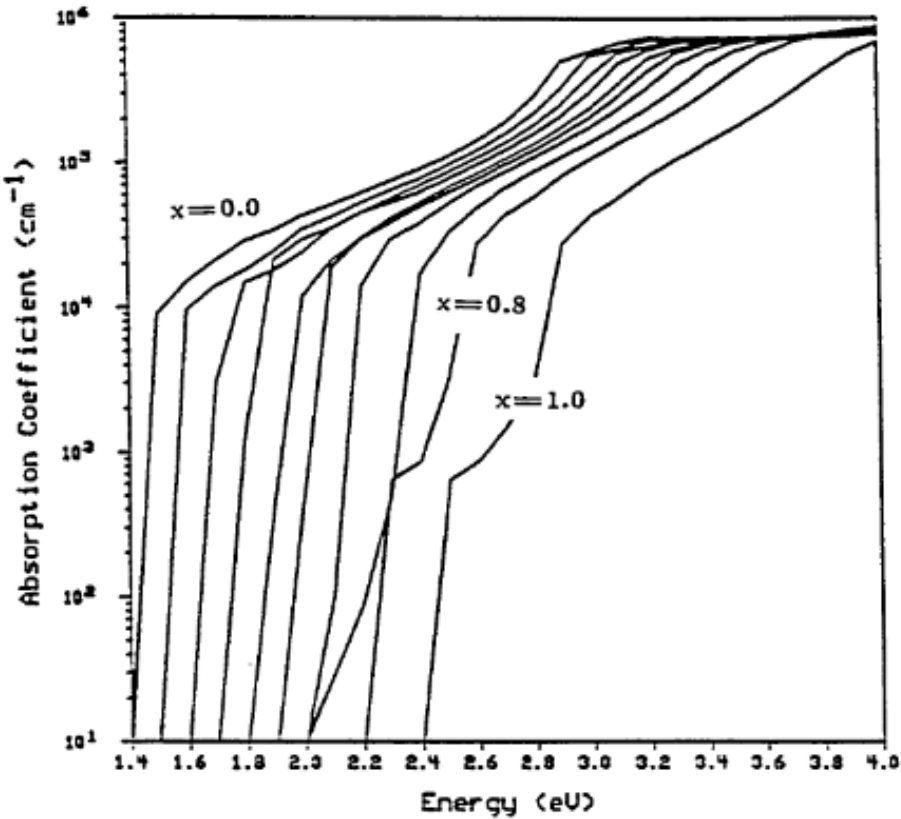


Figure II.8 : Le coefficient d'absorption de l'Al_xGa_{1-x}As en fonction de la fraction molaire x [2].

Dans le tableau II.5, les paramètres cristallins et électriques du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; sont déterminées à partir de ceux du GaAs et de la fraction molaire.

Paramètre	GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Constante de maille $a(\text{Å})$	5.6533	$5.6533 + 0.0078x$
Densité ($g \cdot cm^{-3}$)	5.360	$5.360 - 1.6x$
Coefficient de dilatation thermique $B_{Th}(\times 10^{-50}C^{-1})$	6.4	$6.4 - 1.2x$
Constante diélectrique ϵ_r	13.18	$13.18 - 3.12x$
Largeur de la bande interdite $E_g(eV)$	1.424	$1.424 - 1.247x$ $0 \leq x \leq 0.45$ $1.900 + 0.125x + 0.143x^2$ $0.45 \leq x \leq 1$
L'affinité électronique $\chi(eV)$	4.07	$4.07 - 1.1x$ $0 \leq x \leq 0.45$ $3.64 - 0.14x$ $0.45 \leq x \leq 1$
Mass effective des électrons $m_n^*(\times m_0)$	0.067	$0.067 + 0.083x$ $0 \leq x \leq 0.45$ $0.85 - 0.14x$ $0.45 \leq x \leq 1$
Mass effective des trous $m_p^*(\times m_0)$	0.62	$0.62 + 0.14x$
Mobilité des électrons $\mu_n(cm^2/V \cdot s)$	8800	$8 \times 10^3 - 2.2 \times 10^4x + 10^4x^2$ $0 \leq x \leq 0.45$ $-255 + 1160x - 720x^2$ $0.45 \leq x \leq 1$
Mobilité des trous $\mu_p(cm^2/V \cdot s)$	400	$370 + 970x + 740x^2$
Coefficient de diffusion des électrons $D_n(cm^2/s)$	220	$200 - 550x + 250x^2$ $0 \leq x \leq 0.45$ $-6.4 + 29x - 18x^2$ $0.45 \leq x \leq 1$
Coefficient de diffusion des trous $D_p(cm^2/s)$	10	$9.2 - 2.4x + 18.5x^2$
Vitesse thermique des électrons (cm/s)	10^7	$(4.2 - 2.1x) \times 10^7$ $0 \leq x \leq 0.45$ 2.3×10^7 $0.45 \leq x \leq 1$
Vitesse thermique des trous (cm/s)	10^7	$(1.8 - 0.5x) \times 10^7$

Tableau II.5 : Propriétés cristallines et électroniques du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ déduites à partir de celles du GaAs [40].

II.4 Les défauts dans le GaAs :

II.4.1 Défauts ponctuels :

Tout écart d'une structure cristalline parfaite est lié en grande partie à la présence de défauts. Dans le cas des semiconducteurs, l'existence de ces défauts joue un rôle très important dans les propriétés de transport [4]. Les défauts peuvent être intrinsèques ou extrinsèques. Ces derniers peuvent être créés par des impuretés étrangères ou suite à l'exposition aux radiations cosmiques, comme c'est le cas dans les applications spatiales.

Les lacunes et les interstitiels sont des défauts de dimensions atomiques. Ils peuvent être observés seulement par l'utilisation des techniques de la microscopie moderne champ-ion ou la microscopie infrarouge. Les lacunes sont toujours présentes dans les cristaux, et leur densité dépend fortement de la température. En fait, les fluctuations de la température peuvent causer une création et une suppression constantes des lacunes dans un cristal. La figure II.9 montre la formation d'une lacune, d'interstitiel, et des défauts d'impuretés étrangères dans un réseau cristallin. Une lacune est créée lorsqu'un atome migre hors de son site régulier du réseau vers une position interstitielle ou vers la surface du cristal. L'énergie nécessaire pour enlever un atome de son site de réseau régulier est définie comme l'énergie d'activation (formation) de la lacune [37]. L'introduction d'impuretés étrangères dans le cristal, peut se produire intentionnellement (par exemple, par diffusion thermique ou implantation ionique), ou non intentionnellement (contaminations métalliques ou chimiques) [37].

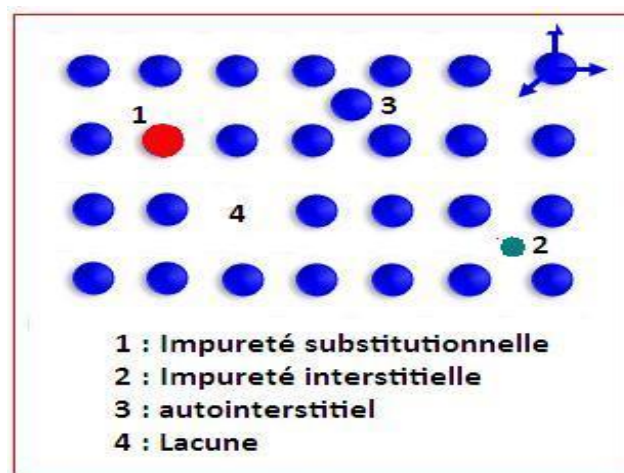


Figure II.9 : Défauts ponctuels dans un réseau cristallin.

Deux types de défauts sont habituellement associés à la création des lacunes, principalement, les défauts de Frenkel et de Schottky. Un défaut de Frenkel est créé lorsqu'un atome est déplacé de son site régulier du réseau à un site interstitiel, tandis qu'un défaut de Schottky est formé lorsque l'atome est déplacé de son site vers la surface du cristal. La figure II.10 montre ces deux types de défauts. Les défauts de Frenkel peuvent être créés par des endommagements de rayonnements cosmiques tels que les rayonnements d'électrons et de protons de haute énergie (1MeV) dans des dispositifs à semi-conducteurs [37].

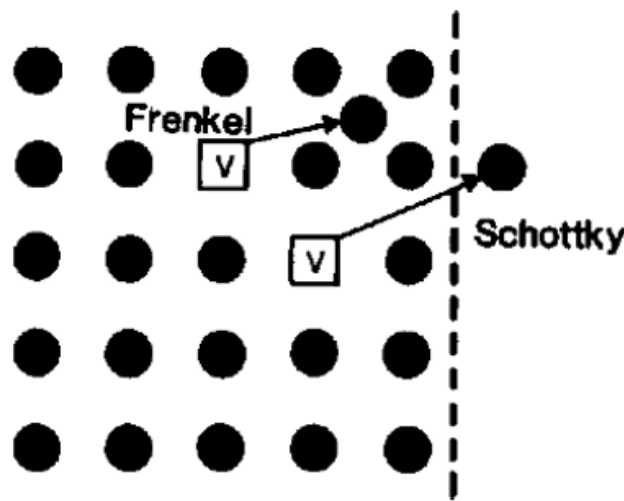


Figure II.10 : La formation de défauts de Frenkel et de Schottky dans un réseau cristallin.

II.4.2 Défauts induits par les irradiations spatiales :

Lors de l'irradiation, une particule incidente très énergétique interagit avec les atomes du cristal. Elle perd une partie de son énergie selon différents processus qui dépendent de la nature de l'interaction [4]. Les impacts causés par une particule massive sont à première vue proportionnels à l'énergie déposée dans le matériau par les particules, et plus particulièrement à l'énergie apportée par unité de masse du matériau cible. Cette perte d'énergie par unité de longueur évalue la façon dont la particule incidente est ralentie et absorbée dans le matériau [25].

L'énergie déposée par la particule incidente dépend du type d'interaction. Il est donc essentiel de différencier les interactions des particules incidentes avec les électrons du cortège des interactions avec les noyaux [25]. On a déjà expliqué les différents types d'interaction des particules incidentes avec la matière dans le chapitre I, section (I.4.3).

L'énergie des particules incidentes crée des défauts qu'on appelle les défauts de déplacement. Ce type de perte d'énergie est secondaire par son ampleur, mais d'une importance primordiale pour l'étude de l'impact des radiations sur les composants optoélectroniques. Les phénomènes à l'origine de ces défauts peuvent être des interactions coulombiennes ou des collisions nucléaires, élastiques ou inélastiques. *L'interaction coulombienne* se produit quand la particule incidente chargée réagit avec la charge positive du noyau. Si l'énergie transférée est supérieure à l'énergie de déplacement de l'atome, celui-ci peut alors être déplacé hors de sa position dans le réseau, produisant une paire lacune/interstitiel ou paire de Frenkel. Si on considère des particules incidentes de plus fortes énergies, il faut également tenir compte des *interactions élastiques nucléaires*. Dans ce cas, l'interaction coulombienne n'est pas assez forte pour empêcher la collision entre la particule et l'atome cible, c'est donc une collision directe qui est à l'origine du déplacement atomique. La particule incidente transmet une partie de son énergie cinétique au noyau cible qui est déplacé hors de son site. Il peut alors interagir avec les atomes l'entourant. *Les interactions inélastiques nucléaires* (ou spallation) se produisent dans le cas de particules incidentes très énergétiques. L'atome cible est déplacé et cassé en plusieurs fragments par interaction avec la particule incidente. Il n'y a alors pas de conservation de l'énergie cinétique puisqu'une partie de l'énergie incidente est utilisée pour fragmenter le noyau [25].

En général, les défauts générés via l'interaction coulombienne donnent lieu à des défauts de déplacement ponctuels, alors que les défauts générés par les interactions nucléaires élastique et inélastique donnent lieu, respectivement, à des cascades de défauts simples et multiples [2].

Les défauts de déplacement modifient les propriétés physiques du matériau, notamment dans les matériaux semiconducteurs. L'énergie requise de la particule incidente pour déplacer un atome du réseau est appelé énergie de seuil, E_s , et peut être déterminée par l'équation suivante :

$$E_s = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{M}{m} \times \frac{E_d}{2mc^2}} - 1 \right) \quad (\text{II.26})$$

Où m est la masse de la particule incidente, c c'est la célérité de la lumière, E_d est l'énergie de déplacement de l'atome cible, M est la masse du noyau cible. L'équation (II.26) est

valable dans le cas où la masse de la particule incidente est très faible par rapport à la masse du noyau cible ($m \ll M$). On observe que plus l'atome cible est léger, plus il est facile de le déplacer hors de sa position dans le réseau cristallin. Les valeurs admises couramment pour les énergies de déplacement du silicium et de l'arséniure de gallium sont de l'ordre $\approx 20eV$ [46].

L'interaction particules massives/matière conduit à la perte de l'énergie de la particule incidente dans le matériau cible. Cette perte d'énergie se fait soit sous forme non ionisante, c'est-à-dire en déplaçant les atomes hors de leur position dans le réseau cristallin, soit sous forme ionisante, notamment lors de l'interaction avec le cortège électronique. Les phénomènes d'excitation et de rayonnement de freinage entrent dans cette catégorie des interactions ionisantes, mais de plus, ces interactions génèrent des photons qui peuvent à leur tour interagir avec la matière [25].

La haute énergie d'irradiations produisent des déplacements atomiques dans les matériaux semiconducteurs et à la suite de déplacements atomiques, des défauts de réseau tels que les lacunes, les interstitiels, les défauts complexes« double lacunes, paires lacune-impureté, paires lacune-interstitiel, anti-sites, etc. » sont générés [46].

Les défauts produits par l'irradiation à température ambiante peuvent être de nature différente dépendamment de la nature du matériau. Ils sont des défauts primaires dans le GaAs; c'est-à-dire des défauts qui résultent de déplacements atomiques directs (lacunes et interstitiels) et stables thermiquement à 300K [47]. Les défauts de déplacement induits par les irradiations produisent une modification dans la périodicité du réseau. Chaque modification de la périodicité induit un niveau d'énergie discret qui se situe dans la bande interdite du semiconducteur. Ces niveaux d'énergie discrets modifient les propriétés électriques du semi-conducteur [25].

a) Irradiations par des électrons :

L'irradiation par des électrons énergétiques introduit des défauts dans les structures des semiconducteurs. Ces défauts produisent des niveaux d'énergie profonds dans le gap d'énergie [48, 49]. Les effets des irradiations des électrons sur la production de niveaux profonds dans le GaAs a été étudié en détail par un nombre de groupes de recherche [50] [51, 52]. Dans le GaAs, Lang *et al.* ont montré que le taux d'introduction du défaut pour des électrons de 1MeV sur les atomes de gallium est plus grand que sur les atomes d'arsenic. Ils

ont conclu que les défauts créés (pièges à électron désignés par E_1 à E_5) sont dus principalement aux déplacements du gallium [54]. D'autre part, Arnold et Gobeli ont trouvé que les défauts responsables de la réduction de la photoluminescence proviennent principalement de déplacement des atomes d'arsenic [54]. Cette conclusion a été aussi confirmée par Pons et Bourgoïn qui ont vérifié que les principaux défauts créés par l'irradiation des électrons dans le GaAs de type n, proviennent des déplacements atomiques dans le sous réseau de l'arsenic et non pas dans celui du gallium [45, 54].

Les défauts induits par l'irradiation des électrons dans le GaAs de type n et de type p sont caractérisés par: le taux d'introduction (ou la concentration), l'énergie d'ionisation, et les sections efficaces de captures des porteurs libres. Un exemple de ces caractéristiques déduites à partir des données de la technique DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) réalisée par le groupe de Bourgoïn est présenté dans le tableau II.6 [45, 55]. E_4 , E_5 et H_3 sont des pièges profonds et peuvent être considérés comme des centres de recombinaison [55].

Pièges à électrons	$K(cm^{-1})$	$E_c - E_T(eV)$	$\sigma_n(cm^2)$
E_1	1.50	0.045	2.2×10^{-15}
E_2	1.50	0.140	1.2×10^{-13}
E_3	0.40	0.300	6.2×10^{-15}
E_4	0.08	0.760	3.1×10^{-14}
E_5	0.10	0.960	1.9×10^{-12}
Pièges à trous	$K(cm^{-1})$	$E_v + E_T(eV)$	$\sigma_p(cm^2)$
H_0	0.8	0.06	1.6×10^{-16}
H_1	0.1 – 0.7	0.29	5.0×10^{-15}
H_2	0.1	0.41	2.0×10^{-16}
H_3	0.2	0.71	1.2×10^{-14}

Tableau II.6: Les caractéristiques des pièges à électrons et des pièges à trous à partir de [51, 55].

b) Irradiation par des protons :

En plus des électrons énergétiques, les rayons cosmiques contiennent d'autres particules comme les protons. Cependant et contrairement à l'irradiation des électrons, l'irradiation des protons a reçu considérablement moins d'attention. Quelques groupes de

recherche ont étudié les pièges à électrons (appelés également pièges de porteurs majoritaires) créés par l'irradiation des protons dans le GaAs de type n, pour des énergies des protons incidents inférieures à 10MeV . Par exemple, Sheng Li *et al.* ont étudié les défauts profonds créés par des protons d'énergie entre 50 et 250KeV dans le GaAs de type n obtenu par épitaxie en phase vapeur (VPE) [56]. Eisen *et al.* ont examiné l'effet des protons de 50 keV dans la barrière de Schottky en GaAs de type n obtenu par épitaxie par jet moléculaire (MBE) [57]. D'autres groupes ont étudié l'effet des protons avec des énergies plus grandes, le cas de Warner *et al.* qui ont étudié les défauts de l'irradiation de protons avec des énergies entre 1 et 53MeV pour des jonction p⁺/n en GaAs obtenue par la technique MBE [51].

La profondeur de pénétration des protons est liée à leur énergie. Contrairement aux électrons, le bombardement par les protons génère des endommagements non uniformes dans le matériau, et la majorité de ces endommagements sont produits près de la fin du parcours du proton. Ainsi, la nature de l'endommagement de l'irradiation des protons est déterminée par leur profondeur de pénétration dans la cellule solaire [54]. Un proton énergétique qui pénètre dans le matériau perd en premier temps son énergie dans les collisions électroniques. Quand son énergie devient assez faible, il interagit avec les nucléons et produit des déplacements atomiques. Ainsi, l'énergie incidente E du proton détermine la profondeur R_p au niveau de laquelle ces déplacements sont produits. Mais l'énergie moyenne, T , dissipée dans les collisions atomiques et, par conséquent, le nombre des déplacements est pratiquement indépendants de l'énergie E [48]. Le nombre moyen des déplacements ν par proton est:

$$\nu = T/2T_d \quad (\text{II.27})$$

Où T_d est appelée l'énergie de seuil et c'est l'énergie minimale qui doit être transmise à un atome pour induire son déplacement. Dans les semiconducteurs, T_d est de l'ordre de 20eV [48].

Dans le cas d'une irradiation avec des protons de basse énergie ($< 10\text{MeV}$), le mécanisme prédominant dans la génération des défauts de déplacement est l'interaction coulombienne, qui conduit à la génération de défauts ponctuels. Au-delà de 10MeV , les interactions élastiques nucléaires doivent être considérées, conduisant à la prise en compte de cascades de défauts. Pour des énergies supérieures à 20MeV , les interactions

inélastiques avec les noyaux rentrent également en compte, ce qui peut entraîner la création de cascades de défauts complexes [26].

A titre d'exemple, le tableau II.7 présente les défauts créés par l'irradiation des protons dans le GaAs de type n (pièges à électrons) et le GaAs de type p (pièges à trous) selon les mesures DLTS du groupe de Warner et al [51].

Pièges à électrons	$E(eV)$	$\pm\sigma_{Ea}(eV)$	$\sigma_a(cm^2)$	$\pm\sigma_{ccs}(cm^2)$
PR1	0.781	0.047	1.7×10^{-12}	1.0×10^{-12}
PR2	0.649	0.056	3.7×10^{-12}	3.4×10^{-12}
PR3	0.392	0.033	3.7×10^{-16}	3.3×10^{-17}
PR4'	0.364	0.034	8.2×10^{-14}	7.6×10^{-14}
PR4''	0.303	0.005	5.2×10^{-15}	8.2×10^{-16}
PR5	0.095	0.006	1.6×10^{-15}	7.7×10^{-16}
Pièges à trous	$E(eV)$	$\pm\sigma_{Ea}(eV)$	$\sigma_a(cm^2)$	$\pm\sigma_{ccs}(cm^2)$
PH1	0.090	0.012	4.8×10^{-18}	3.1×10^{-19}
PH2	0.213	0.015	8.5×10^{-17}	2.6×10^{-18}
PH3	0.355	0.055	1.7×10^{-15}	1.6×10^{-16}
PH4	0.422	0.031	1.6×10^{-15}	2.7×10^{-16}
PH5	0.544	0.007	5.8×10^{-18}	4.8×10^{-17}

Tableau II.7: Les caractéristiques des pièges à électrons et des pièges à trous dans une cellule solaire p+n en GaAs exposée à une irradiation de proton de 53 MeV. σ_{Ea} et σ_{ccs} sont les déviations standard associées aux mesures [51, 58, 59].

c) Irradiation par des neutrons :

Les neutrons sont un cas un peu particulier. Comme ils ne sont pas chargés, ils ne sont pas sensibles à l'interaction coulombienne. Des neutrons avec des énergies supérieures à 1 MeV entrent en collision inélastique avec les noyaux et ils sont capables de générer des défauts en cascade au lieu de défauts ponctuels [26].

Contrairement aux électrons et aux protons, on a rencontré de grandes difficultés pour avoir une bibliographie satisfaisante sur l'effet des irradiations par les neutrons sur les cellules solaires en GaAs. Ceci malgré le fait que la présence des neutrons énergétiques dans l'espace ne peut pas être négligée. Les changements induits par l'irradiation des neutrons dans le GaAs ont été documentés dans un nombre de publications très limité. En

plus, obtenir de la documentation sur la caractérisation des défauts qu'ils induisent était une tâche encore plus compliquée. Le seul article accessible daté de 1994 est obtenu après de longues recherches bibliographiques sur les caractéristiques des défauts induit par l'irradiation des neutrons. Cet article est intitulé: "Electrical characteristics of neutron irradiation induced defects in n-GaAs" par F.D Auret *et al.* [59]. Il y également d'autres articles et rapports sur l'irradiation des neutrons, mais qui donnent seulement leurs effets sur les paramètres de sortie des cellules solaires et ne donnent pas d'informations sur les énergies des défauts créés, leurs sections efficaces de capture ou bien leurs taux d'introduction. F.D Auret *et al.* ont utilisé la technique DLTS pour caractériser un échantillon GaAs de type n obtenu par épitaxie en phase vapeur organo-métallique (OMVPE). Cet échantillon est exposé à un flux de neutrons énergétiques avec une gamme d'énergie entre 1 et 66 MeV [59]. Le tableau II.8 présente les défauts caractérisés dans la référence qui sont des pièges à électrons [59].

Pièges à électrons	E_t^a (eV)	$\sigma_{na}^b \times 10^{-15}$ (cm ²)	η^c (cm ⁻¹)
E_{n1}	0.041	0.6	1.0
E_{n2}	0.141	120	1.5
E_{n3}	0.34	25	1.0
E_{n4}	0.36	3.7	1.0
E_{n5}	0.73	6000	10

Tableau II.8 : Les caractéristiques des pièges à électrons créés par des neutrons dans le n-GaAs [59].

II.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, des notions générales ont été présentées, et qui englobent les propriétés physiques : structurales, énergétiques et optoélectroniques du matériau l'arsenic de gallium (GaAs) et l'alliage l'aluminium de l'arsenic de gallium (Al_{1-x}Ga_xAs) et nous venons de présenter les défauts dans l'arsenic de gallium (GaAs) soit les défauts ponctuels ou les défauts induits par les irradiations spatiales et nous avons présentés les caractéristiques expérimentales (les niveaux d'énergie, les captures cross-sections) des pièges à électrons et à trous induit par les irradiations (électrons, protons, neutrons) qui sont utilisés dans notre travail.

***Chapitre III : Effet des particules
cosmiques sur les cellules solaires
en GaAs- Etat de l'art***

III.1 Introduction :

Durant les trois dernières décennies l'arséniure de gallium a été le semiconducteur le plus étudié. En effet, ce dernier possède deux caractéristiques très importantes, à savoir, une grande mobilité des porteurs (sept fois plus grande que celle du silicium) et un gap direct. Ces caractéristiques ont rendu ce matériau très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique [4]. Les semiconducteurs à hétérojonctions jouent un rôle important dans de nombreux dispositifs, comme les transistors bipolaires à hétérojonction (HBTs), les transistors à haute mobilité d'électrons (HEMTs), les photodiodes, les diodes laser et les cellules solaires à hétérojonctions [60]. Ces dispositifs utilisent des hétérojonctions à transport directe et confiné, résultant en une performance améliorée [60].

Les cellules solaires spatiales ont été utilisées comme source d'énergie par plusieurs satellites, et jouent un rôle important dans un domaine vaste d'applications. L'objectif principal des recherches de développement des cellules solaires se concentre sur l'optimisation de l'efficacité de conversion, la durée de vie, la résistance aux irradiations spatiales, la réduction de la masse dans la procédure de fabrication, et diminution du coût des cellules et panneaux solaires. Bien que le silicium a été utilisé comme matériau des cellules solaires spatiales, les composés semiconducteurs comme le GaAs, InP et InGaP/GaAs ont été développés et utilisés également dû à leur rendement élevé et une meilleure résistance aux irradiations. Ces deux derniers points sont nécessaires avec les applications croissantes des missions spatiales [46].

III.2 Principe de la conversion photovoltaïque :

La structure d'une cellule solaire, comme le montre la figure III.1, est formée d'une jonction qui sépare la région de l'émetteur de la région de la base de types de conductivités opposées (n ou p). Les dimensions des régions de l'émetteur et de la base sont optimisées de sorte que l'absorption de la lumière soit maximale près de la jonction. Ceci dans le but de minimiser l'effet de la recombinaison sur les porteurs minoritaires photogénérés. Des appellations plus descriptives peuvent être attribuées à l'émetteur et à la base. La base peut être nommée par absorbeur puisque dans l'optimisation usuelle d'une cellule solaire la majorité de la lumière incidente est absorbée dans la base. L'émetteur peut être aussi nommé par collecteur puisque ces premières fonctions sont de collecter les porteurs

minoritaires photogénérés dans la base [2]. L'émetteur et la base sont métallisés pour le contacte ohmique. Le contact avant est formé sur une grille modèle qui assure une transparence de 95% pour la lumière incidente [2]. Lorsque la lumière tombe sur une cellule solaire, les photons ayant une énergie supérieure au gap interdit produisent des paires électron-trou excédentaires dans chacune des régions 1,2 et 3 de la figure III.1. L'un des porteurs est considéré comme porteur minoritaire dans un semiconducteur dopé. Une jonction p-n sépare et collecte spatialement ces porteurs minoritaires photogénérés. Les porteurs minoritaires qui diffusent vers la jonction avant qu'ils soient recombinés deviennent des porteurs majoritaires et constituent le courant externe généré par la lumière du dispositif. Le voltage de la cellule dépend de la hauteur de la barrière du potentiel, qui est toujours inférieure à la largeur de la bande interdite et liée au dopage des régions p et n . Pour aboutir à une efficacité de conversion élevée, il est nécessaire de produire des paires (électron-trou) avec des longueurs de diffusion qui dépassent la région de base pour améliorer la collection des électrons et des trous pour chaque photon absorbé. Par conséquent il est souhaitable que l'absorption des photons se produise là où un champ électrique existe [2].

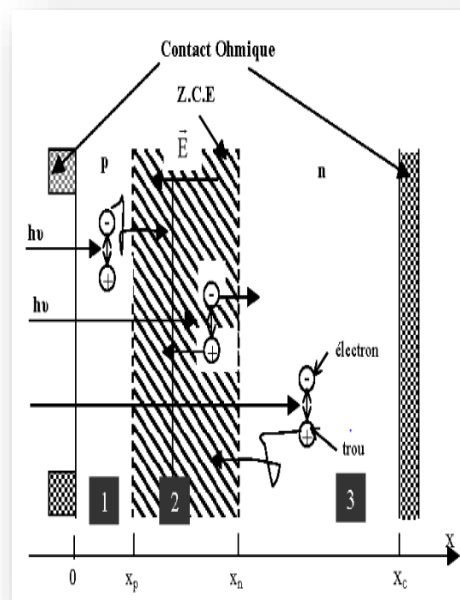
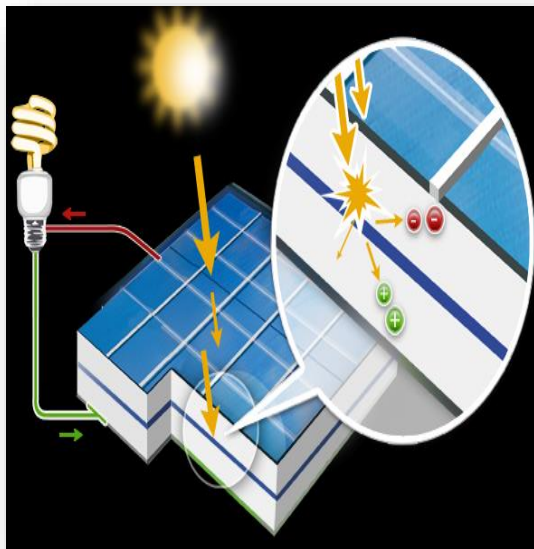


Figure III.1 : Le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.

III.3 Les cellules solaires à base de GaAs :

III.3.1 Conception :

Durant les dernières années, les cellules solaires à base de l'arséniure de gallium ont été largement utilisées aux applications spatiales [61, 62]. La réponse bleue des cellules solaires au GaAs est notablement pauvre, à cause de la perte des porteurs minoritaires photogénérés à la surface du matériau, due aux états d'interface induites lors du traitement qu'elle subit au moment de l'étape du polissage et de l'attaque chimique, l'oxyde natif, etc [63]. L'arséniure de gallium a un coefficient d'absorption élevé, avec une bande interdite directe, la génération des porteurs de charges se localise sur quelques microns de profondeur. C'est la raison pour la quelle on cherche à minimiser la vitesse de recombinaison en surface, qui est de l'ordre de 10^4 à 10^7 cm/s [2]. Cependant pour résoudre ce problème, deux solutions ont été adoptées : soit on réalise des jonctions au GaAs superficielles (< 1000 Å) ou on réalise une hétérostructure $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ [53].

Malheureusement pour le premier cas, les jonctions superficielles ont un inconvénient double. D'abord, elles sont délicates à réaliser, car le contrôle de couche aussi fines est toujours difficile, et ensuite mincir la couche superficielle augmente considérablement la résistance série et interdit l'utilisation de ces cellules solaires sous flux solaire concentré. Pour cela, la deuxième solution reste la meilleure. En effet, les cellules solaires à base d'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ont un rendement plus élevé que celui obtenu par les cellules aux jonctions superficielles [53].

Les cellules solaires à base de $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ (figure III.2), sont deux fois plus pesantes que celles fabriquées en Si, à cause de la haute densité du GaAs. C'est les applications spatiales (satellites), et pour les quelles le poids est très important, qui ont donné la motivation de développer des cellules solaires en GaAs, en couches minces et plus légères. Dû au coefficient d'absorption élevé du GaAs, la région active de la cellule est seulement de quelques micromètres d'épaisseur, par conséquent, une cellule solaire en GaAs de 10 à 20 μm d'épaisseur retient les performances nécessaires [53]. Parmi les paramètres contrôlant le courant de court circuit de la cellule solaire $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$, on cite : les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires, la concentration d'aluminium dans la couche fenêtre (x), les coefficients d'absorptions optique, les vitesses de recombinaison (au front, à la base et à l'interface $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$), la profondeur de la jonction, l'épaisseur de la couche fenêtre, et enfin le spectre solaire [53].

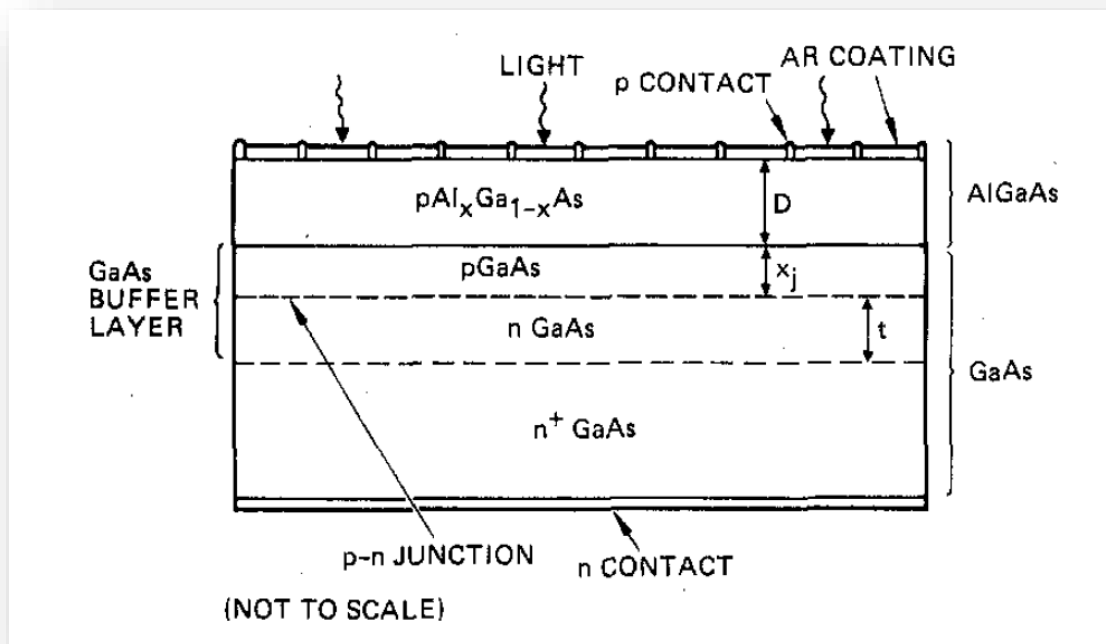


Figure III.2: Structure de la cellule solaire en GaAs avec une fenêtre de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [64].

- **La couche fenêtre :**

Le matériau de la couche fenêtre doit satisfaire certains critères basiques [65]:

1. Une raisonnable similarité du réseau avec la couche de la surface de la cellule solaire et des valeurs similaires des coefficients de dilatation thermique. Ceci est nécessaire pour minimiser les contraintes d'interface qui peuvent survenir pendant la croissance épitaxiale.
2. Le décalage entre les constantes des réseaux détermine la densité des états d'interface qui à son tour impose des limites sur les paramètres de sortie de la cellule (courant de court circuit, tension de circuit ouvert et facteur de forme) par l'augmentation de la recombinaison dans la région active du GaAs suite à la propagation des contraintes depuis la fenêtre.
3. La couche fenêtre doit avoir le plus grand gap d'énergie possible, tout en étant extrêmement mince en même temps. Ceci pour assurer que la majorité de la lumière est transmise à travers la fenêtre, au lieu d'en être absorbée

La majorité des couches fenêtres dans les cellules solaires du GaAs sont basées sur la croissance de fenêtre AlGaAs. Le AlGaAs a un gap d'énergie indirecte de 2.2 eV et un gap direct de 2.7 eV avec $x = 0.9$. Il faut noter que pour des fractions molaires x qui s'approchent de 1 [65]:

- Le $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ fondu devient essentiellement de l'aluminium, qui est fortement réactif avec les traces d'eau, du Co ou du O_2 à la température ambiante du four.
- L'arséniure d'aluminium (AlAs) est hydroscopique: cette activité chimique conduit à la formation des oxydes et d'autres composants de l'aluminium, ce qui peut conduire à des contacts ohmiques instables sur le AlAs, en même temps donnant naissance à des résistances de contact avec des valeurs très élevées.
- Les rendements de conversion le plus élevés sous AM0 ont été toujours obtenus avec des hétérostructures AlGaAs/GaAs au lieu d'homojonction simples de GaAs.
- Le gap d'énergie élevé du AlGaAs lui permet d'avoir une meilleure sensibilité à des longueurs d'ondes plus courtes.
- La couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ peut être fortement dopée pour réduire les résistances série, transparente pour la plupart des longueurs d'onde qui sont absorbées efficacement par le GaAs, et devrait réduire significativement la vitesse de recombinaison à l'interface [66, 67].

III.3.2 Les paramètres de sortie :

Le modèle de la cellule solaire est basé sur l'analyse du transport des porteurs minoritaires induit par injection électrique ou optique. Le courant total dans une jonction $p-n$ est la somme des courants de diffusion et d'entraînement qui existent [19, 68]. Un courant de diffusion se produit lorsqu'il y a un gradient de porteurs libres. Les électrons générés par absorption optique dans le côté de type p de la jonction diffusent vers la région de déplétion où ils l'a traversent par le champ électrique dû aux charges de la zone dépeuplée. Dans l'autre côté de la jonction les électrons deviennent des porteurs majoritaires et peuvent être collectés par le contacte ohmique. Une situation semblable se produit dans le côté n de la jonction où les trous photogénérés diffusent vers la jonction pour être collectés comme porteurs majoritaires dans le côté de type opposé.

Les courants de diffusion pour les électrons et les trous sont donnés en termes de gradient de concentration des porteurs minoritaires comme suit [19, 68] :

$$J_n^D = qD_n\nabla n \quad \text{et} \quad J_p^D = -qD_p\nabla p \quad (\text{III.1})$$

Où q est la charge des électrons, $\nabla n, \nabla p$ sont les gradients dans les excès des porteurs minoritaires, et D_n, D_p sont, respectivement, les coefficients de diffusion des électrons et des trous.

L'entraînement c'est la migration des porteurs chargés dans un champ électrique. Un champ électrique ξ accélère les porteurs de charge. Après interactions par collisions avec des phonons, des impuretés neutres ou chargés, les porteurs atteignent une vitesse d'entraînement stationnaire. Les courants de diffusion sont donnés par :

$$J_n = q\mu_n n \xi \text{ et } J_p = q\mu_p p \xi \quad (\text{III.2})$$

La mobilité μ est une mesure des masses effectives des porteurs et la fréquence des évènements de dispersion des porteurs ($\mu = \frac{q}{m_{eff}} \tau_d$). Bien que les masses effectives peuvent être calculées à partir de la courbure des bandes de valence et de conduction, la forte dépendance en impuretés et en défauts, rend la détermination de la mobilité des porteurs très difficile. Plutôt, des estimations semi-empiriques des mobilités des porteurs en fonction du dopage, de la température, et des densités des défauts, sont utilisées pour un modeling précis [2]. Pour un semiconducteur non dégénéré à l'équilibre thermodynamique, la mobilité μ et le coefficient de diffusion D sont liés par l'équation d'Einstein [19, 68] :

$$\mu = \frac{k_B T}{q} D \quad (\text{III.3})$$

La région qui entoure l'interface p/n est dépeuplée de porteurs libres, c'est une région d'espace qui contient les atomes ionisés des dopants en créant, par conséquent, un champ électrique fort à travers la jonction (Fig.III.2). La base et l'émetteur à l'extérieur de la région dépeuplée sont libres des charges d'espace et le transport des porteurs minoritaires est dû principalement à la diffusion. Cette simplification s'appelle l'approximation de quasi-neutralité.

Le fonctionnement d'une cellule solaire est généralement caractérisé par deux courants: le photocourant et le courant de l'obscurité. Le courant de l'obscurité est dû principalement à la diffusion des porteurs minoritaires injectés dans les régions quasi-neutres de l'émetteur et de la base. Le photocourant est composé des porteurs minoritaires qui diffusent à travers les régions quasi-neutres et se collectent par le champ électrique de la zone de charge d'espace. Le photocourant et le courant de l'obscurité sont calculés par la somme des courants de diffusion et d'entraînement dans les régions quasi-neutres et la zone de charge d'espace, en tenant compte de la génération et de la recombinaison. Dans chaque région, le transport des porteurs minoritaires est déterminé par la résolution des

équations de continuité et l'équation de Poisson, qui s'écrivent pour le cas unidimensionnelle comme suit :

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = G - U \quad (\text{III.4.a})$$

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = G - U \quad (\text{III.4.b})$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad (\text{III.4.c})$$

Où

$$J_n = q\mu_n n \left(-\frac{d\psi}{dx} \right) + \mu_n k_B T \left(\frac{dn}{dx} \right), J_p = q\mu_p p \left(-\frac{d\psi}{dx} \right) - \mu_p k_B T \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{III.5})$$

ρ est la densité des charges et $\epsilon_0\epsilon_r$ est la constante diélectrique.

La caractéristique courant-tension pour une cellule solaire est donnée par [19, 68] :

$$J = J_0 \left(\exp \frac{qV}{k_B T} - 1 \right) - J_{ph} \quad (\text{III.6})$$

Avec

$$J_0 = qN_c N_v \left[\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right] \exp \left(\frac{-E_g}{k_B T} \right) \quad (\text{III.7})$$

J_0 est le courant de saturation en polarisation inverse et J_{ph} est le photocourant. $N_c, N_v (cm^{-3})$ Sont, respectivement, les densités des états effectives à E_c, E_v, N_a, N_d , sont les dopages des régions p et n , respectivement. D_p, D_n , sont, respectivement, les coefficients de diffusion des trous et des électrons. τ_n, τ_p , sont les durées de vie des électrons et des trous.

La figure.III.3 montre la caractéristique $J-V$ idéale de la cellule solaire. Les paramètres représentatifs de cette caractéristique sont la densité du courant de court circuit ($J_{sc} Acm^{-2}$), la tension du circuit ouvert ($V_{oc} V$), le facteur de forme ($FF \%$) et la puissance maximale ($P_{max} Wcm^{-2}$).

V_{oc} c'est la tension aux bornes de la cellule solaire en condition de circuit ouvert, appelé également par le mode photovoltaïque [69]. Lorsqu'on branche un voltmètre aux bornes de la cellule, le courant qui débite de la cellule s'annule par la résistance élevée du voltmètre et celui-ci indique une tension, c'est la tension du circuit ouvert [68] :

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1 \right) \quad (\text{III.8})$$

V_{oc} est lié à E_g du matériau, la barrière du potentiel à l'équilibre, l'intensité de la lumière, le courant de saturation inverse, et les résistances séries [69]:

- Autant que E_g est large, plus grande est la barrière du potentiel, ce qui donne un V_{oc} plus grand.
- Quand l'intensité de la lumière augmente, la caractéristique J - V va se déplacer en plus vers le bas, ce qui sert aussi à croître V_{oc} dû à la nature exponentielle de la relation entre le courant et la tension.
- D'après la relation (III.8), une augmentation dans le J_0 entraîne une diminution dans le V_{oc} , puisque si J_0 augmente il va déplacer la caractéristique illuminée vers le haut ce qui signifie qu'elle va couper l'axe des tensions à une tension plus inférieure.
- L'effet des résistances séries apparaît dans la pente de la caractéristique en régime ohmique.

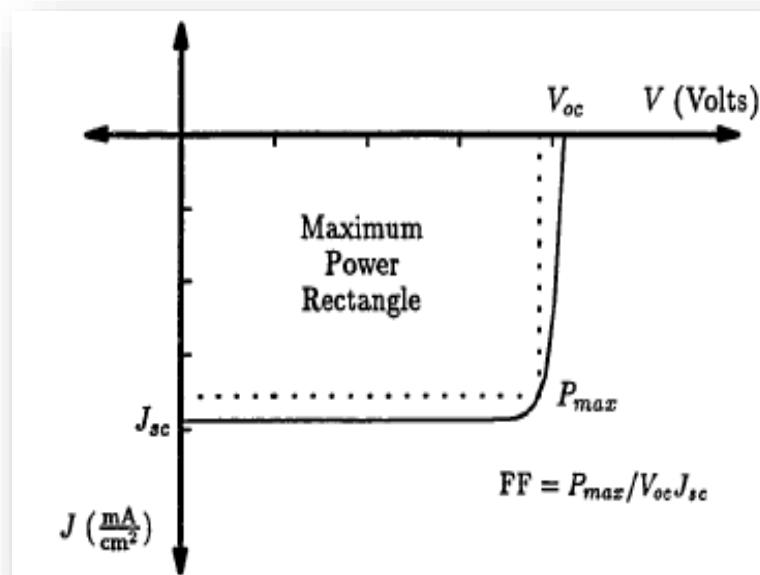


Figure III.3 : Caractéristique typique d'une cellule solaire illuminée.

J_{sc} est liée directement à l'absorption du dispositif, puisque la lumière non absorbée ne peut être convertie en courant. Cependant, la largeur de la région de déplétion et les longueurs de diffusion des porteurs affectent de façon importante J_{sc} . Si la région de déplétion est large, et les longueurs de diffusion sont longues alors une large fraction des photons absorbés va créer des paires électron-trou qui vont être séparés par le champ dans la région de déplétion et collecter comme courant. D'autre part si la région de déplétion est

étroite et les longueurs de diffusion sont courtes, seulement une petite fraction de la lumière absorbée i.e. ; porteurs photogénérés qui vont être expulsés par le champ de la région de déplétion avant d'être recombinaison dans la région neutre [69].

P_{max} représente le point de la puissance maximale, qui indique aussi le courant et la tension du fonctionnement optimaux et définit le facteur de forme à travers la relation [69] :

$$P_{max} = I_{sc}V_{oc}FF \quad (III.9)$$

Enfin le rendement de conversion de la cellule est défini comme étant le rapport entre la puissance P_{max} de la cellule et la puissance de la lumière incidente [1]:

$$\eta = (P_m/P_i) \times 100, (\%) \quad (III.10)$$

L'efficacité de conversion maximale est approximativement 28%, mais en pratique et à cause de plusieurs autres facteurs, l'efficacité est seulement autour de 10 – 20%. Les facteurs qui influent le fonctionnement d'une cellule solaire sont la réflexion, les résistances série, la valeur basse du facteur de forme, et l'absorption inappropriée [1].

III.4 Effet des particules sur la cellule solaire en GaAs- Etat de l'art :

L'étude des défauts des irradiations dans le GaAs a reçu de considérables attentions pour l'intérêt que présente ce matériau dans les dispositifs électroniques employés dans les systèmes spatiaux. Ce sujet est également important pour comprendre les endommagements dans le GaAs durant l'implantation ionique utilisée dans le traitement des dispositifs. Bien que la gamme d'énergie et le type d'irradiations utilisés dans ces deux domaines soient différents, la nature des défauts principaux créés par les irradiations pourrait avoir des similarités importantes [52].

La dégradation des cellules solaires par l'effet des irradiations est l'un des problèmes fondamentaux qui affecte l'utilisation des cellules solaires comme source d'énergie pour les applications spatiales [70], car elles subissent une forte dégradation de leurs performances en raison de défauts structuraux induits [71].

La qualité des cellules solaires est représentée en termes de paramètres de sortie d'ingénierie. L'effet des irradiations sur les cellules peut alors être décrit en termes de changements dans les performances de ces paramètres, concernent à la fois les caractéristiques physiques et électriques de la cellule et permettent de mieux comprendre les mécanismes impliqués. Les concentrations d'impuretés, la recombinaison, les longueurs de diffusion et les durées de vie des porteurs minoritaires sont les aspects physiques du

comportement des cellules solaires tandis que les paramètres électriques incluent le courant de court-circuit (I_{sc}), la tension de circuit ouvert (V_{oc}), le facteur de forme (FF), la puissance maximale fournie (P_M) et le rendement de conversion (η) [12].

III.4.1 Effet des électrons :

Il existe un grand nombre de chercheurs qui ont étudié activement l'effet des irradiations par des électrons énergétiques dans les cellules solaires à base du GaAs. Ces irradiations ont comme principale effet la production de déplacements atomiques dans le matériau, et comme résultats de ces déplacements, des défauts de structure sont créés tels que les lacunes, interstitiels, des défauts complexes (double lacune, paire lacune-impureté, paire interstitiel impureté, etc). Les défauts de structure agissent soit comme des centres de recombinaison ou des centres de piégeage des électrons et des trous. Nous allons présenter un nombre d'études de l'effet des électrons énergétiques afin d'avoir une idée quantifiée sur l'ampleur de ce type de particules sur le fonctionnement des cellules solaires, notamment le rendement de conversion des cellules destinées aux applications spatiales.

Parmi les premiers travaux sur l'effet des électrons énergétiques sur les cellules solaires à base du GaAs, les travaux de M. Yamaguchi et al en 1983 [72] et de R.Y Loo et al en 1984 [73]. Une relation directe mesurée expérimentalement a été établie entre la longueur de diffusion des porteurs minoritaires et la dose des électrons que se soit dans un échantillon de GaAs de type n ou de type p :

$$1/L^2 = 1/L_0^2 + K\phi \quad (\text{III.11})$$

Où L_0 est la longueur de diffusion dans l'échantillon non irradié, $\phi (cm^{-2})$ la dose (fluence) des électrons et K une constante de proportionnalité sans dimension. Cette relation a permis de mesurer qualitativement l'effet de l'irradiation par les électrons sur les performances de la cellule (courant de court circuit et rendement).

La figue.III.4 présente des mesures expérimentales de l'effet de l'irradiation par des électrons de 1 MeV sur la puissance maximale d'une cellule solaire AlGaAs-GaAs qui a été fabriquée pour des applications spatiales [73].

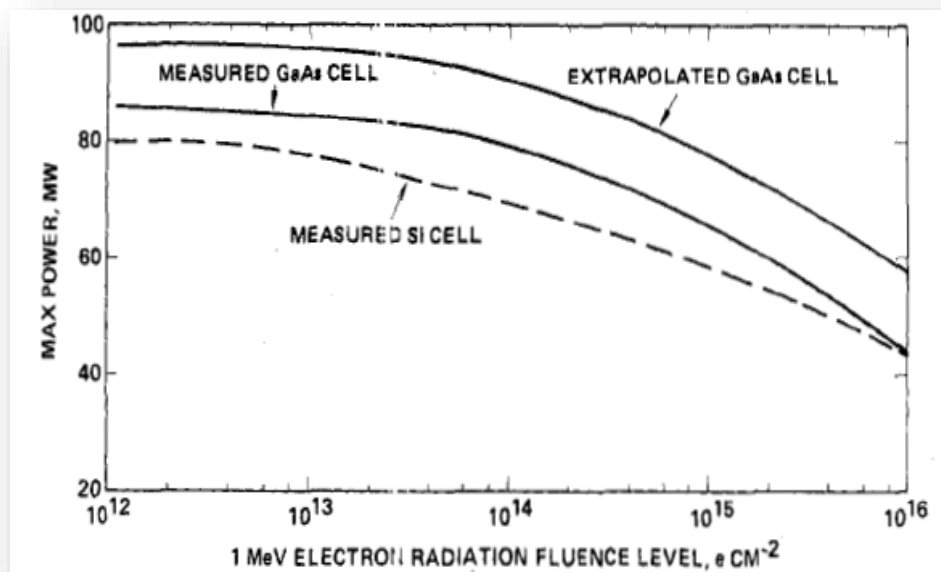


Figure III.4 : Cellule solaire en AlGaAs-GaAs irradié par 1 MeV d'électrons.

Suite à ses travaux, en 1991 R.Y Loo et al [57], ont étudié aussi une jonction $p-n$ en GaAs avec une couche fenêtre AlGaAs de type p ; sujet à des irradiations par des électrons énergétiques avec différentes doses; 10^{14} , 10^{15} , 5×10^{15} et $10^{16} cm^{-3}$. Le tableau III.1 montre les pièges d'électrons et de trous qu'ils ont caractérisés (toujours par la technique DLTS) en fonction de la dose de l'irradiation d'énergie 1 MeV dans les cellules solaires en GaAs. Un nombre de constatations a été apporté: (1) l'irradiation par des électrons de 1 MeV dans une cellule solaire en GaAs produit généralement de trois à quatre pièges d'électrons, et de un à quatre pièges de trous, selon la dose et le flux de l'irradiation aussi bien que les conditions de recuit; (2) la densité des défauts et le nombre des défauts profonds augmente avec l'augmentation de la dose et du flux; (3) l'augmentation de la durée et la température de recuit diminue le nombre des pièges profonds; (4) le recuit thermique à basse température est efficace dans la réduction de la densité des pièges à la fois d'électrons et de trous.

$\Phi_e (cm^{-2})$	$N_d (cm^{-3})$	Irradiation température(°C)	Pièges à électrons		Pièges à trous	
			$E_t (eV)$	$N_t (cm^{-3})$	$E_t (eV)$	$N_t (cm^{-3})$
10^{14}	1.45×10^{15}	200	$E_c - 0.13$	3.2×10^{13}	$E_v - 0.29$	6.4×10^{12}
			$E_c - 0.41$	1.3×10^{13}	$E_v - 0.71$	
			$E_c - 0.71$	1.2×10^{12}		
			$E_c - 0.90$	1.6×10^{12}		
10^{15}	1.05×10^{15}	200	$E_c - 0.13$	2.2×10^{14}	$E_v - 0.29$	6.9×10^{12}
			$E_c - 0.41$	1.3×10^{14}	$E_v - 0.71$	2.0×10^{13}
			$E_c - 0.71$	7.8×10^{12}		3.0×10^{12}
			$E_c - 0.90$	9.5×10^{12}		
10^{14}	1.5×10^{15}	25	$E_c - 0.14$	1.8×10^{13}	$E_v - 0.71$	
			$E_c - 0.41$	8.2×10^{12}		
			$E_c - 0.71$			
			$E_c - 0.90$	8.8×10^{13}		
10^{15}	1.1×10^{15}	25	$E_c - 0.41$	2.1×10^{14}	$E_v - 0.13$	2.2×10^{14}
			$E_c - 0.71$	1.7×10^{13}	$E_v - 0.29$	4.0×10^{14}
			$E_c - 0.90$	2.8×10^{13}	$E_v - 0.35$	8.0×10^{13}
					$E_v - 0.71$	6.4×10^{13}
5×10^{15}	9.4×10^{14}	25	$E_c - 0.41$	4.5×10^{14}	$E_v - 0.13$	8.9×10^{14}
			$E_c - 0.71$	3.2×10^{13}	$E_v - 0.29$	1.5×10^{15}
			$E_c - 0.90$	5.0×10^{15}	$E_v - 0.35$	1.0×10^{15}
					$E_v - 0.71$	1.9×10^{14}
10^{16}	8.4×10^{14}	25	$E_c - 0.41$	8.8×10^{13}	$E_v - 0.13$	8.4×10^{14}
			$E_c - 0.71$	5.0×10^{13}	$E_v - 0.29$	1.6×10^{15}
			$E_c - 0.90$	6.5×10^{13}	$E_v - 0.35$	1.0×10^{15}
					$E_v - 0.71$	2.7×10^{14}

Tableau III.1 : Les paramètres des pièges à électrons et trous d'une cellule solaire irradié par 1MeV d'irradiation à électrons.

Conversion des cellules solaires destinées aux applications spatiales.

J.C Bourgoïn, M. Yamaguchi et al [44, 54, 72, 74, 75] ont étudié intensivement les défauts induits par l'irradiation des électrons énergétiques dans le matériau GaAs de type *n* aussi bien que celui du type *p*. Ces études ont montré que les défauts induits par l'irradiation d'électrons d'énergie de 1 MeV à température ambiante sont des défauts primaires résultants du déplacement des atomes d'As dans les sous réseau de l'arsenic, alors que pour le sous réseau du gallium les paires lacune-interstitielle se recombinent immédiatement après leur création. L'existence de plusieurs types de paires lacune-interstitiel conduit à l'apparition de nombreux pièges d'électrons et de trous. Leurs caractéristiques; concentration, taux d'introduction, énergie d'ionisation, sections efficaces de capture, sont déduites à partir des données DLTS (Figure III.5.a et b) et sont résumées dans les tableau III.2 (a), (b). Les pièges E4, E5 et H3 sont profonds et peuvent être considérés comme des centres de recombinaison. L'effet de l'irradiation par ces électrons caractérisé par le même groupe de recherche dans trois cellules solaires p⁺/n à base du GaAs est présenté dans les figures III.6.(a); le courant de court circuit J_{cc} , (b) la tension de circuit ouvert V_{co} et (c) la puissance maximale fournie P_{max} , en fonction de la dose (fluence cm^{-2}).

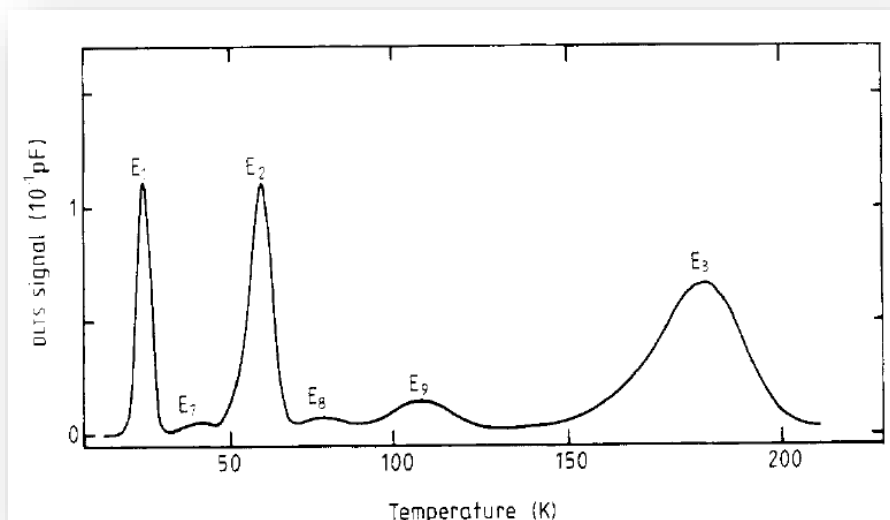


Figure III.5.a : Spectre DLTS d'un échantillon de GaAs de type *n* obtenu par épitaxie en phase vapeur (VPE) est irradié par une dose d'électrons de $5 \times 10^{13} cm^{-2}$ et d'énergie de 1.5 MeV à 4.2 K [44].

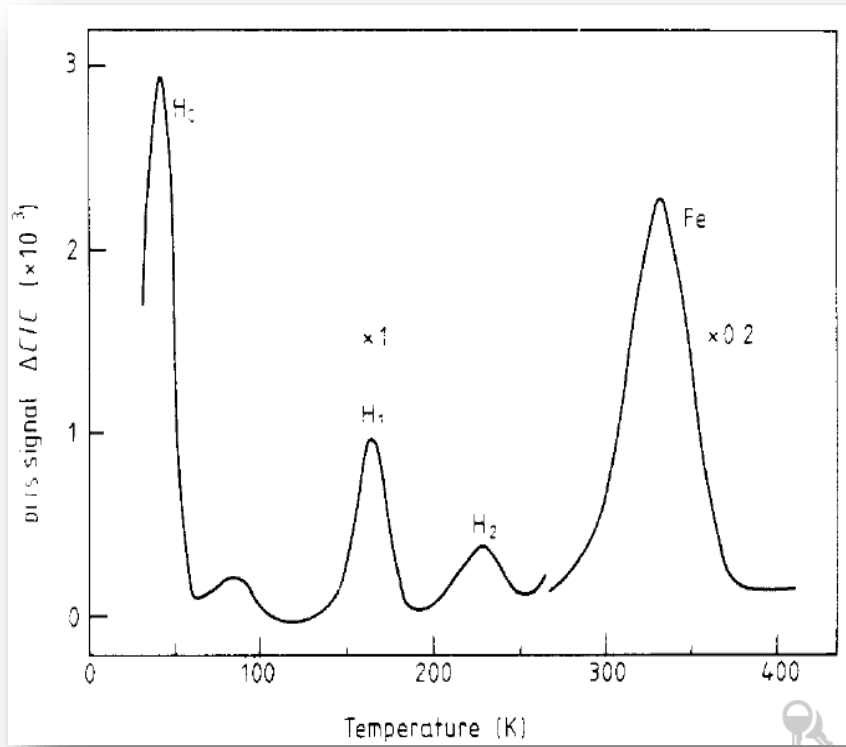


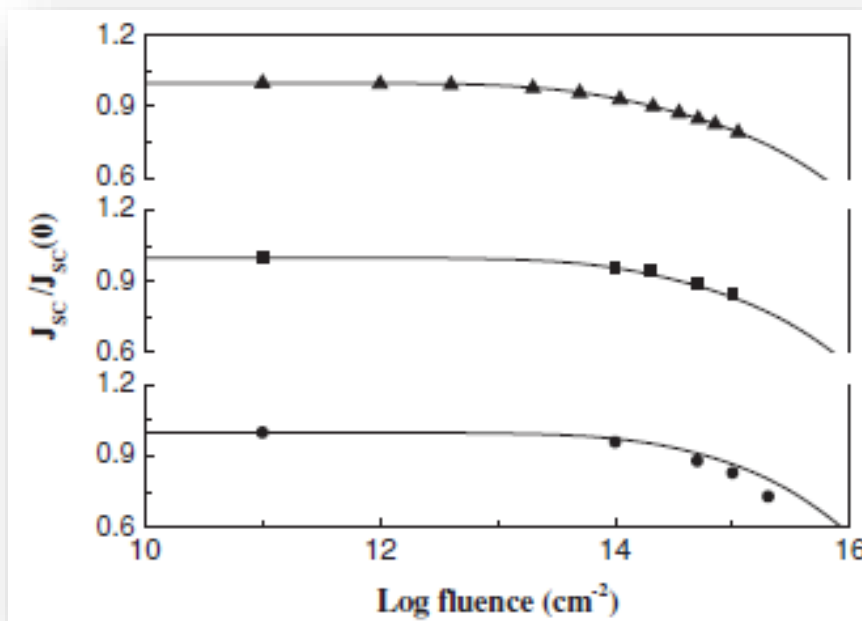
Figure III.5.b : Spectre DLTS d'un échantillon de GaAs de type p obtenu par VPE est irradié par une dose d'électrons de $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ et d'énergie de 1 MeV à 300 K [44].

defauts	$k(\text{cm}^{-1})$	$E_c - E_t(\text{eV})$	$\sigma_a(\text{cm}^2)$
E_1	1.50	0.045	2.2×10^{-15}
E_2	1.50	0.140	1.2×10^{13}
E_3	0.40	0.300	6.2×10^{15}
E_4	0.08	0.760	3.1×10^{-14}
E_5	0.10	0.960	1.9×10^{-12}

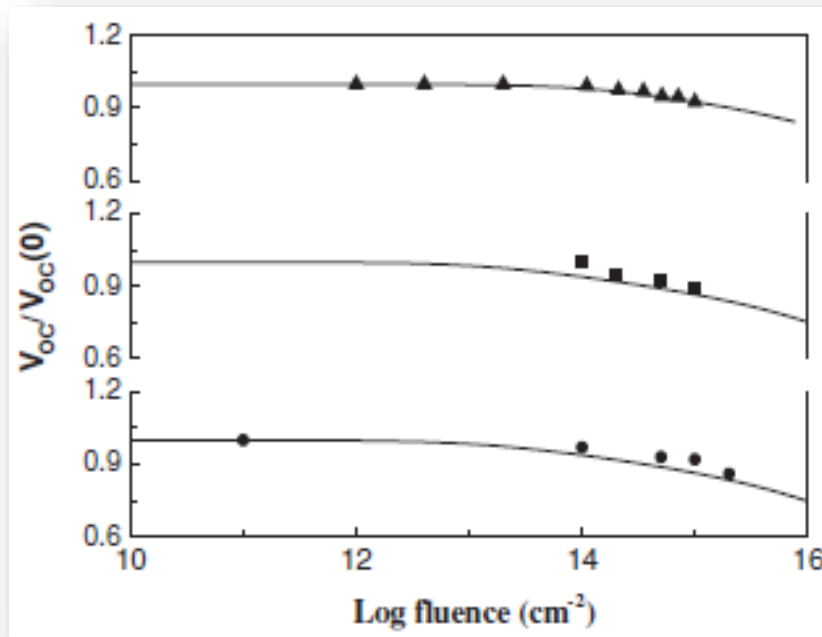
Tableau III.2.a: Les caractéristiques des pièges à électrons induits dans GaAs par l'irradiation à électrons obtenus par DLTS.

defauts	$k(\text{cm}^{-1})$	$E_v + E_t(\text{eV})$	$\sigma_b(\text{cm}^2)$
H_0	0.8	0.06	1.6×10^{-16}
H_1	0.1 – 07	0.29	5.0×10^{15}
H_2	–	0.41	2.0×10^{16}
H_3	0.2	0.71	1.2×10^{-14}

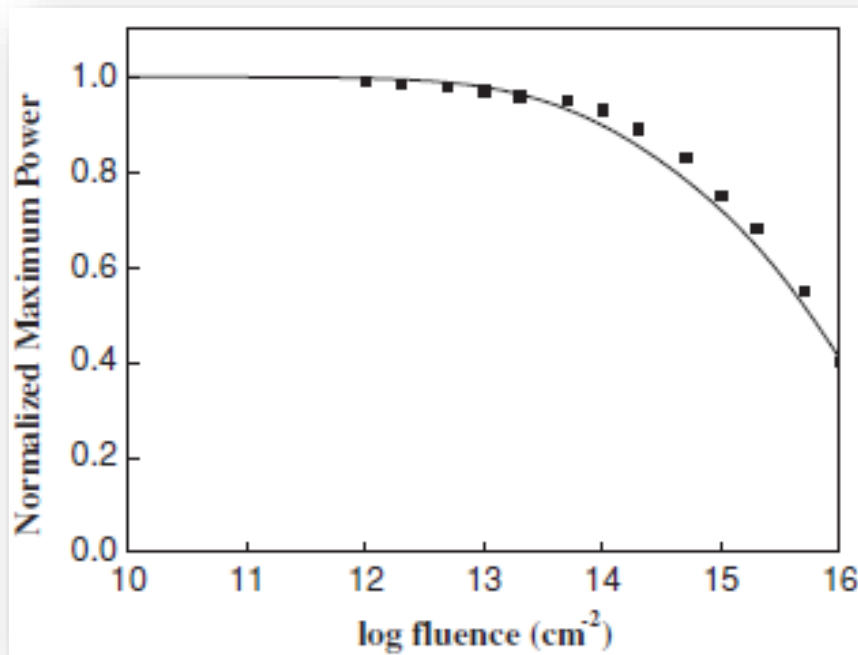
Tableau III.2.b : Les caractéristiques des pièges à trous induits dans GaAs par l'irradiation à électrons obtenus par DLTS. Ref [44, 47, 54, 75, 76].



(a)



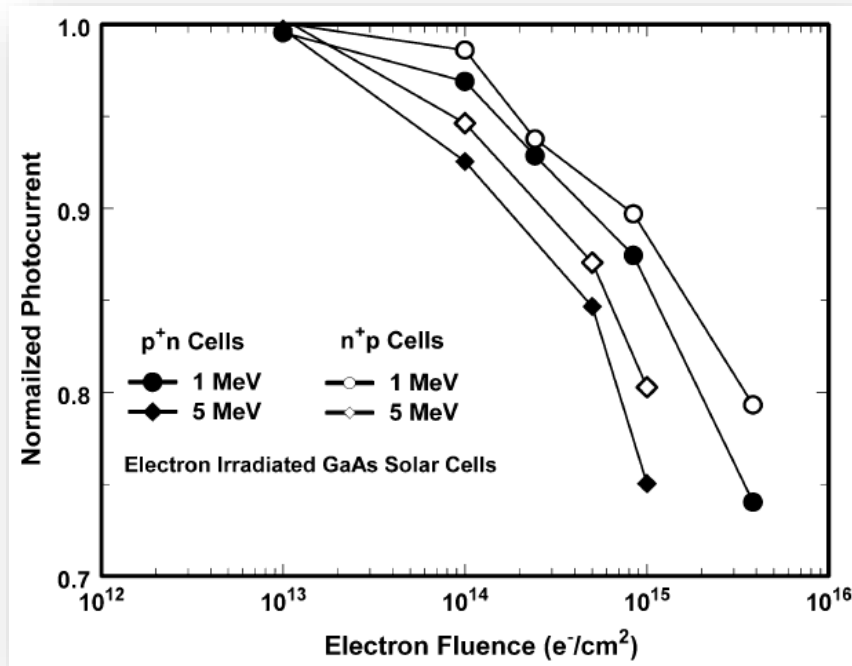
(b)



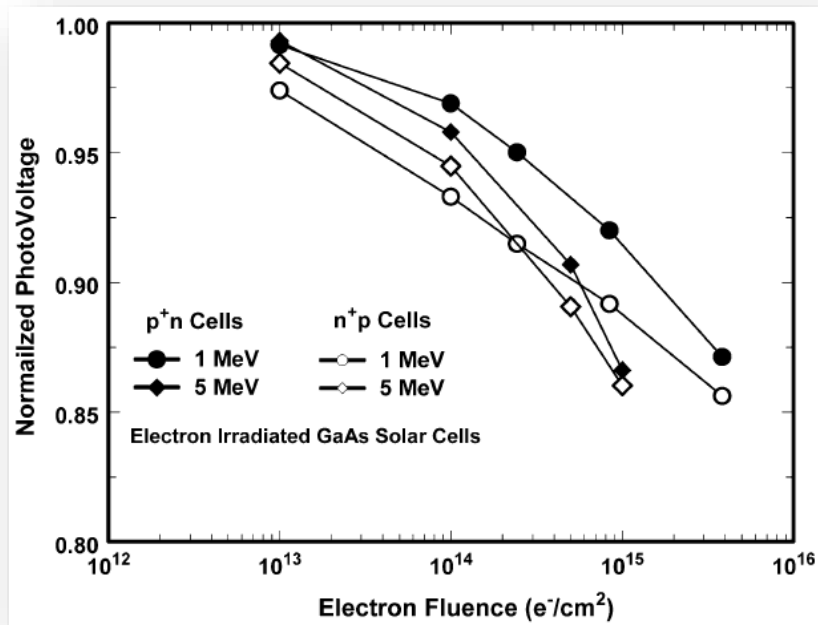
(c)

Figure III.6 : Dégradation des paramètres de sortie de cellules solaires p+/n en GaAs par des électrons énergétiques à partir de [54].

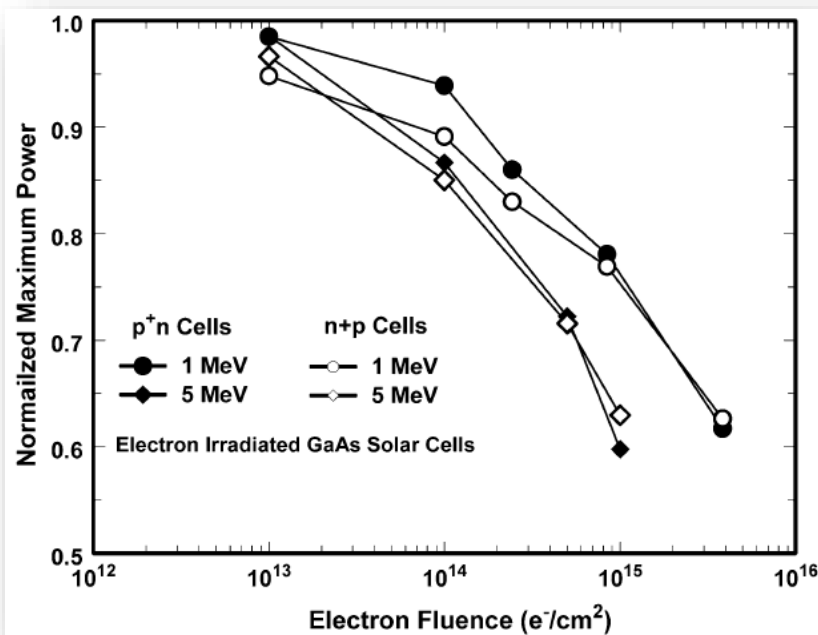
Le groupe de Scott R. Messenger et al [77] ont également caractérisé l'effet des irradiations par des électrons énergétiques dans les cellules solaires en GaAs. On présente leurs résultats dans les figures III.7 (a) sur le photocourant, (b) le photovoltage et (c) la puissance maximale; de deux types des cellules solaires en GaAs, p^+/n et n^+/p , exposées à des irradiations par des électrons de 1 et de 5 MeV.



(a)



(b)



(c)

Figure III.7 : Dégradation des paramètres de sortie des cellules solaires en GaAs par des électrons énergétiques depuis [78].

Les pièges d'électrons qu'ils ont caractérisés par la technique DLTS présentés dans la figure III.8. Sont similaires à ceux caractérisés par Bourgoïn et al [78].

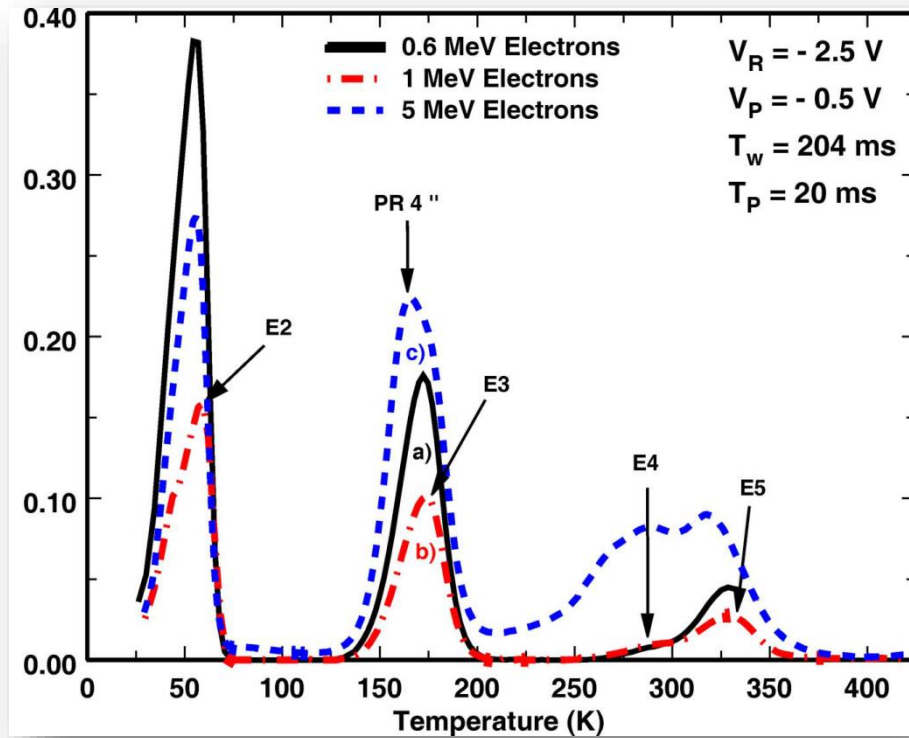
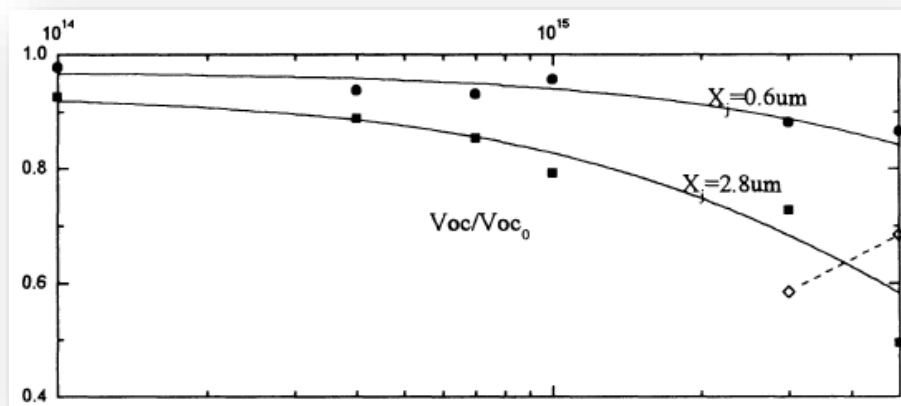
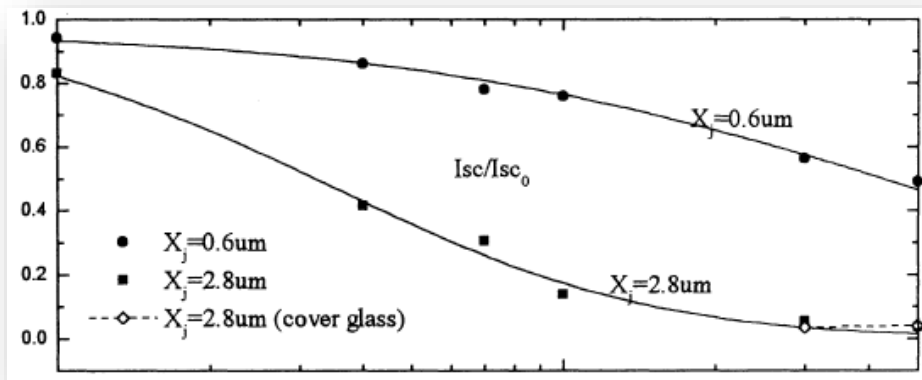


Figure III.8: Les pièges d'électrons qu'ils ont caractérisés par la technique DLTS [78].

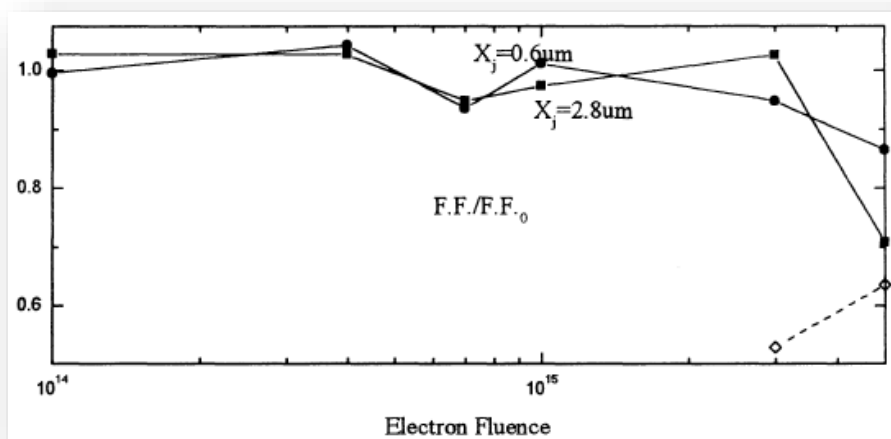
On termine cette section par les travaux de X.B Xiang et al [79, 80]. L'effet de l'irradiation a été étudié dans deux cellules solaires AlGaAs/GaAs. Dans la première la profondeur de la jonction $p-n$ se situe à $0.6 \mu\text{m}$ et dans la deuxième à $2.8 \mu\text{m}$. Quatre pièges d'électrons; $E_c - 0.24 \text{ eV}$, $E_c - 0.41 \text{ eV}$, $E_c - 0.51 \text{ eV}$ et $E_c - 0.59 \text{ eV}$, ont été trouvés par l'analyse DLTS, dont deux seulement sont superficiels et peuvent être ôtés par un recuit thermique. L'effet de l'irradiation sur les paramètres de sortie des deux cellules solaires sont présentés dans les figures III.9 (a), (b) et (c).



(a)



(b)



(c)

Figure III.9 : Dégradation des paramètres de sortie d'une cellule solaire p⁺/n en GaAs par des électrons énergétiques pour deux profondeurs différentes de la jonction depuis [80].

III.4.2 Effet des protons :

Les particules les plus utilisées comme source d'irradiations sont les neutrons et les protons pour simuler respectivement l'environnement nucléaire civil et l'environnement spatial. En ce qui concerne les applications spatiales, les protons sont préférés aux électrons car leur pouvoir de pénétration est plus élevé, ils sont par conséquent moins susceptibles d'être stoppés par le blindage du satellite [25].

Pour l'irradiation par des protons, la profondeur de pénétration est liée à l'énergie des protons. Contrairement aux électrons, le bombardement par des protons génère des endommagements non uniformes dans le matériau, et la majorité des dommages sont produits près de la fin du parcours des protons. Par conséquent, la nature des dommages par l'irradiation des protons est déterminée en grande partie par la profondeur de pénétration des protons dans la cellule solaire [57]. Par exemple, dans une cellule solaire en GaAs, les protons de faible énergie (inférieures à 300 KeV) sont arrêtés dans la région active de la cellule, alors que les protons de haute énergie (supérieures à 1 MeV) vont pénétrer dans la totalité de la cellule solaire [57]. En plus, il a été avancé que le nombre des défauts de déplacement augmente avec la diminution relative de l'énergie de la particule. Dans un intervalle d'énergie des protons qui s'étend d'une centaine de keV à des centaines de MeV , la contribution des protons d'énergie $< 1 MeV$ dans la création des défauts pourrait être très importante [46].

Les études des effets des protons ne se faisaient pas indépendamment de celles des électrons, presque dans plusieurs travaux, on trouvait ces deux axes s'accompagnés dans la même étude. Les premières études de l'effet des protons datent également des débuts des années 80. La relation entre la profondeur de pénétration des protons et la création des défauts ainsi que le fait que les protons de basse énergie (centaines de KeV) sont plus efficaces, a été confirmés sur la base d'observations expérimentales effectuées par R Y loo et al à la fin des années 70 et les début des années 80 [81, 82, 83]. La cellule solaire concernée est une jonction p/n de profondeur de 0.5 μm en GaAs avec une fenêtre AlGaAs d'épaisseur de 0.5 μm . Les résultats de ces mesures sont indiqués dans la figure III.10. On voit bien comment V_{oc} , I_{sc} et la puissance maximale sont plus affectés par les protons d'énergie 100-200 keV .

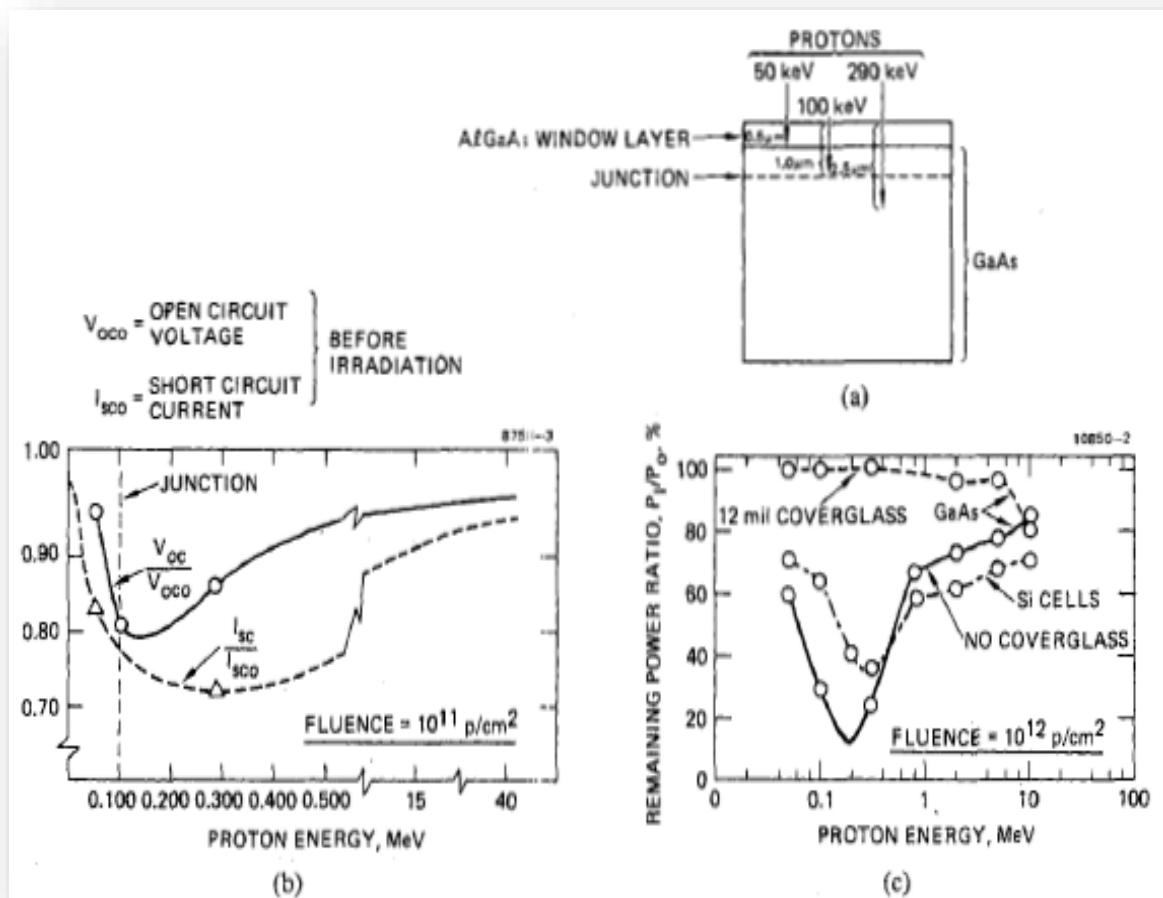


Figure III.10 : Effet des protons: (a) en fonction de la profondeur de pénétration, (b) en fonction de l'énergie sur V_{OC} , I_{SC} et (c) en fonction de l'énergie sur la puissance de la cellule.

Suite à ces travaux, R Y loo et al se sont concentré sur ces protons d'énergies relativement basses [57] entre 50 et 290 keV et font varier les doses de protons entre 10^{10} et 10^{13} cm⁻². La profondeur de pénétration des protons s'étendait de 0.5 μm pour les protons de 50 keV à 2.5 μm pour les protons de 290 keV. Par conséquent, les dommages causés par les protons de 50 keV se limitaient à la fenêtre AlGaAs, alors que ceux liés aux protons de 290keV s'étendaient sur la totalité de la région active de la région n de la cellule. Effectivement, selon les figures III.11 (a) et (b), les protons d'énergie de 200keV semblent avoir l'effet le plus sévère que se soit sur I_{SC} ou V_{OC} [57].

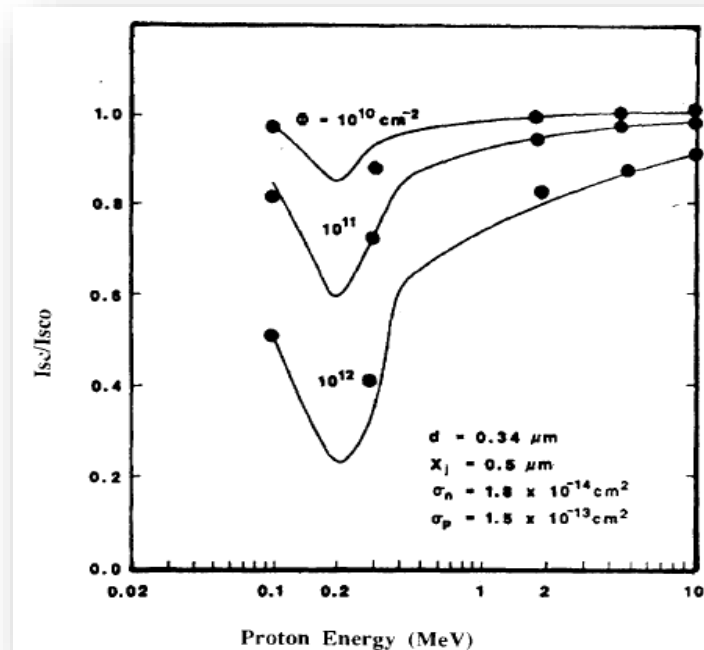


Figure III.11.a : L'effet des protons mesuré sur le courant de court-circuit normalisée (I_{sc}/I_{sc0}) pour une cellule solaire AlGaAs / GaAs, en fonction de l'énergie et des doses. L'épaisseur de la couche de fenêtre est de $0.34 \mu m$, et la profondeur de jonction est de $0.5 \mu m$ [57].

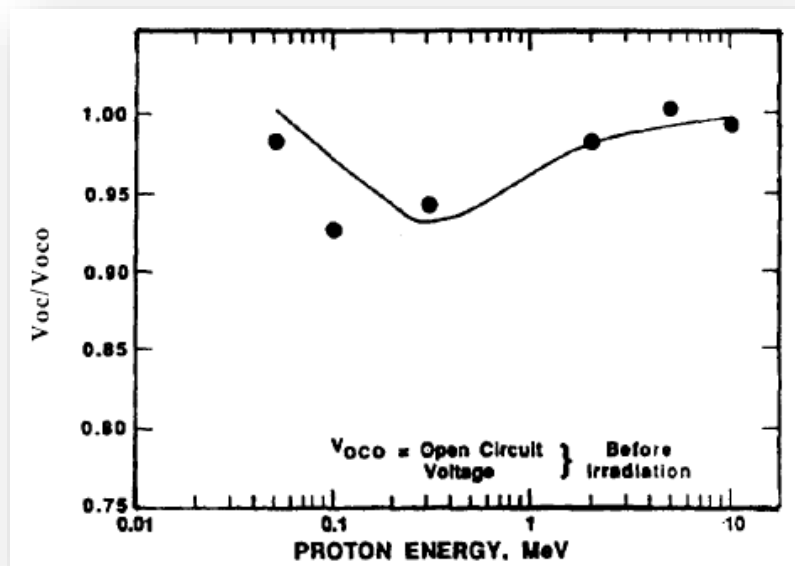
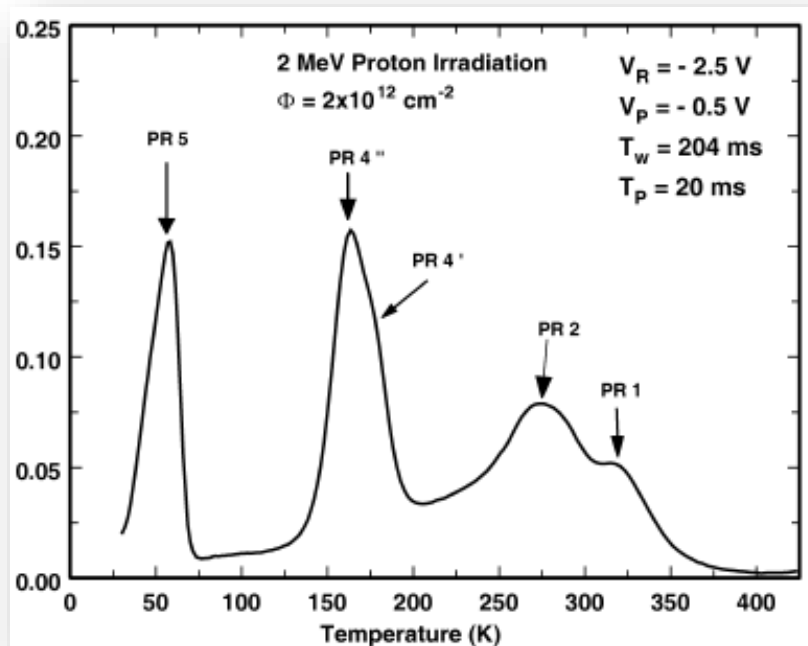


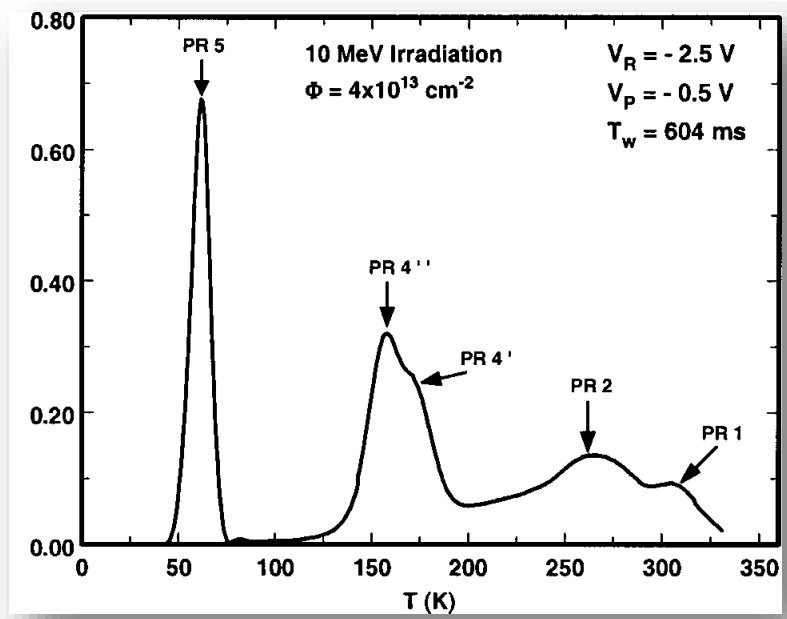
Figure III.11.b : L'effet des protons mesuré sur la tension du circuit ouvert normalisé (V_{oc}/V_{oc0}) pour la plus grande dose [57].

En utilisant la technique DLTS [57], R Y Loo et al [57] ont caractérisé six pièges d'électrons positionnés à $E_c - 0.14$, $E_c - 0.20$, $E_c - 0.31$, $E_c - 0.52$, $E_c - 0.60$, $E_c - 0.71 eV$ et sept pièges de trous dont les énergies sont $E_v + 0.17$, $E_v + 0.27$, $E_v + 0.29$, $E_v + 0.44$, $E_v + 0.52$, $E_v + 0.57$ et $E_v + 0.71 eV$.

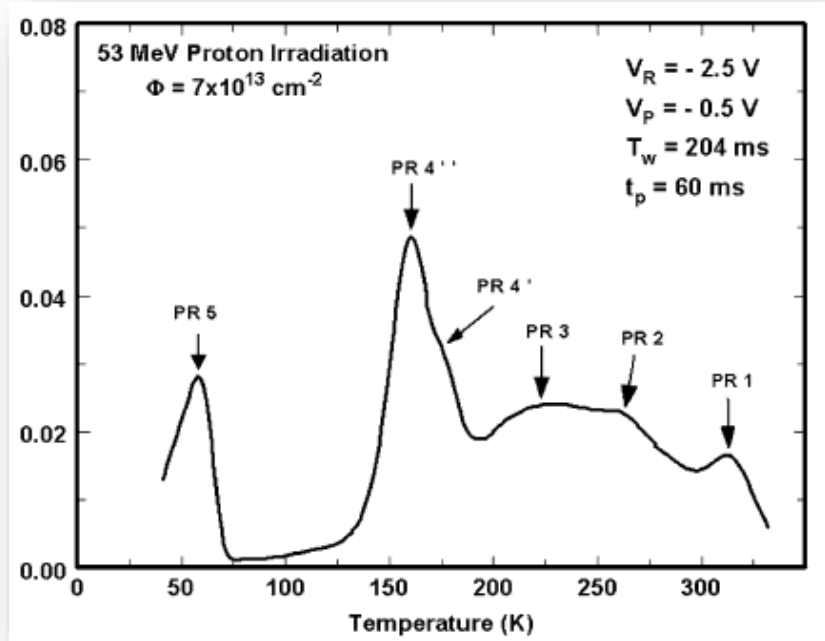
S R Messenger et al [50, 58, 77, 84, 85] ont étudié les pièges introduits dans une cellule solaire p⁺/n en GaAs, obtenue par épitaxie par jet moléculaire (MBE) à température ambiante, irradiée par des protons d'énergies qui s'étendent de 1 à 53 MeV. Ces pièges ont été caractérisés par la technique DLTS [50]. Dans la figure III.12.(a) on présente le spectre DLTS des pièges des électrons caractérisé pour l'énergie des protons de 2 MeV, (b) pour l'énergie de 10 MeV et (c) l'énergie de 53 MeV. Pour les deux premiers cas, 5 pièges d'électrons ont été caractérisés, alors que pour le troisième cas, la présence d'un sixième piège a été notée.



(a)



(b)



(c)

Figure III.12 : Spectre DLTS pour une cellule solaire p⁺/n en GaAs selon les énergies des protons: (a) 2 MeV, (b) 10 MeV et (c) 53 MeV.

Cependant les pièges de trous n'ont été caractérisés que pour l'énergie de protons de 53 MeV. On montre leur spectre DLTS dans la figure III.13 [50].

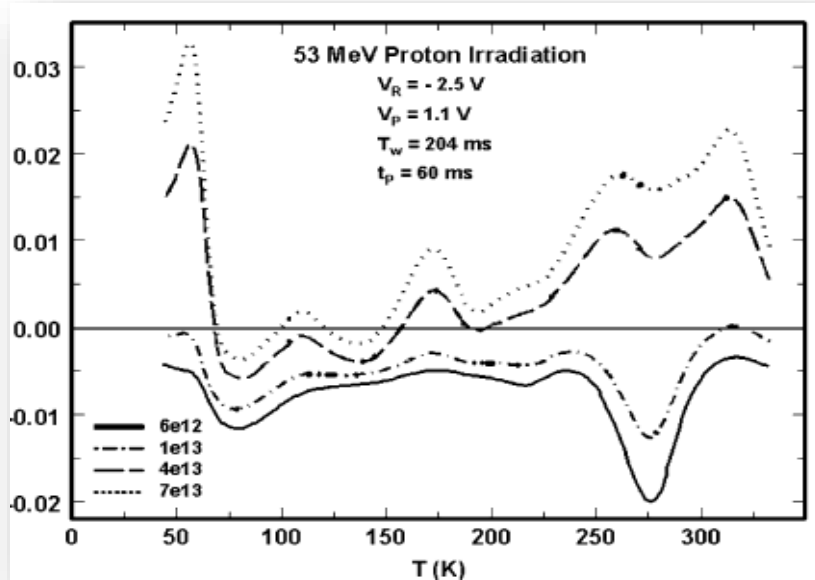


Figure III.13 : Spectre DLTS des pièges de trous dans une cellule solaire p+/n en GaAs exposée à des protons d'énergie de 53 MeV [50].

Les paramètres de ces différents pièges sont indiqués dans les tableaux III.3.a et III.3.b

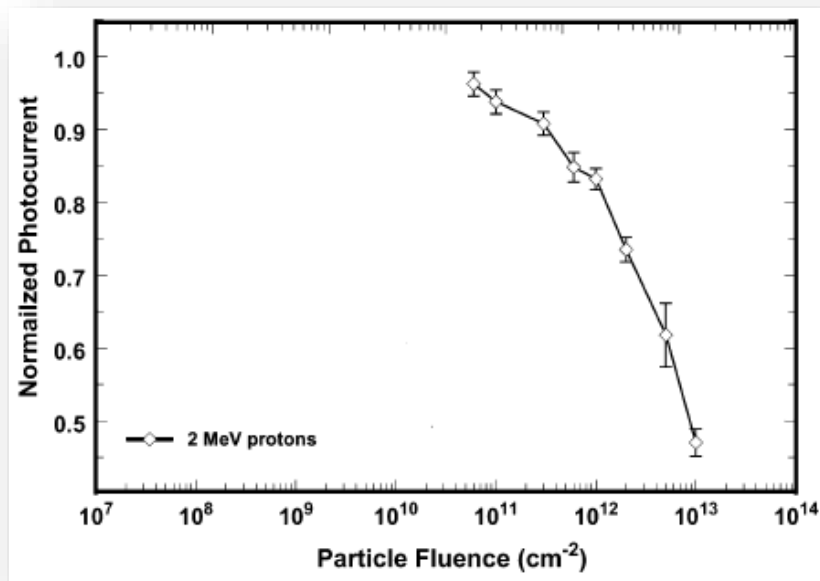
défauts	$E(eV)$	$\pm\sigma_{Ea}(eV)$	$\sigma_a(cm^2)$	$\pm\sigma_{ccs}(cm^2)$
PR1	0.781	0.047	1.7×10^{-12}	1.0×10^{-12}
PR2	0.649	0.056	3.7×10^{-12}	3.4×10^{-12}
PR3	0.392	0.033	3.7×10^{-16}	3.3×10^{-17}
PR4'	0.364	0.034	8.2×10^{-14}	7.6×10^{-14}
PR4''	0.303	0.005	5.2×10^{-15}	8.2×10^{-16}
PR5	0.095	0.006	1.6×10^{-15}	7.7×10^{-16}

Tableau III.3.a: Paramètres des pièges à électrons caractérisés par [50].

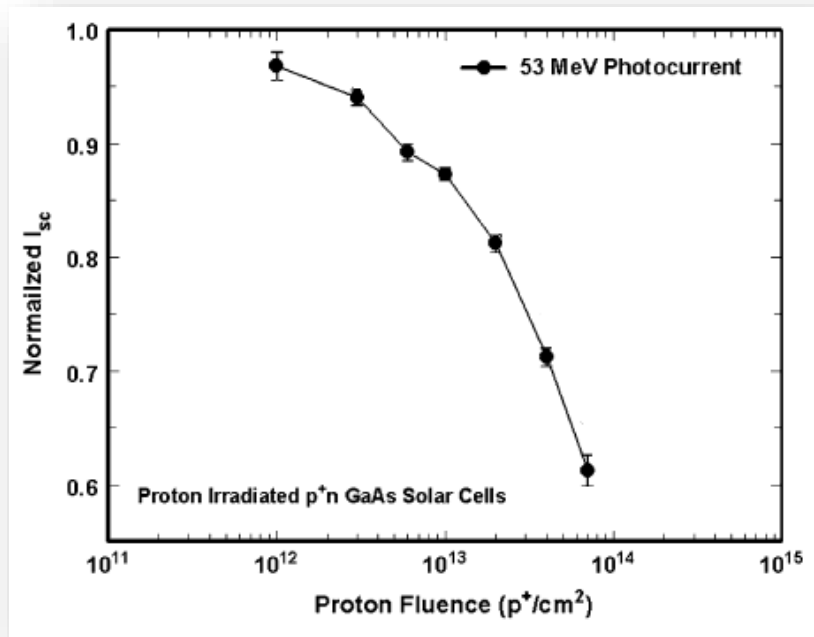
défauts	$E(eV)$	$\pm\sigma_{Ea}(eV)$	$\sigma_a(cm^2)$	$\pm\sigma_{ccs}(cm^2)$
PH1	0.090	0.012	4.8×10^{-18}	3.1×10^{-19}
PH2	0.213	0.015	8.5×10^{-17}	2.6×10^{-18}
PH3	0.355	0.055	1.7×10^{-15}	1.6×10^{-16}
PH4	0.422	0.031	1.6×10^{-15}	2.7×10^{-16}
PH5	0.544	0.007	5.8×10^{-18}	4.8×10^{-17}

Tableau III.3.b: Paramètres des pièges à trous caractérisés par [50].

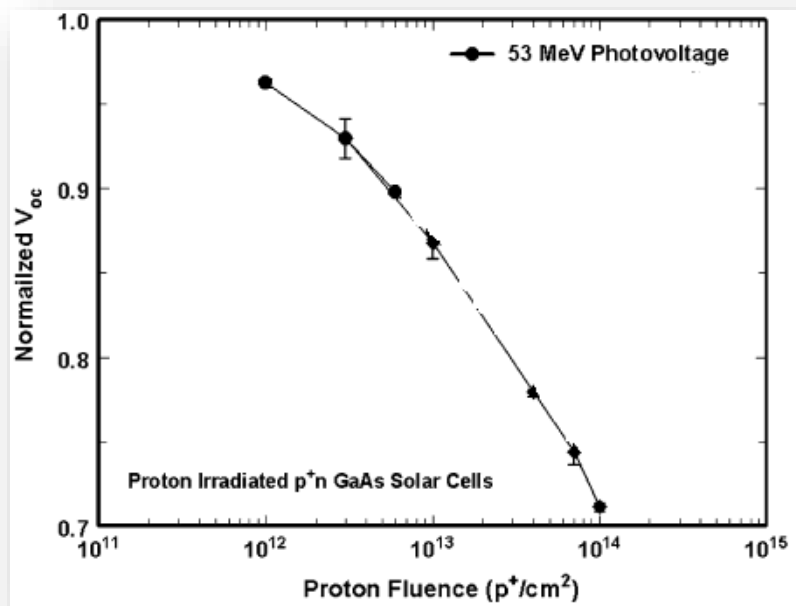
L'effet des protons avec des énergies de 2 et 53 MeV en fonction des doses sur les paramètres de sortie de la cellule solaire (photocourant et tension) sont présentés dans les figures III.14 (a), (b) et (c).



(a)



(b)



(c)

Figure III.14 : Effet des protons sur le photocourant et la tension de la cellule solaire p+/n en GaAs depuis [50, 58]: (a) Protons d'énergie 2 MeV et (b) des protons d'énergie 53 MeV.

Dans le tableau III.4, on donne les pièges créés par les protons caractérisés par d'autres chercheurs en se basant toujours sur la technique DLTS.

Energie des protons	Type des pièges	Positions (eV)
Structure		
2 MeV p⁺/n (GaAs)	Pièges d'électrons [77]	$E_c - 0.14$
		$E_c - 0.25$
		$E_c - 0.54$
		$E_c - 0.72$
	Pièges de trous [77]	$E_v + 0.18$
		$E_v + 0.23$
		$E_v + 0.27$
		$E_v + 0.77$
100 keV n (GaAs)	Pièges d'électrons [86]	$E_c - 0.29$
		$E_c - 0.45$
		$E_c - 0.79$
200 keV p(Al_{0.5}Ga_{0.5}As)	Pièges de trous [87]	$E_v + 0.14$
		$E_v + 0.29$
		$E_v + 0.35$
		$E_v + 0.46$
		$E_v + 0.59$

Tableau III.4 : Les pièges créés par les protons caractérisés par d'autres chercheurs en se basant toujours sur la technique DLTS.

III.4.3 Effet des neutrons :

Un troisième type de particules qui existe avec les électrons et les protons, c'est les neutrons. Cependant ce type de particule a reçu beaucoup moins d'attention.

Comme défauts caractérisés nous n'avons trouvé que ceux déjà donnés au chapitre 2 section II.4.2.c. Dans la figure III.15 on présente les seules résultats des mesures qu'on pu trouvé après une longue recherche, de l'effet dégradant des neutrons sur la puissance d'une cellule solaire en GaAs sur un substrat de germanium en comparaison avec l'effet des protons et des électrons [88].

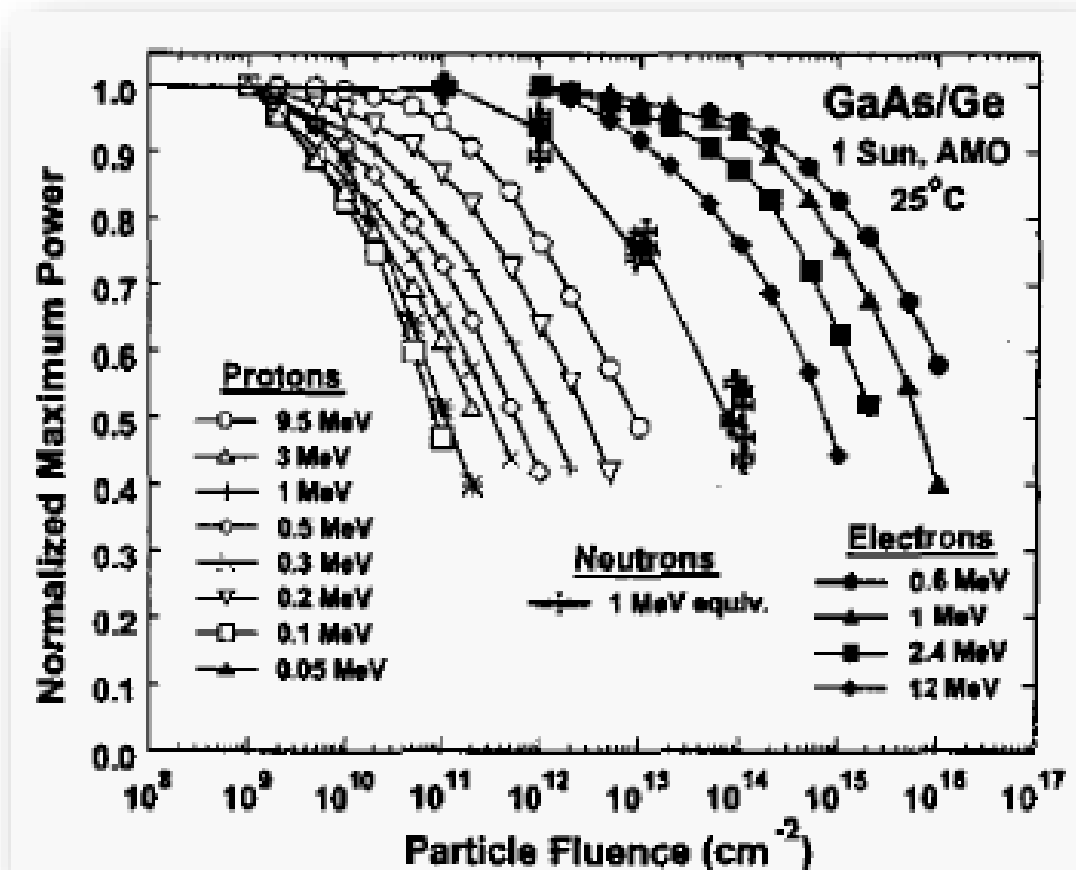


Figure III.15 : Effet des protons, neutrons et électrons sur la puissance maximale d'une cellule solaire en GaAs sur un substrat de Ge depuis [88].

III.5 conclusion :

Dans ce chapitre, nous venons de présenté le principe de fonctionnement de l'effet photovoltaïque et la structure des cellules solaires à base de l'arsenic de gallium (GaAs) et nous avons expliqué pour quoi les cellules solaires en GaAs besoin de l'ajouter une fenêtre de $Al_{1-x}Ga_xAs$ et aussi le rôle de cette fenêtre, par la suite, nous venons de présenté les paramètres de sortie d'une cellule solaire à base de l'arsenic de gallium (GaAs) et l'effet des irradiations (électrons, protons, neutrons) sur la cellule solaire en GaAs- Etat d'art. Nous avons présenté, par la suite, des résumés sur les travaux de quelque groupe de recherches : J.C Bourgoïn et al, R. Y.Loo et al, Yamaguchi et al, S.R.Messenger et al sur l'effet des irradiations (électrons, protons, neutrons) sur la cellule solaire à base de l'arsenic de gallium (GaAs).

***Chapitre IV : Simulation des
caractéristiques électriques d'une
cellule solaire***

IV.1 Introduction :

La simulation numérique du comportement électrique et optique des dispositifs semi conducteurs est considérée comme un outil essentiel. Elle aide à expliquer les différents processus électroniques intervenant dans les matériaux et les dispositifs conçus à base de ces matériaux, et par conséquent, elle contribue à la performance des dispositifs existants et le développement de nouveaux dispositifs [89].

Elle se base sur un modèle physique qu'on essaye de le concrétiser par des méthodes numériques fiables. L'esprit de synthèse ne se contente pas d'un profil descriptif des comportements observables dans une expérience. Il essaye plutôt de formuler le phénomène par des lois ou des équations qui dans une étude réaliste sont loin d'être résolues par des approximations analytiques.

Par simulation numérique, on signifie une résolution numérique d'un ensemble d'équations qui forment le modèle mathématique pour le dispositif, en plus des modèles physiques qui décrivent les propriétés physiques du matériau et du dispositif conçu à base de ce matériau [89].

Dans cette thèse, la modélisation numérique est utilisée comme un moyen de simulation du mode de fonctionnement d'une cellule solaire en GaAs pour convertir l'énergie solaire en énergie électrique. La structure de la cellule choisie est de type p⁺nn⁺ avec une fenêtre de type Al_{1-x}Ga_xAs.

La procédure de la résolution numérique passe par les étapes suivantes [89]:

- La définition de l'ensemble des équations à résoudre.
- La discrétisation du dispositif selon une méthode appropriée. Deux méthodes sont les plus utilisées pour la discrétisation : la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis [90]. Vu la géométrie simple (rectangulaire) de la structure étudiée, on a choisi pour la discrétisation la méthode des différences finies [91]. La géométrie simple (rectangulaire) de la structure entraîne une variation unidimensionnelle des variables principales de la cellule.
- Des conditions aux limites doivent être imposées pour qu'on puisse résoudre le système.
- Des conditions initiales sont aussi injectées dans le système pour lancer la procédure de résolution.

➤ Plusieurs méthodes numériques sont utilisées pour la résolution d'un système algébrique non linéaire. Notre choix est fait sur la méthode itérative de Newton [92]. C'est une méthode couplée qui consiste à résoudre simultanément l'ensemble de toutes les équations qui définissent le système (modèle) mathématique [89, 91, 93].

IV.2 Equations du transport électrique :

L'ensemble des équations phénoménologiques décrivant le processus de transport dans un dispositif à base de semiconducteur contient généralement, l'équation de Poisson (équation (IV.1.a)), les équations de continuité des électrons et des trous libres (équations (IV.1.b)-(IV.1.c)), et les équations des densités de courants des électrons et des trous (équations (IV.2.a)-(IV.2.b)). En absence d'un champ magnétique et d'un gradient de température le long du dispositif, les équations s'écrivent comme suit [90, 91, 93]:

$$\frac{d}{dx} \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r(x) \frac{d\psi}{dx} \right) = -\rho(x) \quad (\text{IV.1.a})$$

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_n(x)}{dx} - G(x) + U_R(x) = 0 \quad (\text{IV.1.b})$$

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p(x)}{dx} + G(x) - U_R(x) = 0 \quad (\text{IV.1.c})$$

où :

$$J_n = -\mu_n n \left(q \frac{d\psi}{dx} + q \frac{d\chi}{dx} + \frac{k_B T}{N_c} \frac{dN_c}{dx} \right) + \mu_n k_B T \left(\frac{dn}{dx} \right) \quad (\text{IV.2.a})$$

$$J_p = -\mu_p p \left(q \frac{d\psi}{dx} + q \frac{d\chi}{dx} + \frac{dE_g}{dx} - \frac{k_B T}{N_v} \frac{dN_v}{dx} \right) - \mu_p k_B T \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (\text{IV.2.b})$$

$$\text{et } \rho(x) = -q(n(x) - p(x) + n_t(x) - p_t(x) + N_{AD}) \quad (\text{IV.3})$$

$\rho(x)$ est la densité des charges mobiles et fixes.

Pour les charges fixes on distingue les charges liées aux défauts intrinsèques du matériau et les charges des atomes dopants. Dans ces équations, $\varepsilon_r \varepsilon_0$ est la permittivité du semiconducteur (Fcm^{-1}), ψ est le potentiel électrique (V). ρ est la densité de charge d'espace (Ccm^{-3}), J_n et J_p sont les densités de courants des électrons et des trous (Acm^{-2}), χ est l'affinité électronique du semiconducteur, E_g (eV) est l'énergie du gap interdit, N_c et N_v sont les densités des états effectives (cm^{-3}) dans la bande de conduction et de valence

respectivement, k_B est la constante de Boltzmann, G est le taux de génération optique ($cm^{-3}s^{-1}$), U_R est le taux de recombinaison ($cm^{-3}s^{-1}$), n et p sont les densités des électrons et des trous libres (cm^{-3}), μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous ($cm^2V^{-1}s^{-1}$), $N_{AD}(x)$ est la densité du dopage, n_t et p_t sont les densités des charges négative et positives.

IV.3 Génération optique :

Considérons un faisceau lumineux d'énergie $E = h\nu$ arrivant à la surface d'un semiconducteur (la figure VI.1) d'épaisseur d . Selon la longueur d'onde, le faisceau incident traverse le matériau sans ou avec atténuation. L'intensité d'une onde lumineuse, I , décroît exponentiellement suivant la loi de Bouguer-Lambert [94, 95] :

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (IV.4)$$

I_0 est l'intensité des photons incidents et α est le coefficient d'absorption du matériau. Sur la longueur $1/\alpha$, l'intensité est réduite à $1/e$ de sa valeur initiale.

Le coefficient α qui exprime la probabilité d'absorption d'un photon par unité de longueur peut être exprimé par la formule [96]:

$$\alpha \sim (h\nu - E_g)^\gamma \quad (IV.5)$$

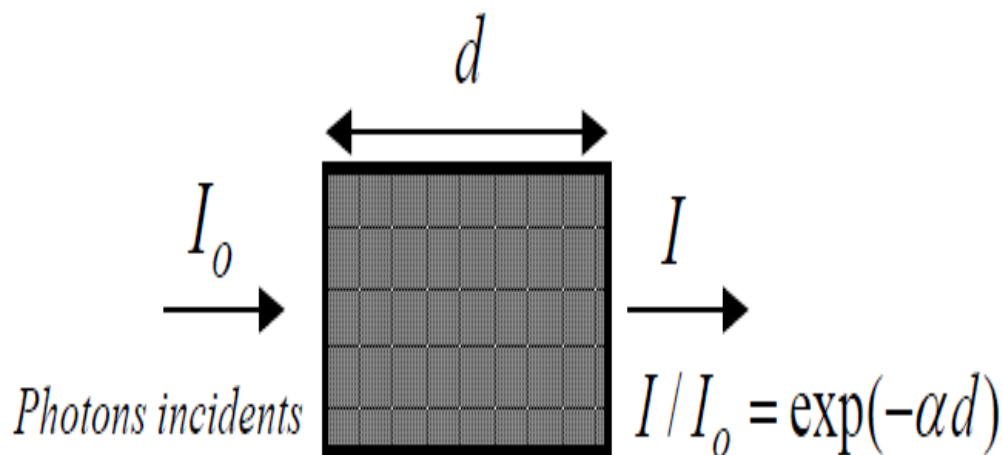


Figure VI.1 : Absorption d'un faisceau lumineux par un solide.

où E_g est la largeur du 'gap' d'énergie, γ est une constante dépendant de la nature des transitions que subissent les porteurs de charge suite à l'absorption optique ; $\gamma = 1/2$

pour les transitions directes et $\gamma = 2$ pour les transitions indirectes. L'illumination avec une énergie supérieure à celle du 'gap' d'énergie excite les porteurs de charge vers les états où ils deviennent libres. Il y aura une génération des paires électron-trou libres qui donnent, par leur entraînement ou leur diffusion, un photocourant.

La cellule étudiée est exposée à la lumière du soleil hors atmosphère (AM0). Ainsi la génération des porteurs libres $G(x)$ est une génération optique, obtenue par la relation suivante [16] :

$$G(h) = \sum_{\lambda} T \Phi_0(\lambda) \alpha(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x(h)) + R \cdot \exp(-\alpha(\lambda)(2d - x(h))) \quad (\text{IV.6})$$

$\Phi_0(\lambda)$ est le flux des photons incidents. T est la transmittance de la couche fenêtre et R est la réflectivité du contact arrière. Pour les conditions optimums de la cellule, $T \sim 0.8 - 0.9$ et $R \sim 0.8 - 0.9$ [2]. $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption variable selon la longueur d'onde de la lumière incidente.

Les figures IV.2(a) et (b) présentent, respectivement, des mesures expérimentales du spectre AM0 [16] et $\alpha(\lambda)$, le coefficient d'absorption dans le AlGaAs selon la fraction molaire de l'aluminium [68]. La figure IV.2(c) montre le flux des photons incidents calculés $\Phi_0(\lambda)$ déduit à partir du spectre AM0 selon la relation:

$$\Phi_0(\lambda) = \frac{\sum_{AM0} d\lambda (KWm^{-2})}{(hc/\lambda)(J)} = \frac{\text{Densité de puissance}(\lambda)}{\text{Energie par photon}} \quad (\text{IV.7})$$

Ces données sont utilisées pour calculer le taux de génération $G(h)$.

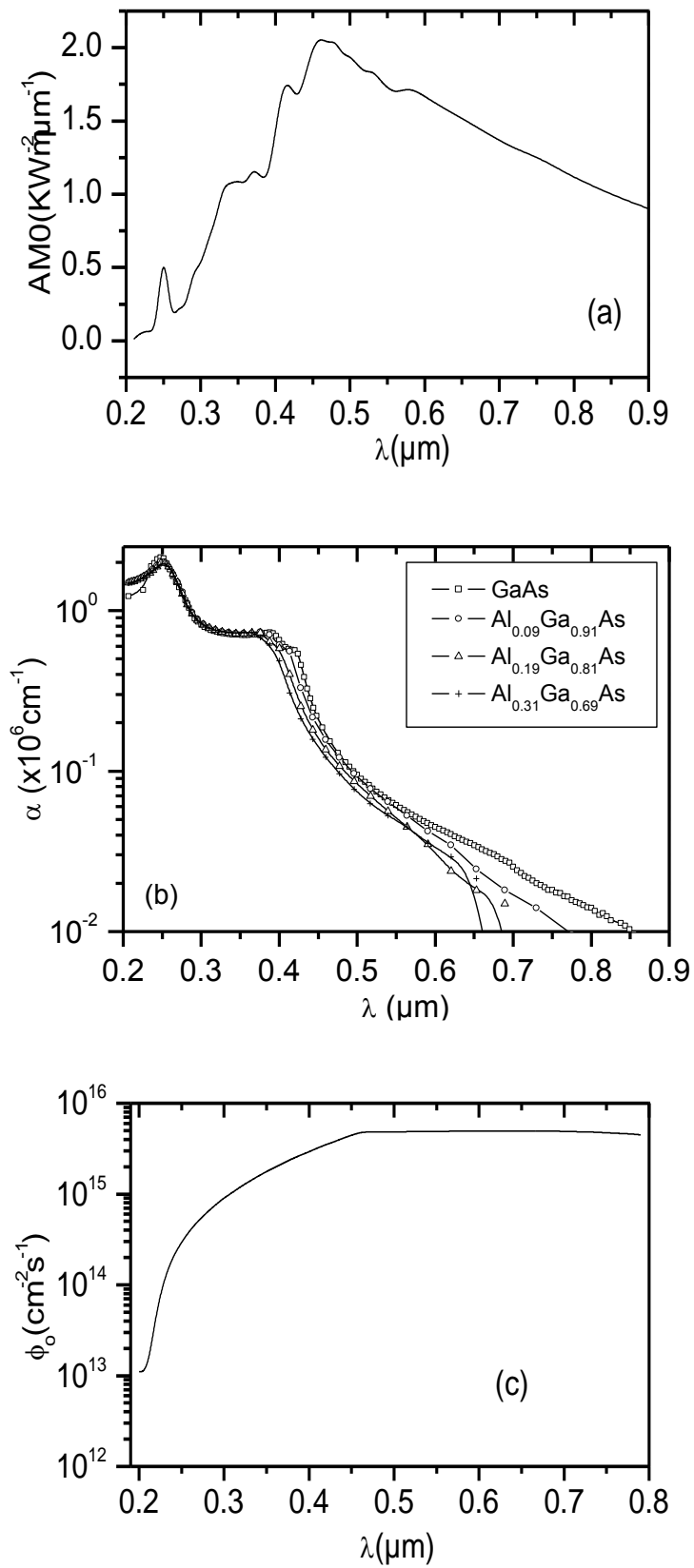


Figure IV.2: (a) Spectre AM0 [16], (b) Absorption du GaAs [19, 68], (c) Flux déduit à partir de AM0.

IV.4 Recombinaison :

La recombinaison signifie la perte ou la disparition de deux porteurs de charge complémentaires (électron-trou) par un contact physique. La recombinaison d'un électron avec un trou, dans le semiconducteur, peut se produire soit directement par la rencontre des deux particules, soit indirectement par l'intermédiaire d'une impureté qui joue en quelque sorte le rôle d'agent de liaison [68].

IV.4.1 Recombinaison directe :

Le nombre de recombinaisons directes électron-trou est proportionnel d'une part au nombre d'électrons et d'autre part au nombre de trous. De plus, le nombre d'électrons qui se recombinent est égal, et pour cause, au nombre de trous qui se recombinent, soit [68]:

$$U_{rd} = B(np - n_i^2) \quad (\text{IV.8})$$

$B(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$ est la constante de la transition directe, n et p les densités des porteurs libres et n_i est la densité intrinsèque du matériau.

IV.4.2 Recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) :

Les processus de recombinaison les plus importants dans un semiconducteurs réel sont ceux associés aux états des défauts dans la bande interdite. Puisqu'un état de piège est localisé dans l'espace aux même temps que les électrons et les trous libres sont délocalisés, alors il y a une forte probabilité que les porteurs libres soient capturés par le piège. Les porteurs piégés peuvent se libérer par activation thermique [97]. Si cependant, le piège capture un porteur de charge opposé avant que le premier porteur ne soit libéré, alors le piège devient vide de nouveau et les deux porteurs se recombinent. Les états localisés qui sert principalement à capturer et émettre un seul type de porteurs sont appelés pièges. Ceux qui capturent les deux types de porteurs sont appelés centres de recombinaison. Généralement, les centres de recombinaison occupent des positions plus profondes dans la bande interdite que les pièges [97]. Shockley, Read et Hall [98, 99] ont développé une théorie nommée par la théorie SRH pour comprendre la cinétique de la recombinaison à un centre avec un seul niveau d'énergie [98, 99]. Le taux de recombinaison pour un niveau unique des défauts intrinsèque est donné par [98, 99], (voir La figure IV.3) :

$$U_{SRH} = \frac{C_n C_p N_R (np - n_i^2)}{C_n n + C_p n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_R}{k_B T}\right) + C_p p + C_n n_i \exp\left(\frac{E_R - E_{Fi}}{k_B T}\right)} \quad (IV.9)$$

n et p sont les densités (cm^{-3}) des électrons et des trous libres. C_n , C_p , sont les coefficients de capture des électrons et des trous par le niveau du piège, respectivement. n_i est la concentration intrinsèque (cm^{-3}) des porteurs. E_{Fi} est le niveau de Fermi intrinsèque. N_R est la densité des défauts (cm^{-3}), E_R est le niveau de défaut.

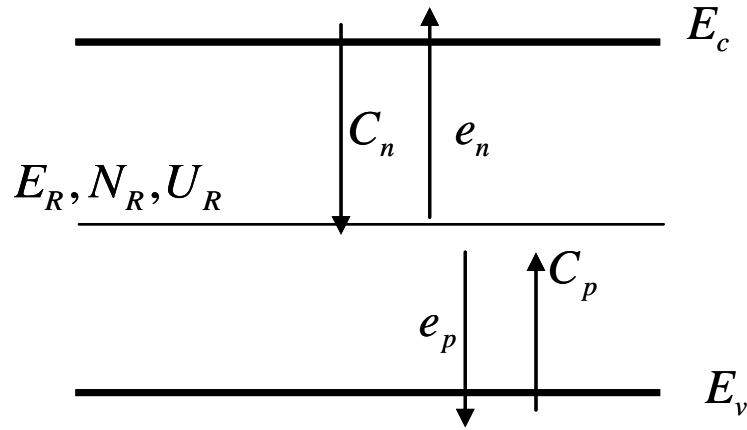


Figure IV.3 : Captures et émissions des porteurs libres par un niveau de défauts.

Nous n'avons pas spécifié la nature du défaut est il un piège d'électrons ou de trous. Ainsi il comporte des charges négatives et des charges positives. La charge négative n_t est le produit de la fonction d'occupation de SRH par la densité des défauts N_R , alors que la charge positive p_t c'est la charge des états qui restent [98, 99]. A l'équilibre thermique, la fonction d'occupation des électrons $f_n(E)$ est celle de Fermi-Dirac [90], [100] :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (IV.10)$$

où E_F est le niveau de Fermi à l'équilibre thermique, T la température absolue. Hors d'équilibre, la fonction d'occupation est calculée par les statistiques de Taylor-Simmons appliquées au modèle de Shockley-Read-Hall [101]:

$$f_n(E) = \frac{C_n n + C_p p_1(E)}{C_n (n + n_1(E)) + C_p (p + p_1(E))} \quad (IV.11)$$

$n_1(E)$ et $p_1(E)$ sont les densités (cm^{-3}) d'émission effective des électrons et des trous pour le niveau d'énergie E [101] :

$$n_1(E) = n_i \exp\left(\frac{E-E_{Fi}}{k_B T}\right), \quad p_1(E) = n_i \exp\left(-\frac{E-E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (\text{IV.12})$$

La fonction d'occupation des trous, $f_p(E)$, est donnée par :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) \quad (\text{IV.13})$$

Les probabilités d'émission des électrons et des trous à partir d'un niveau énergétique E dans le gap d'énergie sont données respectivement par [101, 102] :

$$e_n(E) = C_n n_1(E), \quad e_p(E) = C_p p_1(E) \quad (\text{IV.14})$$

IV.4.3 Recombinaison Auger :

Lors d'une recombinaison Auger, un électron et un trou se recombinent en transférant leur énergie cinétique à une autre charge libre (électron ou trou). La figure VI.4 explique ce mécanisme de recombinaison dans le cas d'un transfert à un électron tel que l'électron 1 transmet son énergie cinétique à l'électron 2. Ce dernier a donc une énergie plus grande. L'électron 1 se trouve alors en position 1' où il va se recombiner avec un trou en émettant un phonon d'énergie $h\nu$. Ce type de recombinaison est peu probable dans les matériaux à grand gap [20] et il est exprimé par la relation [21]:

$$U_{Aug} = (C_{nA}n + C_{pA}p)(np - n_i^2) \quad (\text{IV.15})$$

$C_{n,pA}$ (cm^6s^{-1}) constantes des transitions Auger pour les électrons et les trous, respectivement.

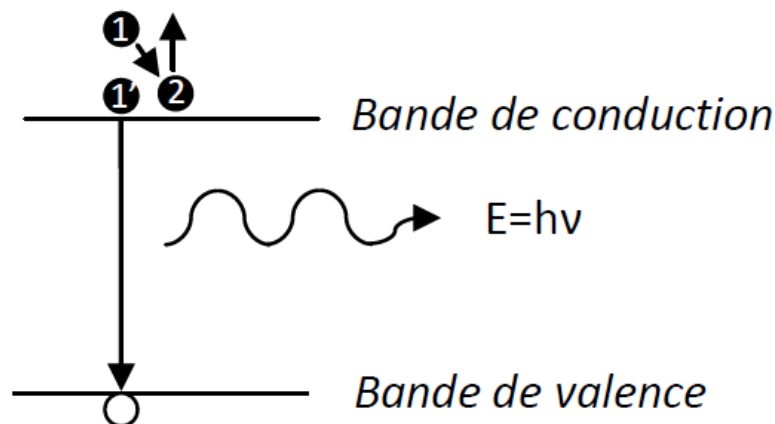


Figure VI.4 : Schéma de la recombinaison Auger [20].

IV.4.4 Recombinaison en surface :

En plus de la recombinaison en volume, la recombinaison en surface et aussi un facteur important [2]. La recombinaison en surface se produit aux surfaces libres et aux interfaces comme par exemple l'interface entre le AlGaAs et le GaAs. L'interruption du réseau cristallin que se soit à une interface ou une surface libre produit des états de défauts. La vitesse de recombinaison en surface ($S_{n,p}$) est analogue à la durée de vie en volume puisque elle est proportionnelle à la densité effective des défauts en surface N_R^s et elle relie le taux de recombinaison en surface à l'excès des porteurs minoritaires [2]:

$$S_{n,p} = \sigma_{n,p}(cm^2)v_{thn,p}(cm/s)N_R^s(cm^{-2}) \quad (IV.16)$$

$\sigma_{n,p}(cm^2)$ sont les sections efficaces des captures à électrons et trous , $v_{thn,p}(cm/s)$ sont les vitesses thermique moyennes des électrons et trous et $N_R^s(cm^{-2})$ la densité effective des défauts en surface.

La vitesse de recombinaison en surface est très sensible aux conditions de préparation. Pour le GaAs une surface non passivée peut monter une vitesse de recombinaison de $10^6 cm/s$. Avec la passivation du matériau avec une couche épitaxiale de $Al_xGa_{1-x}As$, on peut réduire la vitesse de recombinaison à $10^2 - 10^3 cm/s$ [2].

IV.5 Structure de la cellule solaire à base de GaAs :

La structure de la cellule étudiée, présentée dans la figure IV.5, est une jonction p^+nn^+ à base du GaAs. Elle comporte une couche fenêtre AlGaAs de type p^+ . Les épaisseurs des différentes régions sont données également dans la figure IV.5. La caractéristique de la couche fenêtre AlGaAs qu'elle a une composition variable de l'aluminium de tel sorte que le gap d'énergie aura une variation graduelle depuis le plus grand gap ($\sim 1.8 eV$).

Le tableau VI.1 présente les paramètres de dopage et l'épaisseur de différentes régions.

		Epaisseur(μm)	Dopage (cm^{-3})
La fenêtre (p^+)	$\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$	0.03	1×10^{18}
	$\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$	0.03	1×10^{18}
	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$	0.03	1×10^{18}
Emetteur (p)		0.44	4×10^{17}
La base (n)		2.97	1×10^{16}
Collecteur (n^+)		0.5	2×10^{17}

Tableau VI.1 : Les paramètres de dopage et l'épaisseur de différentes régions.

Quand la cellule solaire est exposée à la lumière, des électrons et des trous sont générés. Le champ électrique de la région de déplétion expulse les électrons vers la région n , et les trous vers la région p . Ainsi, il se produit une sorte de polarisation directe de la cellule par la lumière. Quand la cellule est connectée à une charge, les électrons photogénérés et collectés dans la région n se recombinent avec les trous de la région p via le circuit externe, ce qui correspond à la circulation d'un courant électrique fournie par la cellule solaire.

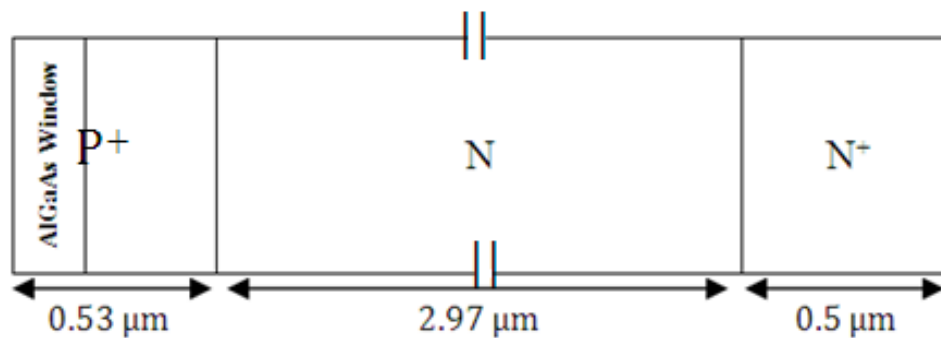


Figure IV.5 Schéma de la cellule solaire à base du GaAs étudiée.

IV.5.1 Discrétisation de la cellule :

Pour la résolution numérique du système d'équations, défini précédemment, il est nécessaire de discrétiser le dispositif spatialement en un nombre de petites tranches [89]. Vu la géométrie simple de la jonction p^+nn^+ , la méthode choisie de la discrétisation est celle des différences finies (voir la figure IV.6). Le dispositif est discrétisé en un nombre H_t de tranches (le nombre de tranche choisie est $H_t = 200$). On aura donc $H_t + 1$

nœud ; $x(1), x(2), \dots, x(H_t + 1)$, espacés l'un de l'autre par un pas δx tel que $\delta x(h) = x(h) - x(h - 1)$.

Les variables fondamentales ψ , n et p sont positionnées aux nœuds principaux indiqués par l'indice h . Les variables dérivées J_n, J_p et ξ sont définies aux nœuds secondaires situés au milieu des tranches, et indiqués par l'indice η . La discrétisation spatiale peut être uniforme comme elle peut être non uniforme. La méthode des différences finies permet d'exprimer les dérivées aux nœuds secondaires η de la manière suivante :

$$\frac{dn}{dx}(\eta) = \frac{n(h) - n(h-1)}{\delta x(h)} \quad (\text{IV.17.a})$$

$$\frac{dp}{dx}(\eta) = \frac{p(h) - p(h-1)}{\delta x(h)} \quad (\text{IV.17.b})$$

$$\frac{d\psi}{dx}(\eta) = \frac{\psi(h) - \psi(h-1)}{\delta x(h)} \quad (\text{IV.17.c})$$

$$\frac{dJ_n}{dx}(h) = \frac{J_n(\eta+1) - J_n(\eta)}{\delta z(\eta)} \quad (\text{IV.17.d})$$

$$\frac{dJ_p}{dx}(h) = \frac{J_p(\eta+1) - J_p(\eta)}{\delta z(\eta)} \quad (\text{IV.17.e})$$

$$\xi_n(\eta) = - \left(\frac{\psi(h) - \psi(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{\chi(h) - \chi(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{1}{q} \frac{E_g(h) - E_g(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{2k_B T}{q(N_c(h) + N_c(h-1))} \frac{N_c(h) - N_c(h-1)}{\delta x(h)} \right) \quad (\text{IV.17.f})$$

$$\xi_p(\eta) = - \left(\frac{\psi(h) - \psi(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{\chi(h) - \chi(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{1}{q} \frac{E_g(h) - E_g(h-1)}{\delta x(h)} - \frac{2k_B T}{q(N_v(h) + N_v(h-1))} \frac{N_v(h) - N_v(h-1)}{\delta x(h)} \right) \quad (\text{IV.17.g})$$

$$\frac{d}{dx} (\varepsilon_0 \varepsilon_r(x) \frac{d\psi}{dx}) = \frac{d}{dx} \left(\varepsilon_0 \frac{\varepsilon_r(h) + \varepsilon_r(h-1)}{2} \frac{\psi(h) - \psi(h-1)}{\delta x(h)} \right) = \frac{\varepsilon_0}{2\delta z(\eta)} \left((\varepsilon_r(h+1) + \varepsilon_r(h)) \frac{\psi(h+1) - \psi(h)}{\delta x(h+1)} - (\varepsilon_r(h) + \varepsilon_r(h-1)) \frac{\psi(h) - \psi(h-1)}{\delta x(h)} \right) \quad (\text{IV.17.h})$$

$$\text{où } \varepsilon_r(\eta) = \frac{\varepsilon_r(h) + \varepsilon_r(h-1)}{2} \quad (\text{IV.17.i})$$

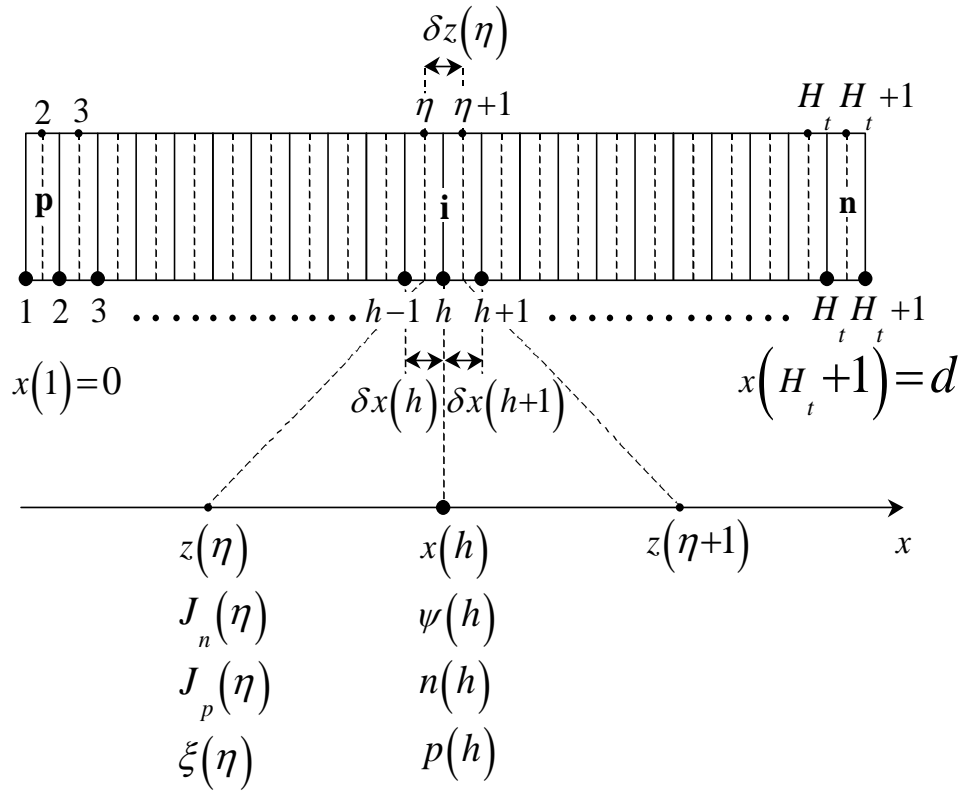


Figure IV.6 Discrétisation spatiale de la cellule p⁺nn⁺ selon la méthode des différences finies en indiquant les positions des différentes variables [89].

IV.5.2 Discrétisation des équations :

a) Equations de continuité :

Les équations de continuité, discrétisées au point h s'écrivent :

$$\frac{1}{q} \left(\frac{J_n(\eta+1) - J_n(\eta)}{\delta z(\eta)} \right) = -G(h) + U_R(h) \quad (\text{IV.18.a})$$

$$\frac{1}{q} \left(\frac{J_p(\eta+1) - J_p(\eta)}{\delta z(\eta)} \right) = G(h) - U_R(h) \quad (\text{IV.18.b})$$

Avec :

$$J_n(\eta + 1) = \frac{q\mu_n}{\theta} \frac{dn}{dx}(\eta + 1) - \mu_n \left(q \frac{d\psi}{dx} + q \frac{d\chi}{dx} + \frac{k_B T}{N_c} \frac{dN_c}{dx} \right) (\eta + 1) \cdot n(\eta + 1) \quad (\text{IV.19.a})$$

$$J_p(\eta + 1) = -\frac{q\mu_p}{\theta} \frac{dp}{dx}(\eta + 1) - \mu_p \left(q \frac{d\psi}{dx} + q \frac{d\chi}{dx} + \frac{dE_g}{dx} - \frac{k_B T}{N_v} \frac{dN_v}{dx} \right) (\eta + 1) \cdot p(\eta + 1) \quad (\text{IV.19.b})$$

$$\text{Où : } \theta = \frac{q}{k_B T}$$

On présente dans la figure IV.7 le taux de génération optique en fonction de la position et des longueurs d'onde calculé est utilisé dans la simulation. Pour les taux de recombinaison, on a considéré les trois types cités précédemment.

En remplaçant les dérivées de n , p et ψ par leurs expressions données par les équations (IV.17.a)-(IV.17.c), et en supposant que :

$$n(\eta + 1) = (n(h + 1) + n(h))/2, p(\eta + 1) = (p(h + 1) + p(h))/2 \quad (IV.20)$$

On aboutit aux expressions suivantes pour J_n et J_p :

$$J_n(\eta + 1) = \frac{q\mu_n}{\theta} \left(\frac{n(h+1)-n(h)}{\delta x(h+1)} \right) - \mu_n \left(q\lambda_\psi + q\lambda_\chi + \frac{k_B T}{N_c} \lambda_{N_c} \right) \cdot \left(\frac{n(h+1)+n(h)}{2} \right) \quad (IV.21.a)$$

$$J_p(\eta + 1) = -\frac{q\mu_p}{\theta} \left(\frac{p(h+1)-p(h)}{\delta x(h+1)} \right) - \mu_p \left(q\lambda_\psi + q\lambda_\chi + \lambda_{E_g} - \frac{k_B T}{N_v} \lambda_{N_v} \right) \cdot \left(\frac{p(h+1)+p(h)}{2} \right) \quad (IV.21.b)$$

Avec :

$$\lambda_\psi = \frac{\psi(h+1)-\psi(h)}{\delta x(h+1)}, \lambda_\chi = \frac{\chi(h+1)-\chi(h)}{\delta x(h+1)}, \lambda_{E_g} = \frac{E_g(h+1)-E_g(h)}{\delta x(h+1)}, \lambda_{N_c} = \frac{N_c(h+1)-N_c(h)}{\delta x(h+1)}, \lambda_{N_v} = \frac{N_v(h+1)-N_v(h)}{\delta x(h+1)}$$

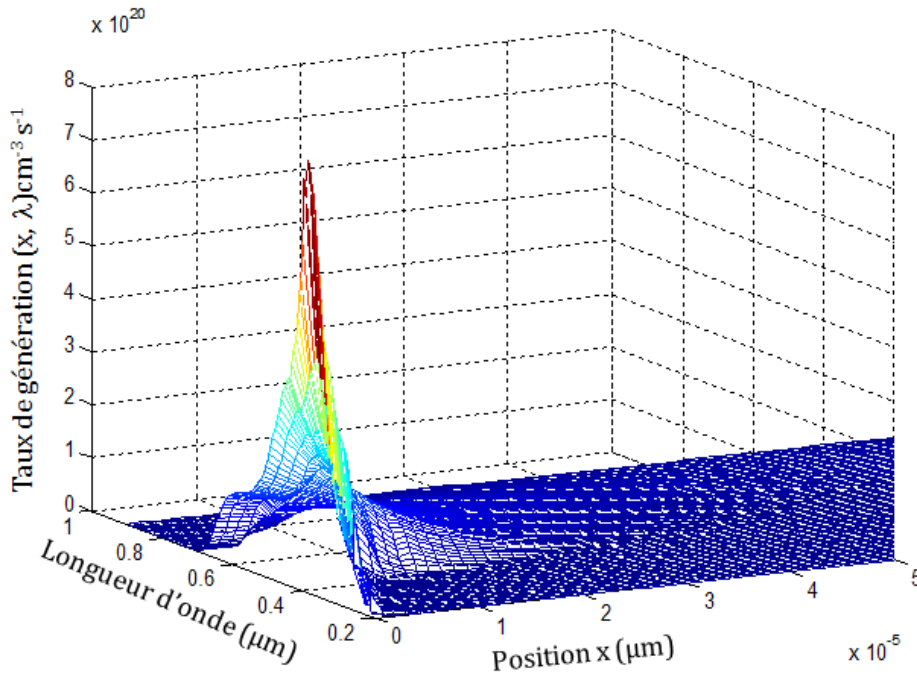


Figure IV.7 : Le taux de génération optique calculé en fonction de la position et des longueurs d'onde.

Si on remplace J_n et J_p dans les équations de continuité (IV.19) par leurs dernières expressions (équations (IV.21)), on pourra avoir des instabilités numériques lorsque le potentiel entre deux points successifs est supérieur au voltage thermique V_T ($V_T = k_B T/q$). Pour résoudre ce problème, une méthode dite méthode de Gummel [89] a été utilisée. Dans cette méthode, on suppose que les grandeurs $\xi_{n,p}$ et les densités de courant J_n et J_p sont constants entre deux points successifs, h et $h + 1$:

$$J_n = Cte = \frac{q\mu_n}{\theta} \frac{dn}{dx} + q\mu_n \xi_n n \quad (IV.22.a)$$

$$J_p = Cte = -\frac{q\mu_p}{\theta} \frac{dp}{dx} + q\mu_p \xi_p p \quad (IV.22.b)$$

Ce qui donne :

$$\frac{dn}{dx} + \theta \xi_n n = \frac{\theta}{q\mu_n} J_n \quad (IV.23.a)$$

$$\frac{dp}{dx} - \theta \xi_p p = -\frac{\theta}{q\mu_p} J_p \quad (IV.23.b)$$

Les solutions des équations (IV.23) pour n et p sont de la forme :

$$n(x) = n(0) \cdot \exp(-\theta \xi_n x) + \frac{J_n}{q\mu_n \xi_n} \cdot (1 - \exp(-\theta \xi_n x)) \quad (IV.24.a)$$

$$p(x) = p(0) \cdot \exp(\theta \xi_p x) + \frac{J_p}{q\mu_p \xi_p} \cdot (1 - \exp(\theta \xi_p x)) \quad (IV.24.b)$$

Sous la forme discrétisée, entre les deux points, h et $h + 1$ nous écrivons :

$$n(h+1) = n(h) \cdot \exp(-\theta \xi_n (\eta+1) \delta x (h+1)) + \frac{J_n(\eta+1)}{q\mu_n \xi_n (\eta+1)} \cdot \left[\left(1 - \exp(-\theta \xi_n (\eta+1) \delta x (h+1)) \right) \right] \quad (IV.25.a)$$

$$p(h+1) = p(h) \cdot \exp(\theta \xi_p (\eta+1) \delta x (h+1)) + \frac{J_p(\eta+1)}{q\mu_p \xi_p (\eta+1)} \cdot \left[\left(1 - \exp(\theta \xi_p (\eta+1) \delta x (h+1)) \right) \right] \quad (IV.25.b)$$

On déduit les expressions des densités de courant sous forme discrétisée:

$$J_n(\eta+1) = -\frac{q\mu_n \xi_n (\eta+1) \cdot \exp(-\theta \xi_n (\eta+1) \delta x (h+1))}{(1 - \exp(-\theta \xi_n (\eta+1) \delta x (h+1)))} n(h) + \frac{q\mu_n \xi_n (\eta+1)}{(1 - \exp(-\theta \xi_n (\eta+1) \delta x (h+1)))} n(h+1)$$

$$J_n(\eta + 1) = \frac{q\mu_n\xi_n(\eta+1)}{(1-\exp(\theta\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)))}n(h) + \frac{q\mu_n\xi_n(\eta+1)}{(1-\exp(-\theta\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)))}n(h+1)$$

$$J_n(\eta + 1) = \frac{q}{\delta x(h+1)}\lambda_{n1}(\eta + 1)n(h+1) + \frac{q}{\delta x(h+1)}\lambda_{n2}(\eta + 1)n(h)$$

$$\text{où } \lambda_{n1}(\eta + 1) = \frac{\mu_n\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)}{(1-\exp(\theta\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)))}, \lambda_{n2}(\eta + 1) = \frac{\mu_n\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)}{(1-\exp(-\theta\xi_n(\eta+1)\delta x(h+1)))}$$

$$J_p(\eta + 1) = \frac{q}{\delta x(h+1)}\lambda_{p1}(\eta + 1)p(h+1) + \frac{q}{\delta x(h+1)}\lambda_{p2}(\eta + 1)p(h)$$

$$\text{où } \lambda_{p1}(\eta + 1) = \frac{\mu_p\xi_p(\eta+1)\delta x(h+1)}{(1-\exp(-\theta\xi_p(\eta+1)\delta x(h+1)))}, \lambda_{p2}(\eta + 1) = \frac{\mu_p\xi_p(\eta+1)\delta x(h+1)}{(1-\exp(\theta\xi_p(\eta+1)\delta x(h+1)))}$$

Ainsi les équations de continuité sous forme discrétisées s'écrivent :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta z(\eta)} \left(-\frac{\lambda_{n1}(\eta)}{\delta x(h)}n(h-1) + \left(\frac{\lambda_{n1}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} - \frac{\lambda_{n2}(\eta)}{\delta x(h)} \right) n(h) + \frac{\lambda_{n2}(\eta+1)}{\delta x(h+1)}n(h+1) \right) \\ & = -G(h) + U_R(h) \end{aligned} \quad (\text{IV.26.a})$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta z(\eta)} \left(-\frac{\lambda_{p1}(\eta)}{\delta x(h)}p(h-1) + \left(\frac{\lambda_{p1}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} - \frac{\lambda_{p2}(\eta)}{\delta x(h)} \right) p(h) + \frac{\lambda_{p2}(\eta+1)}{\delta x(h+1)}p(h+1) \right) \\ & = G(h) - U_R(h) \end{aligned} \quad (\text{IV.26.b})$$

b) Equation de Poisson :

L'équation de Poisson est discrétisée aux nœuds principaux en utilisant la méthode des différences finies. On suppose que le potentiel ψ est linéaire entre deux points successifs. La discrétisation de l'équation de Poisson au nœud h donne :

$$\gamma_1(h)\psi(h-1) + \gamma_2(h)\psi(h) + \gamma_3(h)\psi(h+1) = -\frac{\rho(h)}{\varepsilon_0} \quad (\text{IV.27})$$

Avec :

$$\gamma_1(h) = \frac{\varepsilon_r(h)+\varepsilon_r(h-1)}{2\delta x(h)\delta z(\eta)}, \gamma_2(h) = -\frac{1}{2\delta z(\eta)} \left(\frac{\varepsilon_r(h)+\varepsilon_r(h-1)}{\delta x(h)} + \frac{\varepsilon_r(h+1)+\varepsilon_r(h)}{\delta x(h+1)} \right), \gamma_3(h) = \frac{\varepsilon_r(h+1)+\varepsilon_r(h)}{2\delta x(h+1)\delta z(\eta)} \quad (\text{IV.28.a})$$

et

$$\rho(h) = q(p(h) - n(h) + p_t^{\text{tot}}(h) - n_t^{\text{tot}}(h) + N_{AD}(h)), h = 2: H_t \quad (\text{IV.28.b})$$

$$\text{où } p_t^{\text{tot}}(h) = \sum_i N_{td}^i f_p(h) \text{ et } n_t^{\text{tot}}(h) = \sum_i N_{ta}^i f_n(h) \quad (\text{IV.28.c})$$

$N_{AD}(h)$ est la distribution du dopage le long de la cellule.

N_{td}^i est la densité des pièges donneurs qui peuvent exister dans le gap interdit. N_{ta}^i est la densité des pièges accepteurs.

Il y a $H_t - 1$ équation discrétisée de la forme de l'équation (IV.27) représentant l'équation de Poisson à chaque point h . Posons :

Notons que $h = 1$ et $h = H_t + 1$ sont réservés aux conditions aux limites.

IV.5.3 conditions aux limites :

Pour résoudre le système des équations couplées, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites [91, 93]. Les limites de la cellule sont les interfaces contact avant/semiconducteur et semiconducteur/contact arrière. Dans le cas général, il y a aux niveaux des interfaces des vitesses de recombinaison pour les porteurs libres qui sont dues aux états d'interface ou bien la discontinuité de la structure cristalline. La vitesse de recombinaison est analogue au temps de recombinaison τ_r .

Si le taux de recombinaison est :

$$\tau_r = \sigma(\text{cm}^2)v_{th}(\text{cm/s})N_R(\text{cm}^{-3}) \quad (\text{IV.29})$$

La vitesse de recombinaison S est :

$$S = \sigma(\text{cm}^2)v_{th}(\text{cm/s})N_R(\text{cm}^{-2}) \quad (\text{IV.30})$$

Où $\sigma(\text{cm}^2)$ est la section efficace des captures, $v_{th}(\text{cm/s})$ est la vitesse thermique moyenne et $N_R(\text{cm}^{-2})$ la densité effective des défauts.

Par conséquent, il y a des courants de recombinaison aux niveaux des interfaces [93] :

$$J_n(h = 1) = qS_n(n(1) - n_{eq}) \quad (\text{IV.31.a})$$

$$J_p(h = 1) = qS_p(p(1) - p_{eq}) \quad (\text{IV.31.b})$$

$$J_n(h = H_t + 1) = qS_n(n(H_t + 1) - n_{eq}) \quad (\text{IV.31.c})$$

$$J_p(h = H_t + 1) = qS_p(n(H_t + 1) - p_{eq}) \quad (\text{IV.31.d})$$

S_n et S_p sont les vitesses de recombinaison des électrons et des trous respectivement.

Ainsi on a des équations de continuité pour les électrons et les trous à résoudre aux limites avec tout le système, et qui permettent de calculer n et p aux limites. Ce type de conditions aux limites est appelé condition aux limites de Neumann [103]. Finalement pour le potentiel, on utilise des conditions aux limites fixes qui expriment la polarisation de la cellule.

$$\psi(h = 1) = V_a \quad (IV.32.a)$$

$$\psi(h = H_t + 1) = 0 \quad (IV.32.b)$$

Ce type de conditions aux limites est appelé condition aux limites de Dirichlet [103].

IV.5.4 Système à résoudre :

Par conséquent lorsque h varie de 2 à H_t , le système complet à résoudre peut se mettre sous la forme :

$$F^n(h) = \frac{1}{\delta z(\eta)} \left(-\frac{\lambda_{n1}(\eta)}{\delta x(h)} n(h-1) + \left(\frac{\lambda_{n1}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} - \frac{\lambda_{n2}(\eta)}{\delta x(h)} \right) n(h) + \frac{\lambda_{n2}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} n(h+1) \right) + G(h) - U_R(h) = 0 \quad (IV.33.a)$$

$$F^p(h) = \frac{1}{\delta z(\eta)} \left(-\frac{\lambda_{p1}(\eta)}{\delta x(h)} p(h-1) + \left(\frac{\lambda_{p1}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} - \frac{\lambda_{p2}(\eta)}{\delta x(h)} \right) p(h) + \frac{\lambda_{p2}(\eta+1)}{\delta x(h+1)} p(h+1) \right) - G(h) + U_R(h) = 0 \quad (IV.33.b)$$

$$F^\psi(h) = \gamma_1(h)\psi(h-1) + \gamma_2(h)\psi(h) + \gamma_3(h)\psi(h+1) + \frac{\rho(h)}{\varepsilon_0} = 0 \quad (IV.33.c)$$

alors que pour $h = 1$ et $H_t + 1$ (conditions aux limites) nous avons :

$$F^n(1) = -\frac{1}{\delta z(1)} \left(\frac{\lambda_{n1}(2)n(1) + \lambda_{n2}(2)n(2)}{\delta x(2)} - S_n(n(1) - n_{eq}) \right) - G(1) + U_R(1) = 0 \quad (IV.34.a)$$

$$F^p(1) = -\frac{1}{\delta z(1)} \left(\frac{\lambda_{p1}(2)p(1) + \lambda_{p2}(2)p(2)}{\delta x(2)} - S_p(p(1) - p_{eq}) \right) + G(1) - U_R(1) = 0 \quad (IV.34.b)$$

$$F^n(H_t + 1) = -\frac{1}{x(H_t+1) - z(H_t+1)} \left(S_n(n(H_t + 1) - n_{eq}) - \frac{\lambda_{n1}(H_t+1)n(H_t) + \lambda_{n2}(H_t+1)n(H_t+1)}{\delta x(H_t+1)} \right) - G(H_t + 1) + U_R(H_t + 1) = 0 \quad (IV.35.a)$$

$$F^p(H_t + 1) = -\frac{1}{x(H_t+1)-z(H_t+1)} \left(S_p \left(p(H_t + 1) - p_{eq} \right) - \frac{\lambda_{p1}(H_t+1)p(H_t)+\lambda_{p2}(H_t+1)p(H_t+1)}{\delta x(H_t+1)} \right) +$$

$$G(H_t + 1) - U_R(H_t + 1) = 0 \quad (IV.35.b)$$

Ainsi en regroupant toutes les variables principales dans un seul vecteur y on trouve le système suivant à résoudre:

$$F_h(y) = 0 \quad (IV.36)$$

$$\text{où } y = \begin{bmatrix} n(1) \\ p(1) \\ \cdot \\ \cdot \\ n(h-1) \\ p(h-1) \\ \psi(h-1) \\ n(h) \\ p(h) \\ \psi(h) \\ n(h+1) \\ p(h+1) \\ \psi(h+1) \\ \cdot \\ \cdot \\ n(H_t+1) \\ p(H_t+1) \end{bmatrix} \quad (IV.37)$$

et $F_h(y) = \begin{bmatrix} F_h^n(y) \\ F_h^p(y) \\ F_h^\psi(y) \end{bmatrix}$ un vecteur dont les composantes sont les équations de continuité des

électrons et des trous, et l'équation de Poisson.

IV.6 Méthode de résolution :

La discrétisation de l'ensemble des trois équations différentielles partielles (les équations décrivant le comportement électrique (IV.1)), sur un nombre $H_t + 1$ de nœuds le long du dispositif donne, avec les conditions aux limites, un ensemble de $3 \times (H_t - 1)$ équations algébriques non linéaires ($F^v(h), v = \psi, n, p$ et $h = 2: H_t$) avec $3 \times (H_t - 1)$ inconnus. Généralement, on utilise des méthodes itératives pour résoudre un système d'équations non linéaires. On a choisie la méthode de Newton [103].

La méthode de Newton est une méthode couplée qui résout, simultanément, l'ensemble des $3 \times (H_t - 1)$ équations [90, 91]. Elle est utilisée fréquemment pour résoudre les systèmes d'équations non linéaires, à condition que la fonction ait une dérivée continue [91, 103]. Dans cette méthode on effectue un développement de Taylor au premier ordre du système $F_y(h) = 0$ [91, 103] :

$$F_h(y) = F_h(y_0 + \delta y) = F_h(y_0) + F'_h(y_0)\delta y \quad (\text{IV.38})$$

La résolution du système est conditionné par :

$$F_h(y) + F'_h(y_0)\delta y = 0 \Rightarrow F_h(y_0)\delta y = -F_h(y_0) \quad (\text{IV.39})$$

Le processus itératif commence par introduire un vecteur initial y_0 . Ensuite tester l'erreur absolue δy . Tant que δy est supérieure à un ε imposé (erreur relative) (10^{-6} par exemple), on incrémente y_s (où s indique le nombre des itérations) par le δy calculé, on calcule $F'_h(y_s)$ et $-F_h(y_s)$ correspondant et on test de nouveau l'erreur. Si il arrive que δy soit inférieure à ε , on dit que le processus est convergeant. C'est-à-dire que la pente de la fonction $F_h(y_s)$ dans l'intervalle infinitésimal $\delta y (\rightarrow 0)$ est identique à ça dérivée $F'_h(y_s)$:

$$F'_h(y_s) = \frac{-F_h(y_s)}{y_{s+1} - y_s} \quad (\text{IV.40})$$

et ceci implique évidemment que $F_h(y_{s+1}) = 0$. En d'autres termes le système est résolu. Le y_0 est un vecteur initial qui n'a rien avoir avec la solution exacte sauf aux limites. Dans le cas de la cellule p^+nn^+ en GaAs, on a supposé une distribution linéaire du potentiel à partir de 0 (L'équilibre thermodynamique) jusqu'à la tension de diffusion V_d :

$$V_d = \frac{k_\beta T}{q} \ln \left(\frac{p_{eq}(1)n_{eq}(H_t+1)}{n_i^2} \right) \quad (\text{IV.41})$$

$$\psi_0(h) = \frac{x(h)}{x(H_t+1)} V_d \quad (\text{IV.42})$$

Les distributions initiales de n et p sont déduites à partir de celle du potentiel :

$$n_0(h) = n_{eq}(1) \exp \left(\frac{\psi_0(h)}{k_\beta T} \right) \quad (\text{IV.43.a})$$

$$p_0(h) = p_{eq}(1) \exp \left(\frac{-\psi_0(h)}{k_\beta T} \right) \quad (\text{IV.43.b})$$

Après l'injection de $y_0 = [\dots n^0(h)p^0(h)\psi^0(h) \dots]$, la procédure de résolution est lancée où à chaque itération le vecteur erreur δy est comparé avec ε :

$$\delta y_{s+1} = -\frac{F_s(y_s)}{F'_s(y_s)} \tag{IV.44}$$

avec $\delta y_{s+1} = \begin{pmatrix} \delta n(1) \\ \delta p(1) \\ \delta \psi(1) \\ \vdots \\ \delta n(h) \\ \delta p(h) \\ \delta \psi(h) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}, F_s(y_s) = \begin{pmatrix} F_s^n(1) \\ F_s^p(1) \\ F_s^\psi(1) \\ \vdots \\ F_s^n(h) \\ F_s^p(h) \\ F_s^\psi(h) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}$ et

$$F'_s(y_s) = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial n(1)} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial p(1)} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial \psi(1)} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial n(2)} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial p(2)} \frac{\partial F_s^n(1)}{\partial \psi(2)} \dots \\ \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial n(1)} \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial p(1)} \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial \psi(1)} \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial n(2)} \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial p(2)} \frac{\partial F_s^n(2)}{\partial \psi(2)} \dots \\ \vdots \\ \dots \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial n(h-1)} \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial p(h-1)} \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial \psi(h-1)} \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial n(h)} \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial p(h)} \frac{\partial F_s^n(h)}{\partial \psi(h)} \dots \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \tag{IV.45}$$

Une fois que la convergence est vérifiée, le système est résolu et on obtient les valeurs des inconnus principaux n , p et ψ dans la structure. Les inconnus secondaires comme le champ électrique et les densités des courants sont déduits à partir des variables principales calculées. Pour simuler la caractéristique $J-V$ de la cellule. Le système est résolu pour l'équilibre thermodynamique, ensuite les variables principales de l'équilibre sont utilisées comme condition initiale pour la boucle de la tension appliquée en présence de l'illumination $AM0$.

IV.7 Organigramme du calcul :

Le langage de programmation utilisé est Matlab version R2009b. L'organigramme de calcul est comme suit :

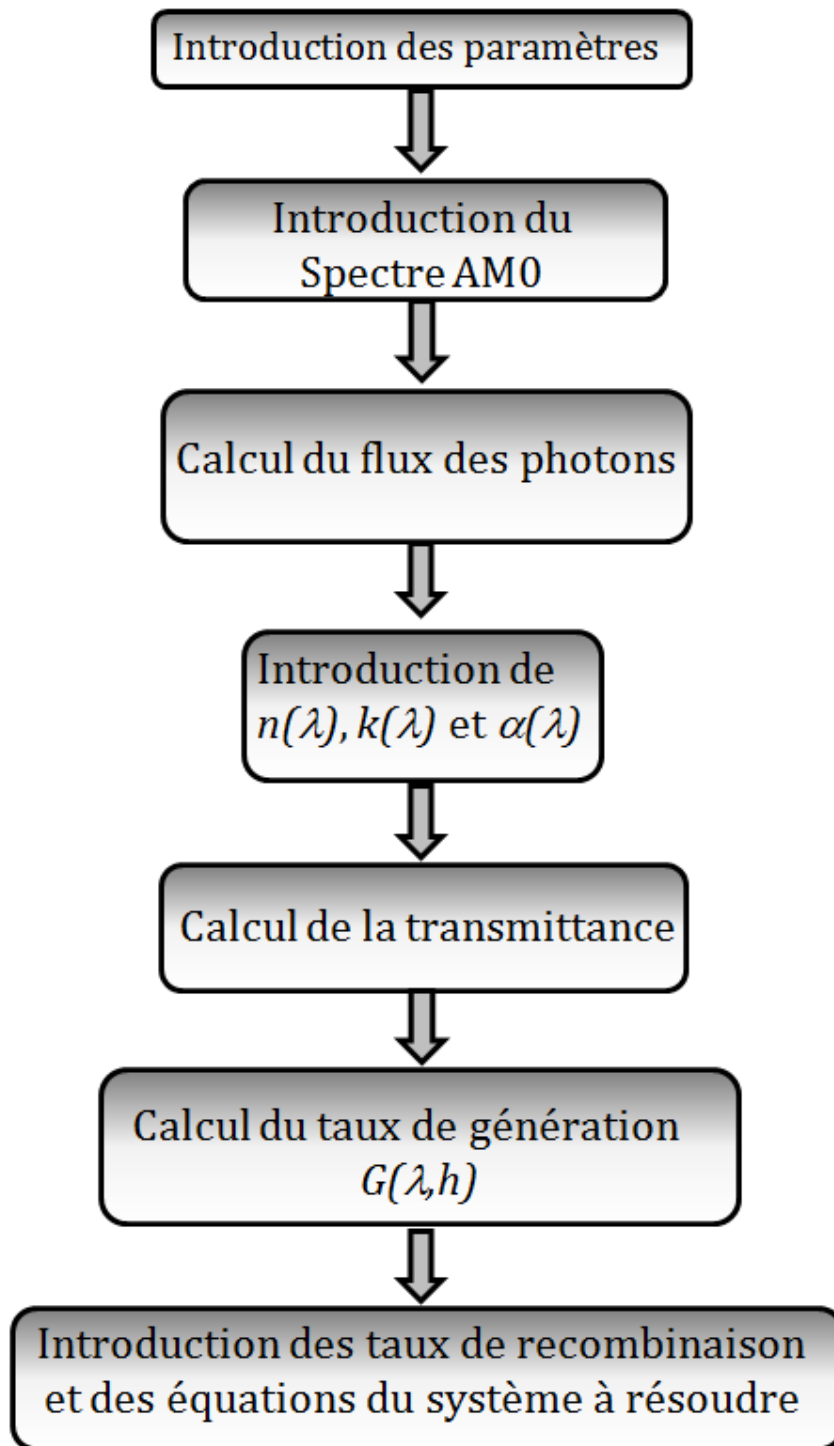


Figure IV.8 : Résolution du système algébrique par la méthode de Newton.

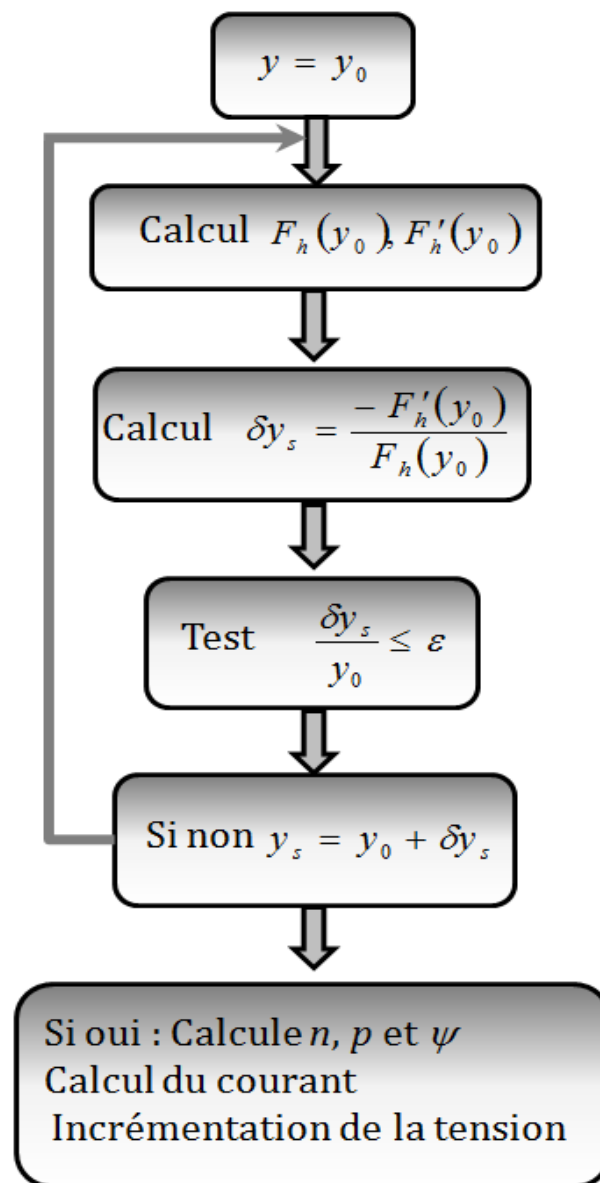


Figure IV.9: Organigramme de calcul.

IV.8 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous venons de présenter les étapes fondamentales pour résoudre, numériquement, les équations de transport dans la jonction p-n en GaAs. Nous avons commencé par décrire le modèle physique utilisé pour décrire la jonction p⁺-n en GaAs, et les équations de transport. La méthode de résolution numérique, d'une façon détaillée; nous avons choisi, comme méthode de résolution, la méthode itérative de Newton. Dans la section IV.7, nous avons résumé, sous forme d'organigramme, la procédure de résolution numérique des équations de transport dans la jonction p⁺-n en GaAs.

Chapitre V : Résultats et discussion

V.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'effet des trois types de particules énergétiques: les électrons, les protons et les neutrons de 1 MeV sur les caractéristiques électriques de la cellule solaire AlGaAs/GaAs (p/n). Une comparaison entre ces différentes particules sur les paramètres de sortie de la cellule solaire est également effectuée. Les paramètres de sortie sont la tension de circuit ouvert V_{co} , le courant de court circuit J_{cc} , le facteur de forme FF , et le rendement de conversion η . Le rendement quantique et la réponse spectrale de la cellule sont également présentés. Les paramètres des défauts créés par les différents types de particules sont obtenus d'après la littérature. En commence par l'étude de l'effet de tous les pièges, par la suite uniquement les pièges profonds; et ensuite les pièges peu profonds. Ceci nous permet de distinguer l'effet de la position énergétique du piège sur un tel ou tel paramètre. Pour chaque type de particule, on va effectuer aussi une étude d'optimisation de la cellule solaire.

V.2 Structure et paramètres de la cellule solaire :

La cellule solaire étudiée est une jonction p+/n dont la structure est présentée dans la figure V.1. La caractéristique spéciale de cette cellule est qu'elle contient une fenêtre AlGaAs (p++) avec une composition variable (la fraction molaire de Al au déprimant de celle du Ga) qui lui permet d'avoir un gap d'énergie E_g graduel, ce qui améliore l'absorption des photons de longueurs d'onde courtes. Le diagramme d'énergie de la cellule à l'état d'équilibre est présenté dans la figure V.2.

Les paramètres d'entrés introduits dans le programme de simulation par MATLAB sont les paramètres du matériau (tableau V.1) et ceux de la cellule (tableau V.2).

Symbole	Paramètre	Valeur	
E_g	Energie de la bande interdite (eV)	$1.425 + 1.247x$, $x < 0.45$	[104]
χ	Affinité électronique (eV)	$4.07 - 1.1x$, $x < 0.45$	[104]
ϵ_r	Constante diélectrique relative (F.cm ⁻¹)	$13.18 - 3.12x$,	[104]
T	Température (K)	300	
N_A	Dopage p ⁺ (cm ⁻³)	$2 \times 10^{18} / 4 \times 10^{17}$	
N_D	Dopage n ⁺ (cm ⁻³)	2×10^{17}	
	Dopage n (cm ⁻³)	10^{16}	
μ_n	Mobilité de dérive d'électron (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)		
	AlGaAs (non dopé)	$8500 - 22000x + 10^4x^2$, $x < 0.45$	[104]
	p ⁺ - AlGaAs (supposé)	$(8500 - 22000x + 10^4x^2) / 2$	
	p ⁺ GaAs	3000	[105]
	n- GaAs	8800	[19,105]
	n+-GaAs	4000	[105]
μ_p	Mobilité de dérive de trou (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)		
	AlGaAs (non dopé)	$400 - 970x + 740x^2$, $x < 0.45$	[104]
	p ⁺ - AlGaAs (supposé)	$(400 - 970x + 740x^2 / 2)$, $x < 0.45$	
	p ⁺ GaAs	200	[105]
	n- GaAs	400	[19,105]
	n+-GaAs	220	[105]
S_n	Vitesse de recombinaison surfacique de l'électron (cm s ⁻¹)	10^4	[67]
S_p	Vitesse de recombinaison surfacique du trou (cm s ⁻¹)	10^4	[67]
N_C	Densité effective d'états à Ec (cm ⁻³)	$2.5 \times 10^{19} (m_e^*/m_e)^{3/2}$	[68]
N_V	Densité effective d'états à Ev (cm ⁻³)	$2.5 \times 10^{19} (m_h^*/m_e)^{3/2}$	[68]
m_e^*/m_e	Masse effective de l'électron / masse de l'électron	$0.067 + 0.083x$	[104]
m_h^*/m_e	Masse effective du trou / masse de l'électron	$0.62 + 0.14x$	[104]
R_m	Réflexivité de contact n / métal (supposé)	0.95	

Tableau V.1 : Paramètres d'entrée du matériau dans le programme de simulation en Matlab.

	Fenêtre (p ⁺)			Émetteur (p ⁺)	Base (n)	Collecteur (n ⁺)
	Al _{0.31} Ga _{0.69} As	Al _{0.19} Ga _{0.81} As	Al _{0.1} Ga _{0.9} As			
Épaisseur (μm)	0.03	0.03	0.03	0.44	2.97	0.5
Dopage (cm ⁻³)	1 × 10 ¹⁸	1 × 10 ¹⁸	1 × 10 ¹⁸	4 × 10 ¹⁷	10 ¹⁶	2 × 10 ¹⁷

Tableau V.2 : Dopage et épaisseurs des régions de la cellule solaire AlGaAs/GaAs dont l'épaisseur totale est 4 μm.

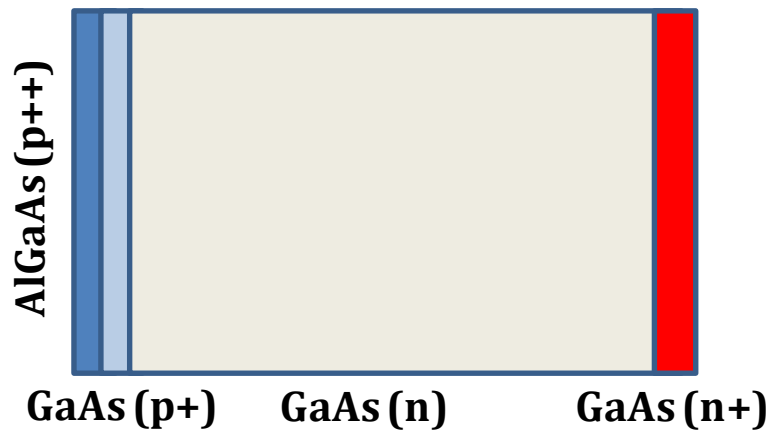


Figure V.1: Schéma de la structure unidimensionnelle de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

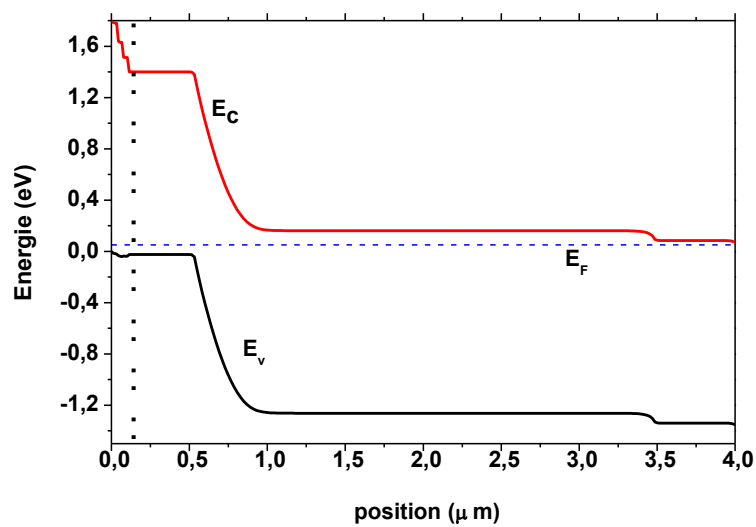


Figure V.2: Diagramme d'énergie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs (p+/n) à l'équilibre thermodynamique.

Le GaAs est considéré comme étant un matériau du premier choix, et d'habitude les cellules à base du GaAs sont consacrées aux applications spatiales. Pour cette raison, dans la simulation numérique, les calculs sont effectués sous le spectre AM0 (spectre hors atmosphère). La caractéristique courant-tension calculée est présentée dans la figure V.3(a) pour une densité de défauts intrinsèques assez basse pour simuler l'état non dégradé de la cellule. Des mesures expérimentales sont présentées aussi dans la même figure [77, 106]. Dans la figure V.3(b), le photocourant en fonction des longueurs d'ondes de la cellule calculée est également présenté.

D'après la figure V.3(a), les paramètres de sortie de la cellule sont : $V_{co} = 1.01 V$, $J_{cc} = 23.86 mA/cm^2$, $FF = 0.88$ et $\eta = 15.60 \%$. Ces valeurs obtenues par simulation sont proches de la gamme expérimentale [77, 106].

Le rendement quantique externe déduit à partir de la figure V.3.b, est comparé avec des mesures expérimentales [107]. On peut voir une certaine ressemblance grossière dans l'allure générale. La différence est dans la gamme des longueurs d'ondes courtes à cause de la présence de la fenêtre AlGaAs, alors qu'elle n'existe pas dans la cellule de la référence [107]. D'après ceci, on peut affirmer une amélioration dans le rendement quantique grâce à l'utilisation de la fenêtre graduelle. Le choix d'une fenêtre graduelle au lieu d'une avec un gap d'énergie simple est basé sur le critère de ce qui est appelé "partitionnement du spectre solaire". Si on utilise une cellule solaire simple, ou avec une fenêtre avec un seul gap plus grand, une fraction des photons les énergétiques sera absorbée mais avec un effet d'échauffement de la cellule. Celui ci est causé par l'énergie supplémentaire, qui est la différence entre les énergies des photons les plus énergétiques et le gap de la cellule. Ainsi, la fenêtre graduelle améliore la réponse aux longueurs d'onde courtes, minimise l'effet d'échauffement et neutralise aussi les effets des interfaces.

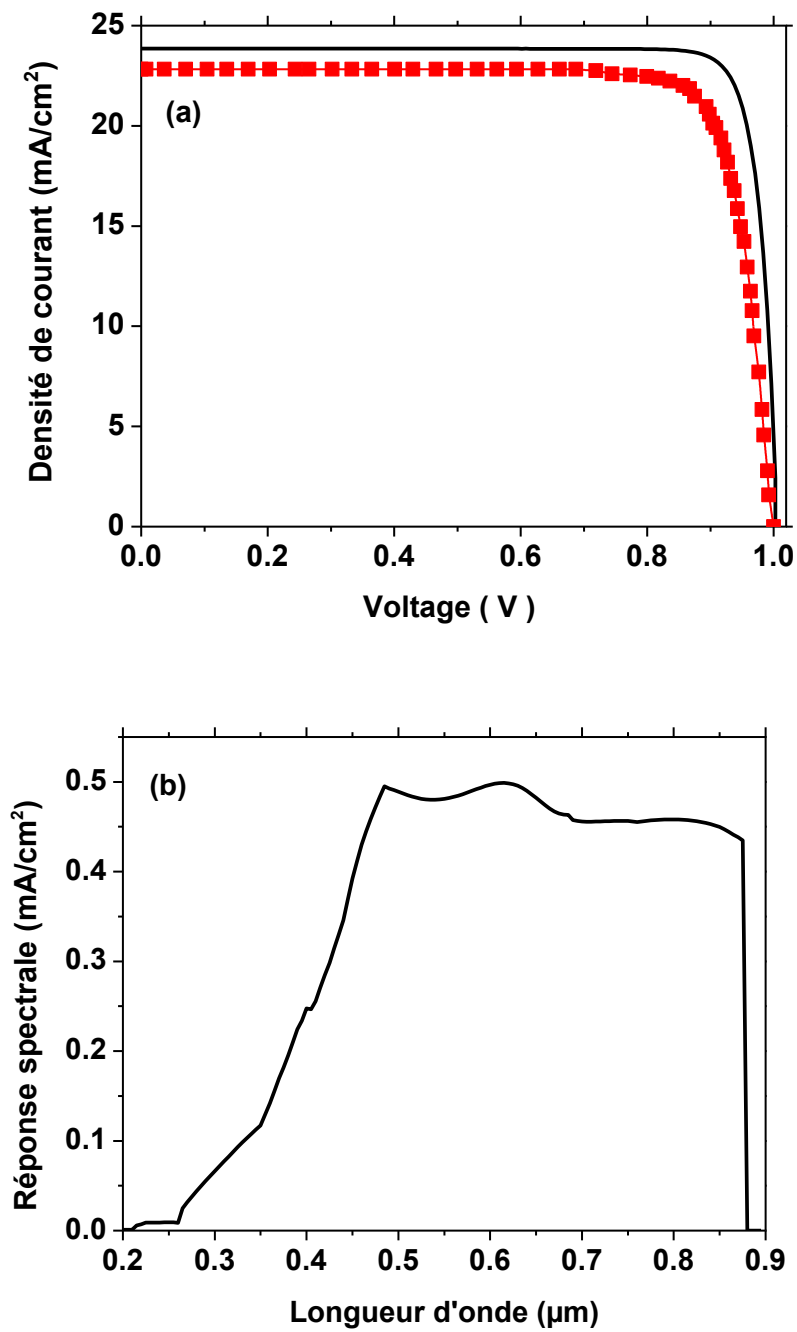


Figure V.3 : (a) Caractéristique courant-tension de la cellule solaire p+/n en GaAs, simulation en ligne continue et les symboles des mesures expérimentales [107], (b) Réponse spectrale de la cellule en court circuit ($V = 0 V$).

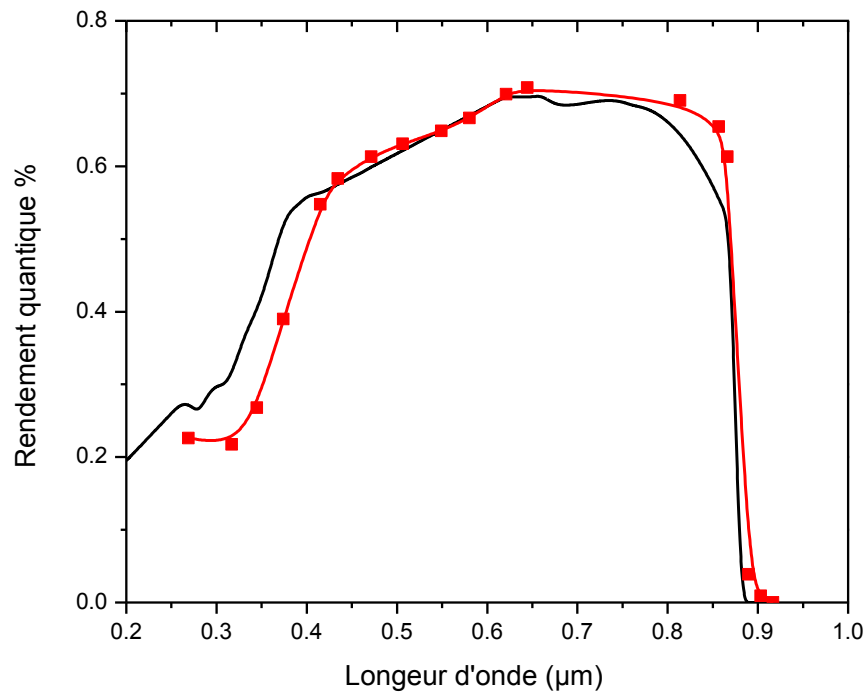


Figure V.4 : Rendement quantique externe simulé (ligne noire solide) comparé avec des mesures depuis [107] (symbole solides rouges).

V.3 L'effet d'irradiation par des électrons énergétiques :

Les pièges que nous avons utilisés pour simuler l'effet d'irradiation par des électrons de 1 MeV sont ceux caractérisés par J.C Bourgoïn & all [47, 54, 76, 108, 109]. Ces différents pièges comportent des pièges à électrons (profonds et peu profonds) et des pièges à trous (profonds et peu profonds) comme le montre le tableau V.3.

Défauts	$k(cm^{-1})$	$E_c - E_t(eV)$	$\sigma_a(cm^2)$
E_1	1.50	0.045	2.2×10^{-15}
E_2	1.50	0.140	1.2×10^{-13}
E_3	0.40	0.300	6.2×10^{-15}
E_4	0.08	0.760	3.1×10^{-14}
E_5	0.10	0.960	1.9×10^{-12}
Défauts	$k(cm^{-1})$	$E_v + E_t(eV)$	$\sigma_b(cm^2)$
H_0	0.8	0.06	1.6×10^{-16}
H_1	0.1 - 0.7	0.29	5.0×10^{-15}
H_2	0.1	0.41	2.0×10^{-16}
H_3	0.2	0.71	1.2×10^{-14}

Tableau V.3 : Pièges utilisés dans la simulation depuis [47, 54, 76, 108, 109].

L'effet d'irradiation par ces électrons énergétiques avec différentes fluences (doses cm^{-2}) sur la caractéristique (J-V) et la réponse spectrale de la cellule sont présentés, respectivement dans les figures V.5 .

L'effet d'irradiation sur les paramètres de sortie de la cellule (outputs) extraits des caractéristiques J-V est résumé dans le tableau V.4 et présenté dans la figure V.6.

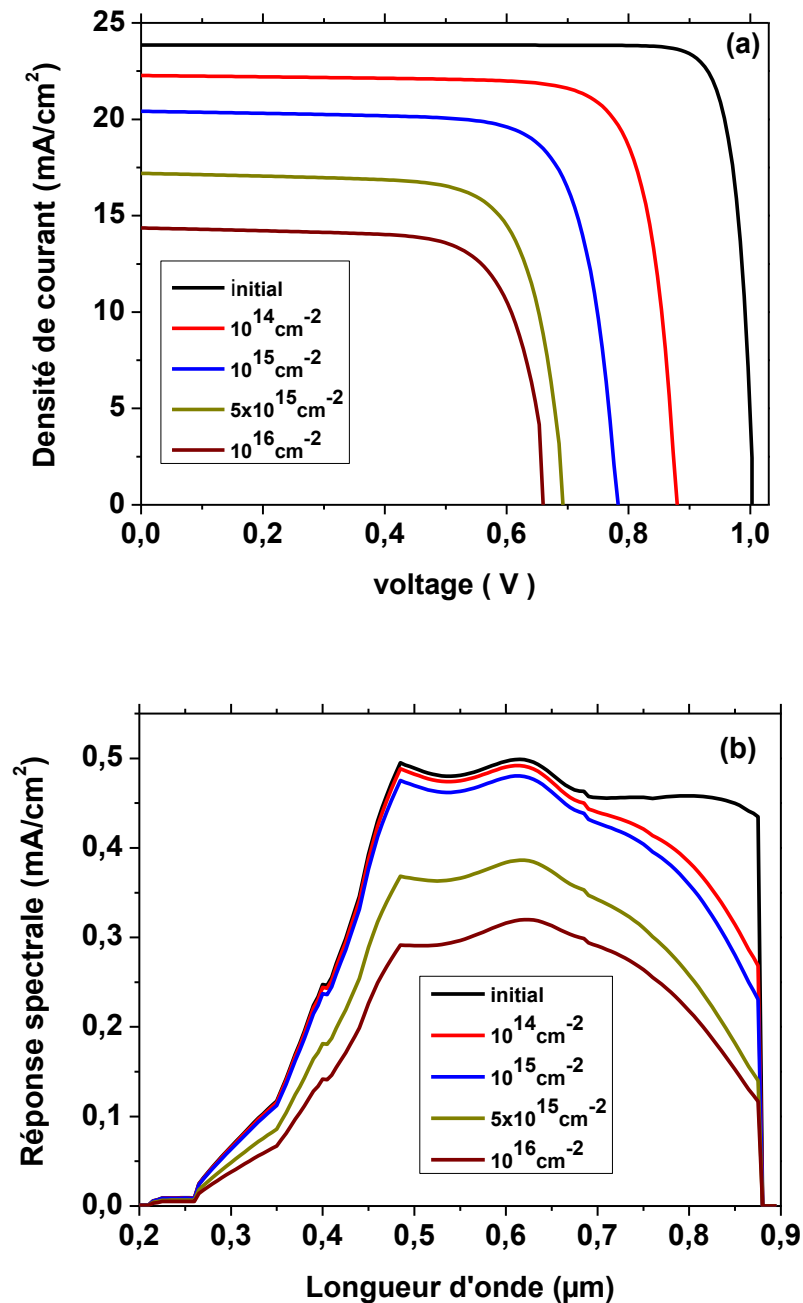


Figure V.5 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrales, pour différentes doses, de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹⁴	22.27	0.88	0.796	11.50
10¹⁵	20.416	0.781	0.765	8.70
5x10¹⁵	17.04	0.701	0.751	6.60
10¹⁶	14.36	0.646	0.730	5.23

Tableau V.4 : Effet de la fluence des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

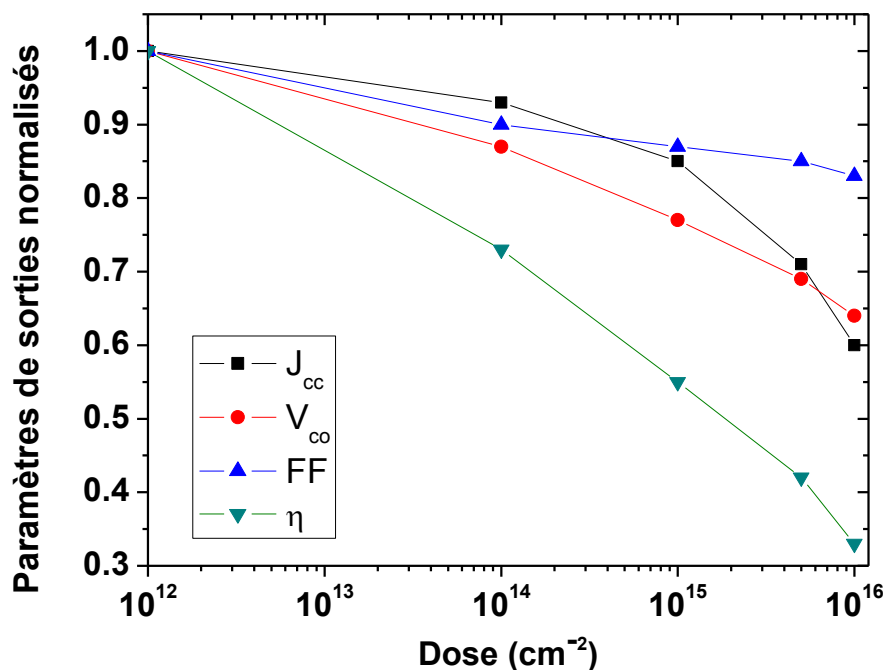


Figure V.6 : Effet de la fluence (dose) des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

On remarque qu'avec l'augmentation de la fluence des électrons, les paramètres de la cellule externes diminuent, la tension de circuit ouvert V_{co} , le courant de court circuit J_{sc} , le facteur de forme FF et le rendement de conversion η . Le rendement de conversion est le paramètre le plus sensible, alors que le FF est le moins sensible.

La diminution du courant de court circuit de 23.86 mA/cm² à 14.36 mA/cm² s'accorde avec les mesures expérimentales citées dans [110]. La densité du courant est proportionnelle à la différence entre le taux de génération et le taux de recombinaison $J \propto \int (G - U)dx$. La relation du taux de recombinaisons $U(x) = \frac{N_R C_n C_p (n \cdot p - n_i^2)}{C_n n + C_p p + C_n n_1 + C_p p_1}$ indique que la

diminution de J_{sc} est due à l'augmentation de la recombinaison, liée à l'augmentation de la densité des défauts.

La valeur 0.67 du rapport entre V_{co} aux conditions initiales et celui aux conditions dégradée est en accord avec la dégradation mesurée du V_{co} mentionnée dans les références [79, 110]. Par ailleurs, cette valeur est d'environ 0.75 et 0.87 dans [49, 77] respectivement.

Comme il a été déjà mentionné, le paramètre qui montre la moindre sensibilité à l'irradiation par les électrons est le FF . Le rapport 0.83 entre sa valeur initiales et sa valeur dégradée est similaire à celui mesuré dans les références [49, 77]. Cette faible sensibilité de FF a été également indiquée aussi dans [111].

Le rendement diminue de 15.60 % à 5.23 % avec un rapport de dégradation de presque 0.34 qui est similaire à celui mesuré dans la référence [112]. Ceci constitue une dégradation sévère, à savoir qu'une dose de $10^{16} cm^{-2}$ correspond à une durée de presque 13 ans.

Cet accord appréciable entre les valeurs qu'on a obtenu par simulation et des mesures faites dans des travaux antérieurs d'autres chercheurs donne une certaine crédibilité au programme de simulation qu'on a développé.

La figure V.5(b) présente les variations du photocourant en fonction des longueurs d'ondes (réponse spectrale) pour différentes fluences d'irradiations des électrons. On remarque pour les fluences $\Phi = 10^{14} cm^{-2}$ et $\Phi = 10^{15} cm^{-2}$, la dégradation est plus apparente entre 0.75 et 0.9 μm , tandis que pour $\Phi = 5 \times 10^{15} cm^{-2}$ et $\Phi = 10^{16} cm^{-2}$ l'effet de l'irradiation est remarqué sur toute l'intervalle des longueurs d'onde [112]. Ces observations sont comparables avec ce qui a été mentionné dans [113, 114], bien que la structure de la cellule utilisée et les niveaux énergétiques des pièges soient différents. L'explication la plus apparente est le fait que pour les faibles doses, la génération des porteurs libres par les photons de plus faible énergies (grande énergie) qui est influencé par les défauts créés encore de faible densité. Au fur et à mesure que la densité de tous les défauts croit avec la dose, la photogénération par tous les photons (basse et haute énergie) sera influencé.

V.3.1 Pièges à électrons profonds :

D'après le tableau V.3, les défauts induits par l'irradiation peuvent être classés en deux types ; des pièges profonds qui peuvent être considérés comme étant des centres de recombinaison et des pièges peu profonds. Pour un centre de recombinaison la probabilité de la rémission des porteurs libres est inférieure à la probabilité de piégeage et

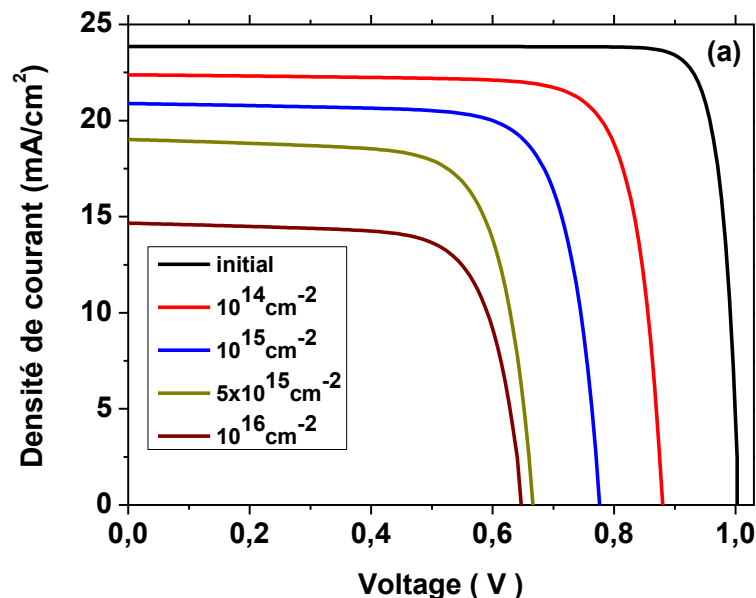
recombinaison. Alors que pour un piège peu profond ou superficiel, il y a une certaine probabilité que les porteurs libres soient réémis pour être de nouveau libres.

Pour connaître l'effet de chaque type des défauts, on commence par simuler l'effet uniquement des pièges profonds à électrons E_5 , E_4 .

La figure V.7(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses dans le cas où l'on considère seulement les pièges profonds à électrons. L'effet de l'irradiation sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.5 et présenté sous forme de courbes dans la figure V.8.

Pour la valeur la plus élevée de la fluence des électrons $\Phi = 10^{16} \text{cm}^{-2}$, J_{sc} diminue jusqu'à la valeur 14.66 mA/cm^2 , cette dernière valeur est un peu supérieure à la valeur 14.36 mA/cm^2 obtenue dans la section précédente. Cependant V_{co} et le FF gardent les mêmes valeurs alors que le rendement augmente d'une valeur un peu marquée de 5.23 à 5.30%.

L'allure dégradée de la réponse spectrale dans le cas de la présence uniquement des pièges profonds à électrons est semblable aux cas de présence de tous les pièges. Donc on estime que l'effet de la dégradation des performances de la cellule est dominé par la présence des pièges profonds à électrons considérés comme centres de recombinaison.



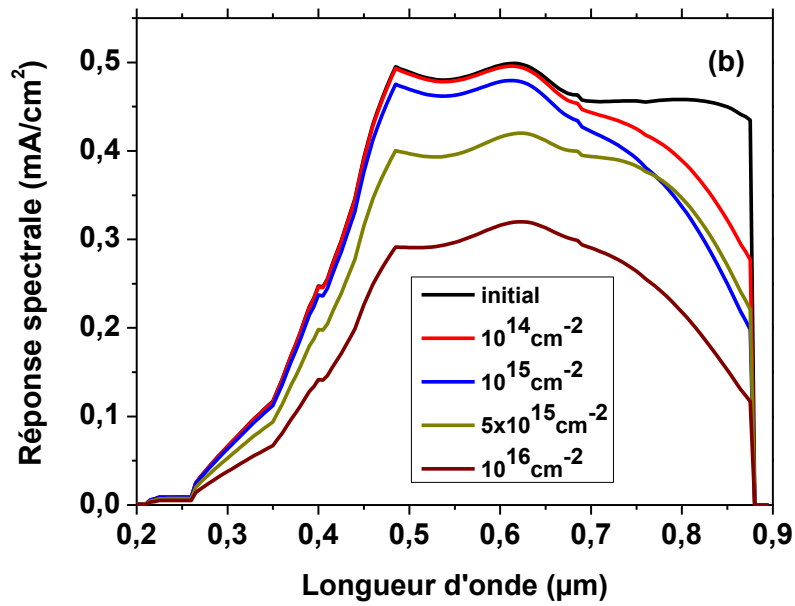


Figure V.7 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale, dans le cas de présence des pièges E_5 , E_4 pour différentes doses.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10^{14}	22.38	0.87	0.81	11.58
10^{15}	20.88	0.77	0.77	9.96
5×10^{15}	19.02	0.66	0.74	6.81
10^{16}	14.66	0.646	0.73	5.30

Tableau V.5 : Effet des pièges à électrons profonds, E_5 , E_4 , sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

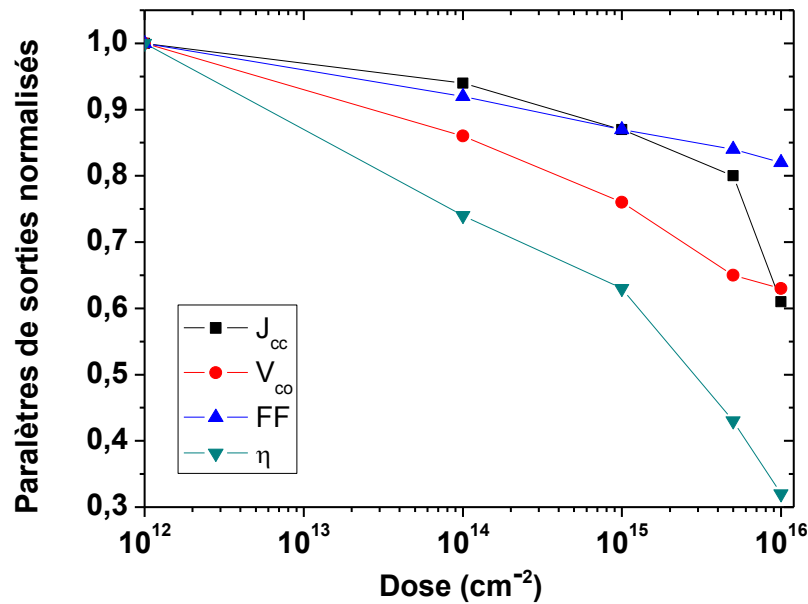


Figure V.8 : Effet de la fluence (dose) des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire- cas des pièges à électrons profonds.

V.3.2 Pièges à trou profonds :

Dans ce cas, on considère seulement la présence du seul piège profond à trou, le H_3 . La figure V.9(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour les différentes doses d'irradiations. L'effet de l'irradiation sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.6 et présenté sous forme de courbes dans la figure V.10.

A partir des résultats du tableau V.6, on remarque qu'en augmentant la fluence de $\Phi = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $\Phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, les paramètres externes de la cellule prennent respectivement les valeurs : $19.86 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$, 0.81 V , 0.79 et 9.44% . Bien que le H_3 se positionne dans le gap d'énergie presque comme le E_4 , son effet pour les doses élevées est moins intense. Ainsi l'effet des pièges à électrons profonds E_5 et E_4 est dominant devant celui du H_3 . Donc, il est possible de considérer le E_4 et le H_3 comme un seul centre de recombinaison puisque ces deux pièges se positionnent presque dans le même niveau d'énergie.

Concernant la réponse spectrale sa diminution est remarquée seulement entre l'intervalle de la longueur d'onde 0.75 et $0.9 \mu\text{m}$.

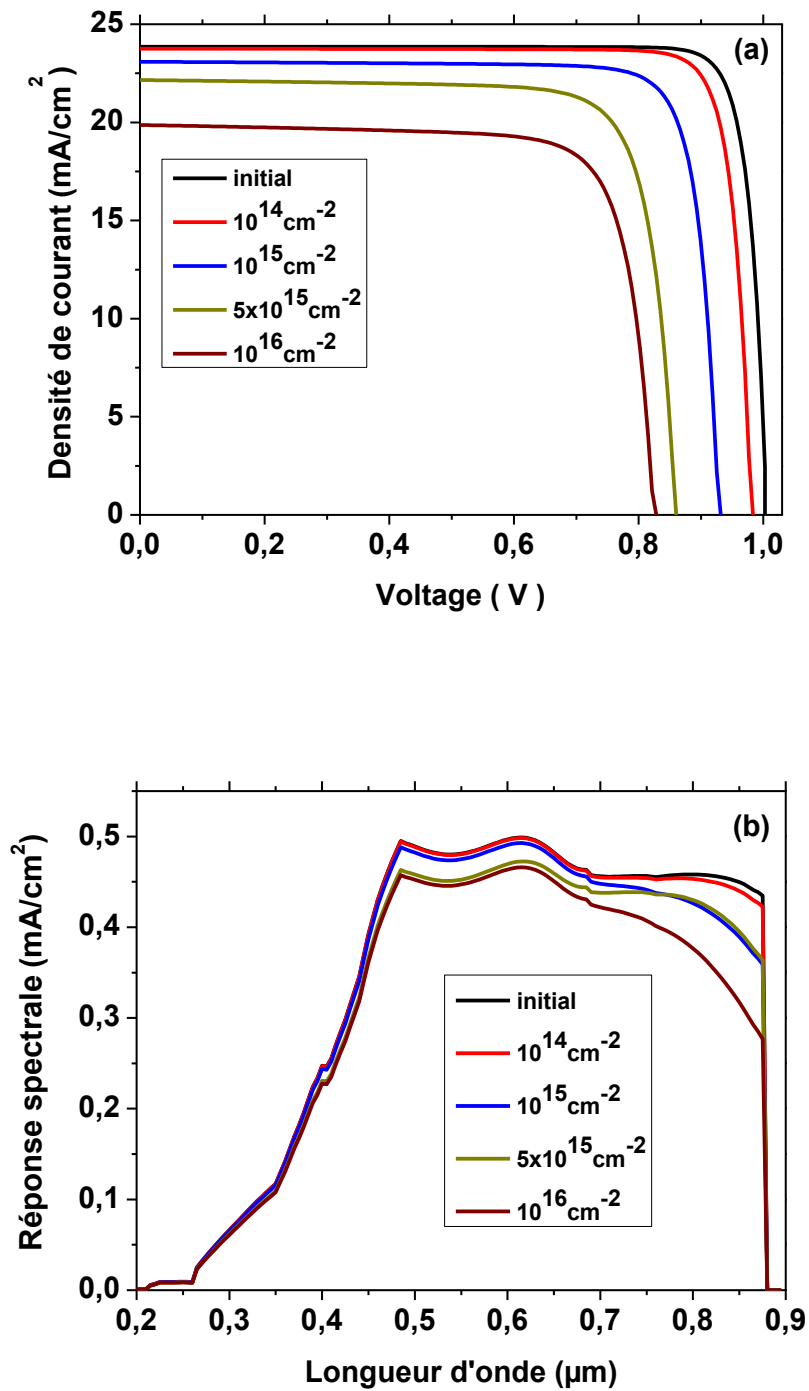


Figure V.9 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale, dans le cas de présence de H_3 pour différentes doses.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹⁴	23.75	0.97	0.88	14.91
10¹⁵	23.10	0.92	0.85	13.27
5x10¹⁵	22.15	0.85	0.81	11.20
10¹⁶	19.86	0.81	0.79	9.44

Tableau V.6 : Effet du piège H_3 à différentes doses sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

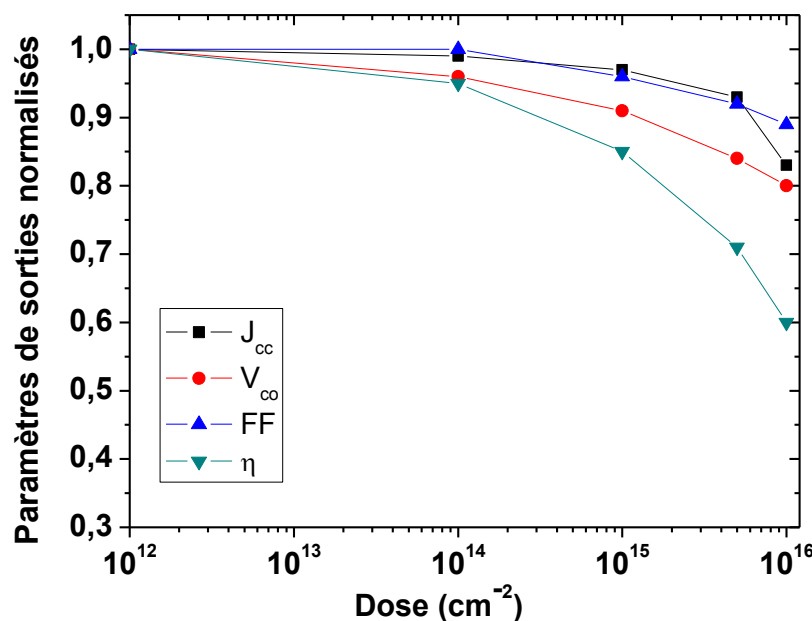


Figure V.10 : Effet de la fluence (dose) des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire- cas du piège à trous profond H_3 .

V.3.3 Pièges à électron non profonds :

Dans ce cas, on simule l'effet uniquement des trois pièges à électrons non profonds E_1, E_2, E_3 . La figure V.11(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses des électrons de 1 MeV. L'effet de l'irradiation sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.7 et présenté sous forme de courbes dans la figure V.12.

Les résultats obtenus dans le tableau V.7 présente la diminution des paramètres externes de la cellule. La densité de courant et la tension de circuit ouvert diminuent jusqu'à $J_{sc} =$

17.24 mA/cm^2 et $V_{oc} = 0.85 \text{ V}$ respectivement pour la fluence $\Phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. FF est le paramètre le moins sensible présentant une légère diminution de 0.88 à 0.84. Le rendement de conversion de la cellule diminue de 15.6 à 9.06 %.

La réponse spectrale garde la même allure de dégradation qui est toujours plus remarquée dans l'intervalle 0.65 à 0.85 μm .

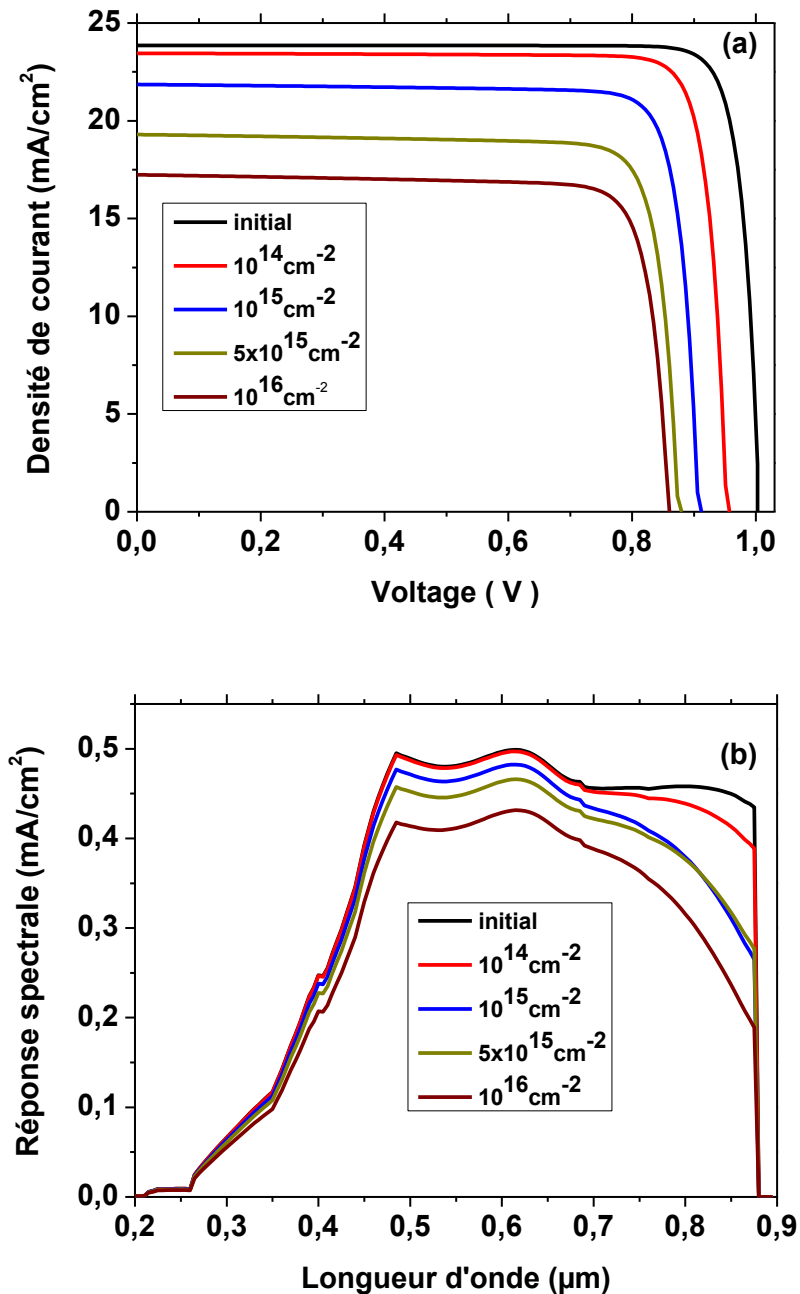


Figure V.11: (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale pour les pièges à électrons non profonds.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹⁴	23.45	0.95	0.87	14.30
10¹⁵	21.86	0.90	0.86	12.44
5x10¹⁵	19.30	0.86	0.85	10.42
10¹⁶	17.24	0.85	0.84	9.06

Tableau V.7 : Effet des pièges à électrons non profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

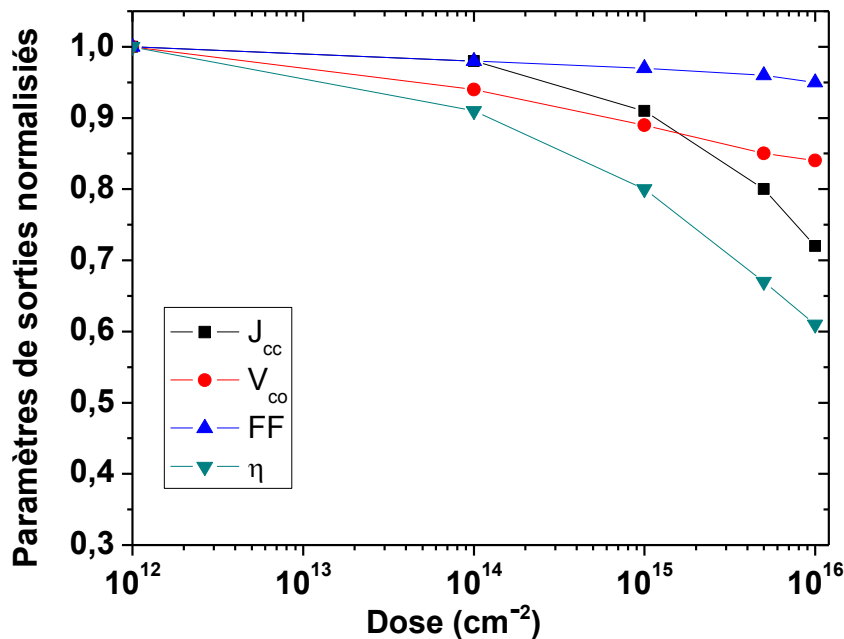


Figure V.12 : Effet de la fluence (dose) des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire- cas des pièges à électrons non profonds.

V.3.4 Pièges à trou non profonds :

Pour connaître l'effet des pièges à trous non profonds on simule l'effet des trois pièges à trous non profonds H_0 , H_1 , H_2 . La figure V.13(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour les différentes doses. L'effet de l'irradiation des électrons sur les paramètres de sortie de la cellule est résumé dans le tableau V.8 et présenté sous forme de courbes dans la figure V.14.

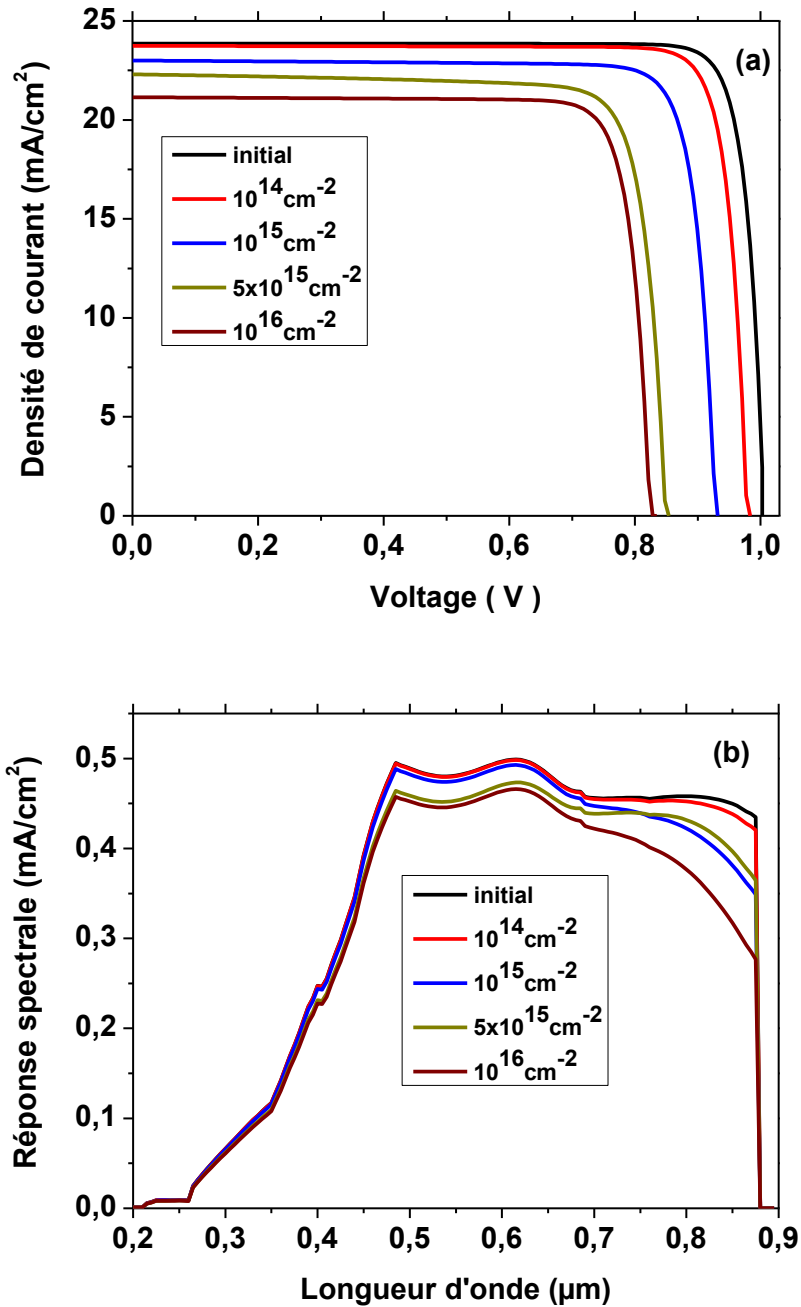


Figure V.13 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale- cas des pièges à trous non profonds.

Selon les résultats du tableau V.8 on remarque que la diminution des paramètres de sortie de la cellule solaire est toujours moins intense en comparaison avec le cas de présence uniquement des pièges à électrons profonds. Puisque les pièges H_0 , H_1 , H_2 sont très proche de la bande de valence, des transitions au bord de bande sont possible.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹⁴	23.73	0.97	0.88	14.91
10¹⁵	23.00	0.92	0.863	13.43
5x10¹⁵	22.30	0.84	0.827	11.40
10¹⁶	21.14	0.82	0.81	10.90

Tableau V.8 : Effet des pièges à trous non profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

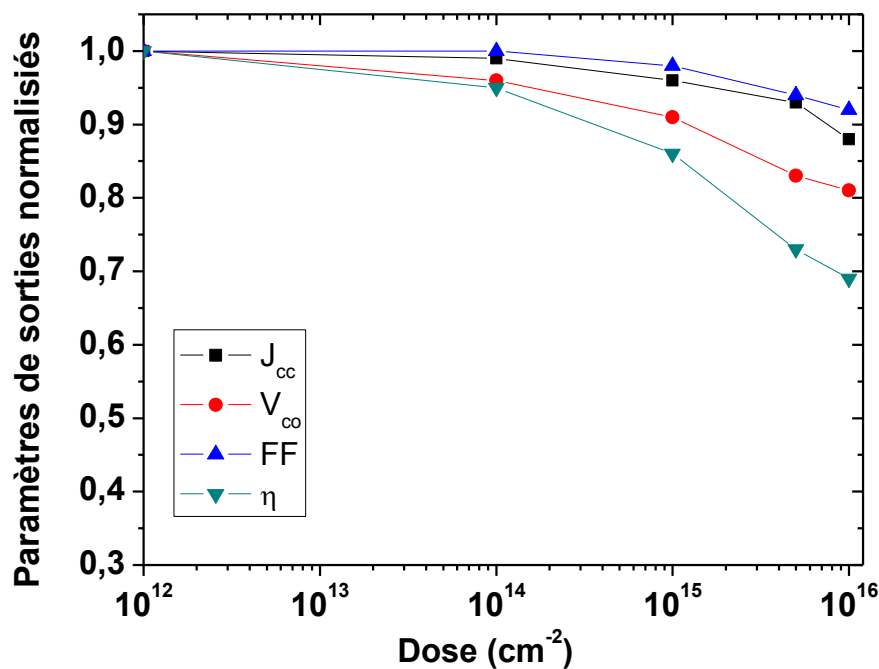


Figure V.14 : Effet de la fluence (dose) des électrons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire- cas des pièges à trous non profonds.

Pour les variations de réponse spectrale (figure V.13(b)), on remarque que l'influence des pièges à trous non profonds est moins intense que celle des pièges à électrons profonds.

Finalement pour cette section il est possible d'affirmer que parmi les différents pièges créés, le centre de recombinaison (E_4, H_3) et le piège profond à électron (E_5) jouent le rôle primordiale dans la dégradation de la cellule solaire AlGaAs/GaAs par la dose des électrons de 1 MeV. Dans des simulations ultérieures (d'optimisation par exemple) on peut se contenter d'introduire seulement ces deux niveaux des pièges. Il est possible aussi avec cette simplification de construire des modèles analytiques simples pour déduire les

paramètres de ces deux défauts à partir de mesures pratiques de la dégradation du photocourant, puisque le photocourant peut être exprimé en termes de durée de vie ou longueurs de diffusion. En fait certain nombre de chercheurs ont construit des modèles simples qui relient entre la dose des électrons et ses paramètres de sortie mais ceci en considérant par simple hypothèse la présence d'un seul centre de recombinaison alors que selon la simulation il est bien claire qu'il faut au moins considérer la présence de deux niveaux de défauts.

V.4 L'effet d'irradiation par des protons énergétiques :

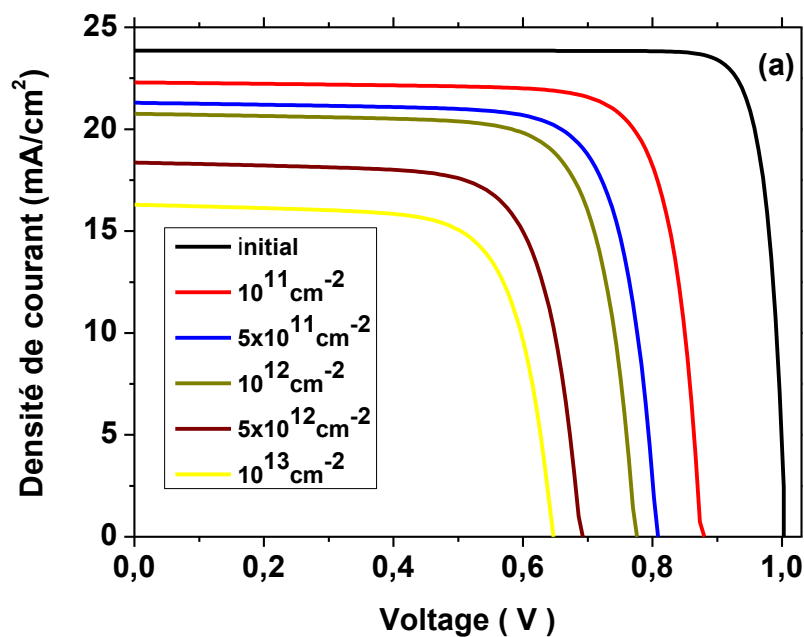
Le deuxième type de particules qu'on considéré sont les protons énergétiques de 1 MeV, bien qu'il existe une gamme d'énergie qui varie entre 100 keV jusqu'à 60 MeV ou même plus. Le choix de 1 MeV à été presque imposé (comme c'est le cas avec les électrons) selon les données mesurées caractérisant les pièges créés par les protons dans le gap d'énergie du GaAs (type p et n). Les pièges que nous avons utilisés dans la simulation ont été caractérisés par S. R. Messenger et all [58, 78]. et les pièges à trous caractérisés par [78] mais les taux d'introduction sont grossièrement estimées à partir de [57]. Ces différents pièges comportent également des pièges à électrons (profonds et peu profonds) et des pièges à trous (profonds et peu profonds) mais avec des positions qui diffèrent de celles indiquées dans le cas d'irradiation par les électrons. Le tableau V.9 présente ces différents pièges. D'après le tableau on voit que les taux d'introduction dépassent par 10 à 200 ordres de grandeurs ceux d'irradiation par des électrons. Ainsi les longueurs de pénétrations seront plus grandes. La raison pour laquelle les doses employées pour l'irradiation par des protons sont plus inférieures (maximum $10^{13} cm^{-2}$). Des doses plus grandes peuvent endommager la cellule. Une autre conséquence du grand taux d'introduction et l'homogénéité de distribution des défauts créés dans la cellule.

défauts	$k(\text{cm}^{-1})$	$E_c - E_t(\text{eV})$	$\sigma_a(\text{cm}^2)$
PR_1	42.6	0.791	2.03×10^{-12}
PR_2	43.5	0.637	2.1×10^{-13}
PR'_4	130.0	0.358	2.2×10^{14}
PR''_4	136.50	0.313	7.8×10^{-15}
PR_5	181.9	0.110	4×10^{-15}
défauts	$k(\text{cm}^{-1})$	$E_v + E_t(\text{eV})$	$\sigma_b(\text{cm}^2)$
PH_2	20	0.213	8.5×10^{-17}
PH_3	40	0.355	1.7×10^{-15}
PH_4	200	0.422	1.5×10^{-15}
PH_5	240	0.544	5.8×10^{-18}

Tableau V.9 : Pièges utilisés dans la simulation depuis [57, 58, 78].

On présente dans la figure V.15 (a) et (b), respectivement, la caractéristique J-V et la réponse spectrale de la cellule sous AM0, exposée à différentes doses croissantes ($10^{11} - 10^{13} \text{cm}^{-2}$) de protons de 1 MeV. Les paramètres de sortie déduits en fonction de la dose sont résumés dans le tableau V.10 et présentés dans la figure V.16.

D'après les résultats, on remarque que l'effet des protons est très important notamment pour la grande dose de 10^{13}cm^{-2} . J_{sc} présente un rapport de dégradation de presque 0.7, V_{oc} un rapport de presque 0.65. L'allure de dégradation de ces deux paramètres est en bonne similitude avec les mesures de la référence [115].



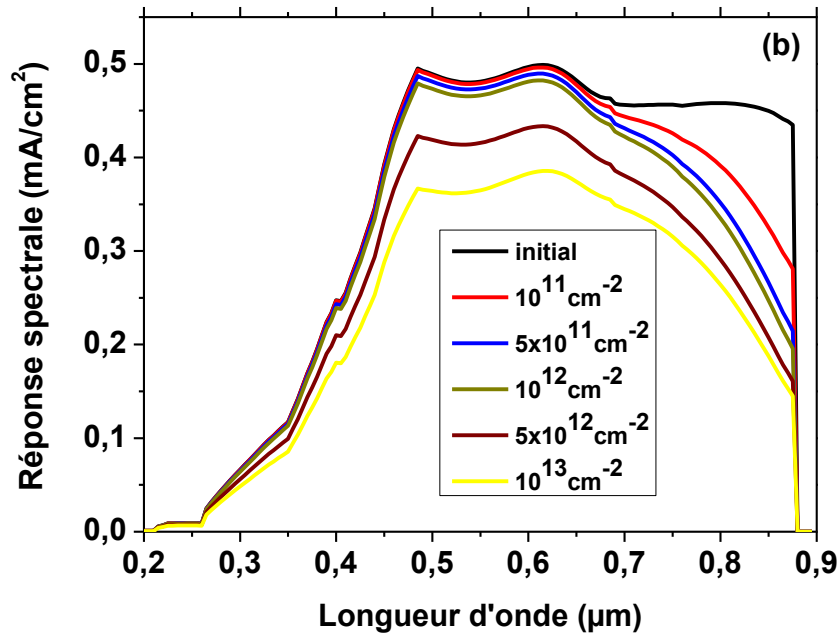


Figure V.15 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs pour différentes fluences des protons.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹¹	22.29	0.876	0.796	11.43
5x10¹¹	21.29	0.806	0.763	09.74
10¹²	20.75	0.773	0.751	08.98
5x10¹²	18.36	0.688	0.743	06.85
10¹³	16.29	0.646	0.723	05.60

Tableau V.10 : Effet de la fluence des protons de 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

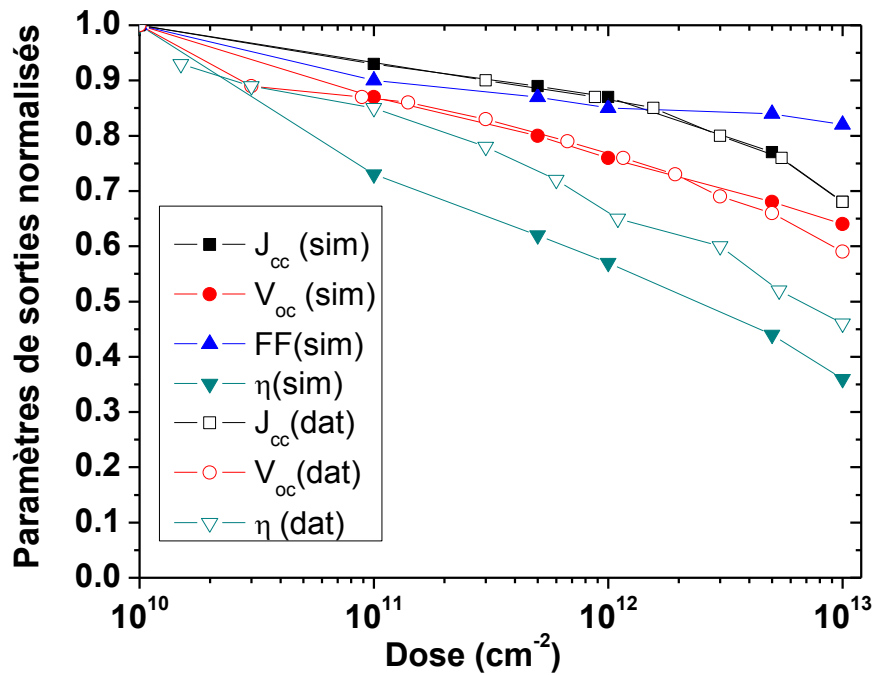


Figure V.16 : Effet de la fluence (dose) des protons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - comparaison avec des données à partir de [115].

Le FF présente toujours moins de sensibilité avec une dégradation un peu supérieure à 0.8. Le rendement de conversion η de la cellule est le paramètre le plus sensible avec un rapport de dégradation de 0.35, un peu plus bas que celui mesuré de 0.45. La différence entre l'allure de dégradation du rendement qu'on simulée et celle qu'on a pris comme référence de mesure est due certainement à une différence entre le FF simulé et celui mesuré, puisque la similitude de J_{sc} et V_{oc} est assez appréciable.

En ce qui est pour la réponse spectrale, on remarque que sa sensibilité aux petites doses est toujours limitée dans la gamme des longueurs d'ondes grandes. En augmentant la dose jusqu'à $5 \times 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, l'effet de l'irradiation s'étale sur toute l'intervalle (0.3-0.9 μm).

V.4.1 Pièges à électron profonds :

Comme on a déjà fait dans le cas d'irradiation par les électrons, d'après le tableau V.9, les défauts induits par l'irradiation de protons aussi peuvent être classés en deux types ; des pièges profonds et non profonds. On va refaire la même étude en séparant les différents défauts selon leur type et profondeur et voir si on obtient des résultats similaires au cas

d'irradiation par des électrons. Ceci ne constitue pas tout à fait une répétition de la même étude puisqu'il y a une certaine différence entre les paramètres des défauts (densité, position et section) de chaque type de particule.

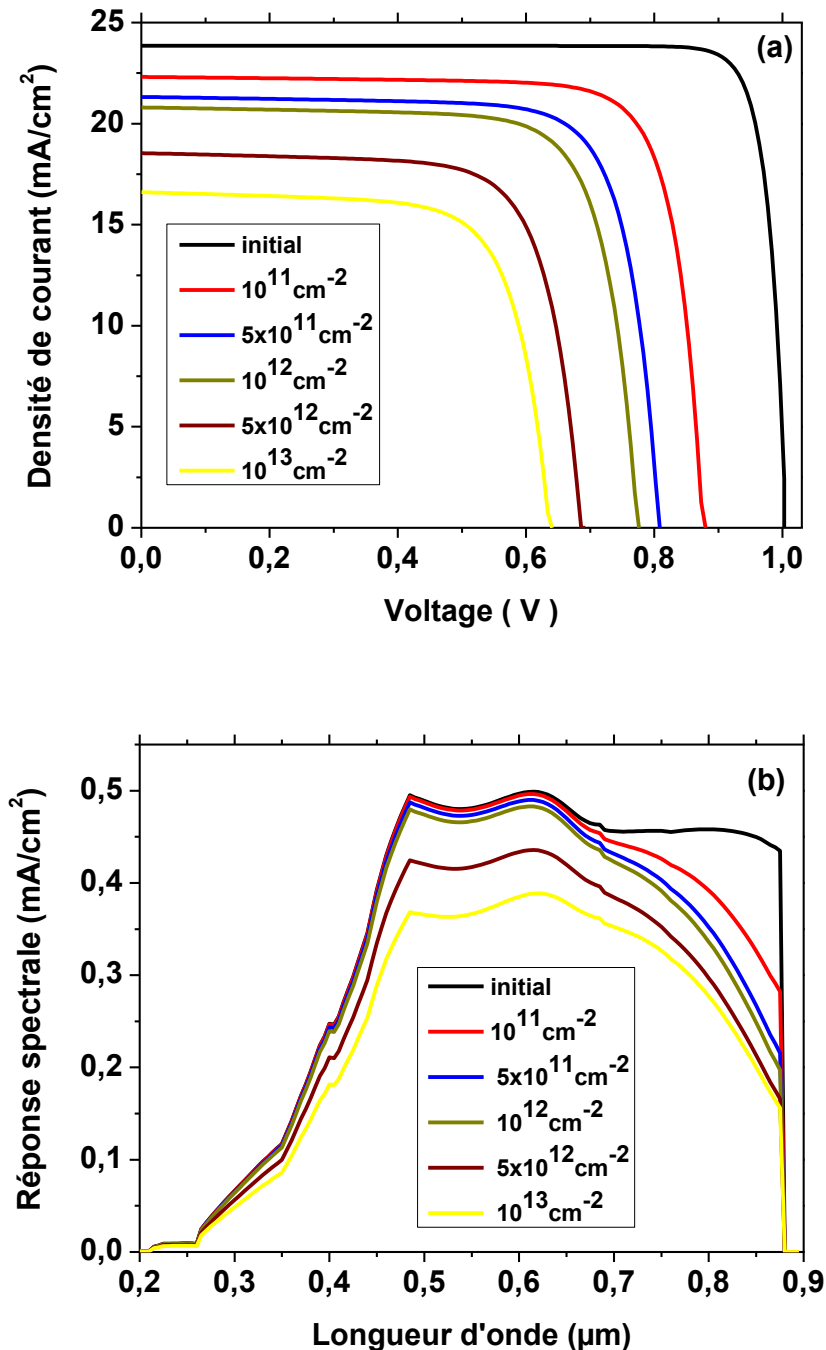


Figure V.17 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons profonds, PR_1 , PR_2 .

On commence par simuler l'effet uniquement des pièges profonds à électrons PR_1 , PR_2 . La figure V.17(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses. L'effet de l'irradiation des protons sur les paramètres de sortie de la cellule est résumé dans le tableau V.11 et présenté dans la figure V.18.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹¹	22.31	0.873	0.80	11.46
5x10¹¹	21.32	0.80	0.778	09.75
10¹²	20.80	0.762	0.772	09.00
5x10¹²	18.54	0.681	0.739	06.87
10¹³	16.60	0.60	0.722	05.58

Tableau V.11 : Effet des pièges à électrons profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - Cas d'irradiation par des protons.

Selon les résultats obtenus J_{sc} diminue de 23.86 mA/cm² jusqu'à 16.60 mA/cm², une valeurs un peu supérieure à 16.60 mA/cm² en présence de tous les pièges. V_{oc} diminue de 1.01V jusqu'à 0.60V qui est cependant un peu inférieure à 0.646 V en présence de tous les pièges. FF diminue de 0.88 jusqu'à 0.722, une valeur qui est très proche à 0.723 obtenue en présence de tous les pièges.

Le rendement η se dégrade de 15.60% jusqu'à 5.58%, une valeur qui est cependant un peu inférieure à 5.60% obtenue dans le cas de présence de tous les pièges. Ainsi la valeur 0.6 de V_{oc} à l'état dégradé est la cause de la diminution du rendement jusqu'à 5.58% malgré la légère augmentation dans le J_{sc} dégradé. Ceci peut indiquer que le V_{oc} est plus sensible à la dégradation en cas de présence uniquement des pièges profonds à électrons.

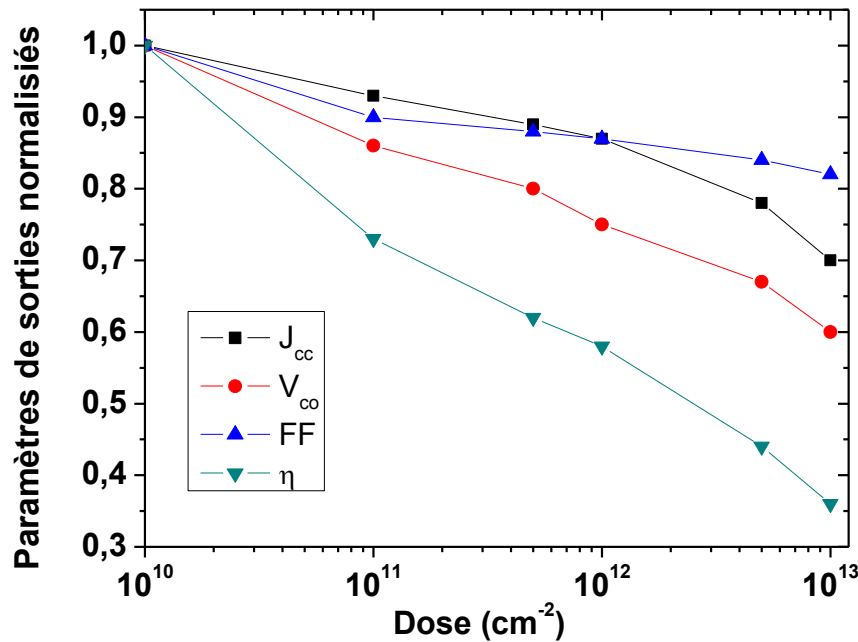


Figure V.18 : Effet de la fluence (dose) des protons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons profonds, PR_1 , PR_2 .

La réponse spectrale présente également une forte diminution dans toute l'intervalle des longueurs d'onde de $0.2\mu\text{m}$ jusqu'à $0.9\mu\text{m}$ notamment pour la haute valeur de la fluence des défauts $\Phi = 10^{13}\text{cm}^{-2}$ comme la figure V.17(b) le présente.

V.4.2 Pièges à trou profonds :

Le seul piège profond à trou qui existe est le PH_5 qui se positionne à 0.544 eV par rapport à E_v avec la plus petite section efficace de capture de $5.8 \times 10^{-18}\text{cm}^2$ et un taux d'introduction de 240cm^{-1} . La figure V.19(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses des protons dans le cas où l'on considère seulement le PH_5 . La dégradation des paramètres de sortie de cellule est résumée dans le tableau V.12 et présentée dans la figure V.20.

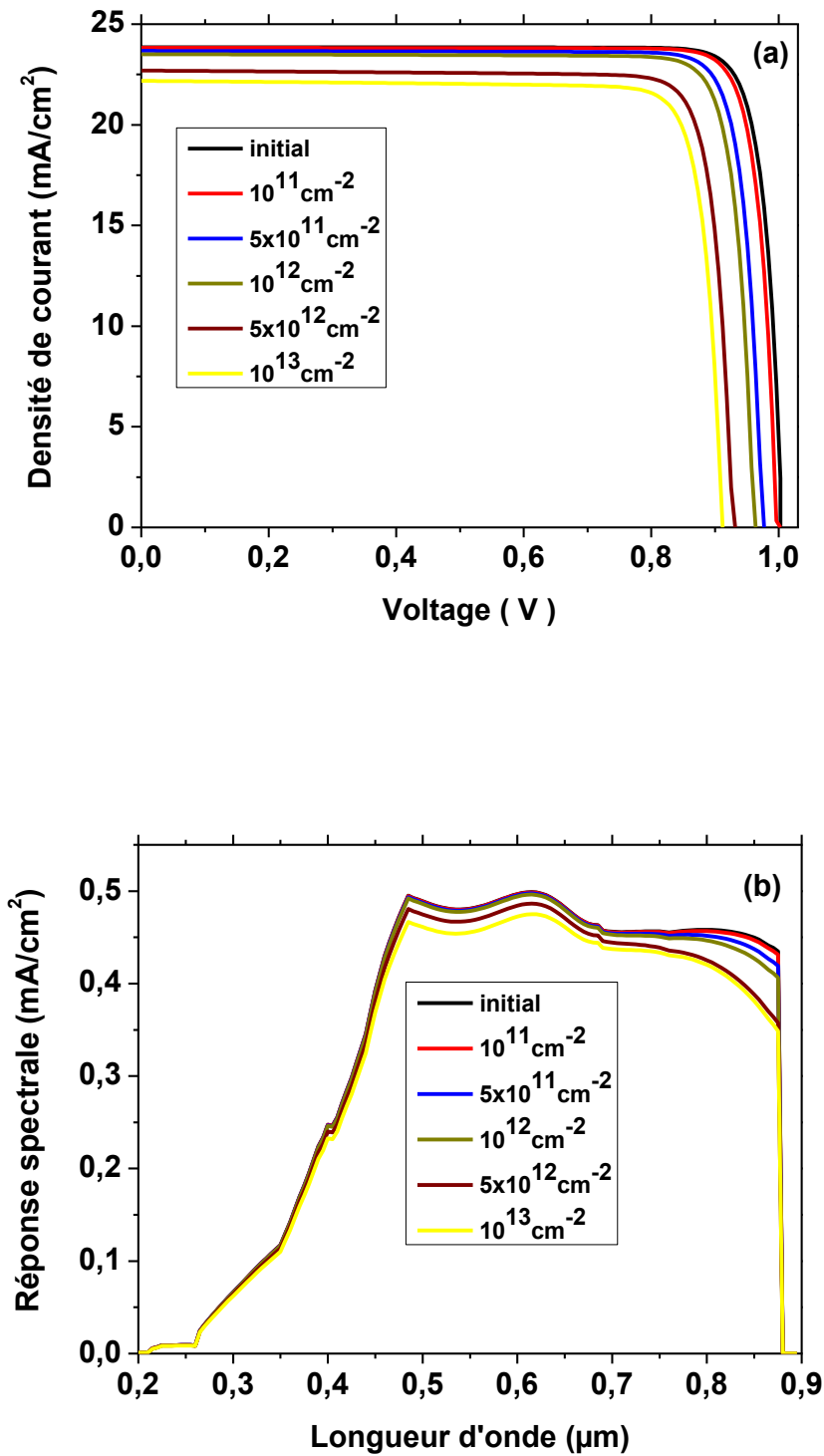


Figure V.19 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas d'un seul piège à trou profond PH₅.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹¹	23.82	0.99	0.88	15.37
5x10¹¹	23.67	0.97	0.88	14.87
10¹²	23.50	0.95	0.88	14.52
5x10¹²	22.69	0.92	0.872	13.39
10¹³	22.18	0.90	0.871	12.79

Tableau V.12 : Effet du PH₅ sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs pour différentes doses.

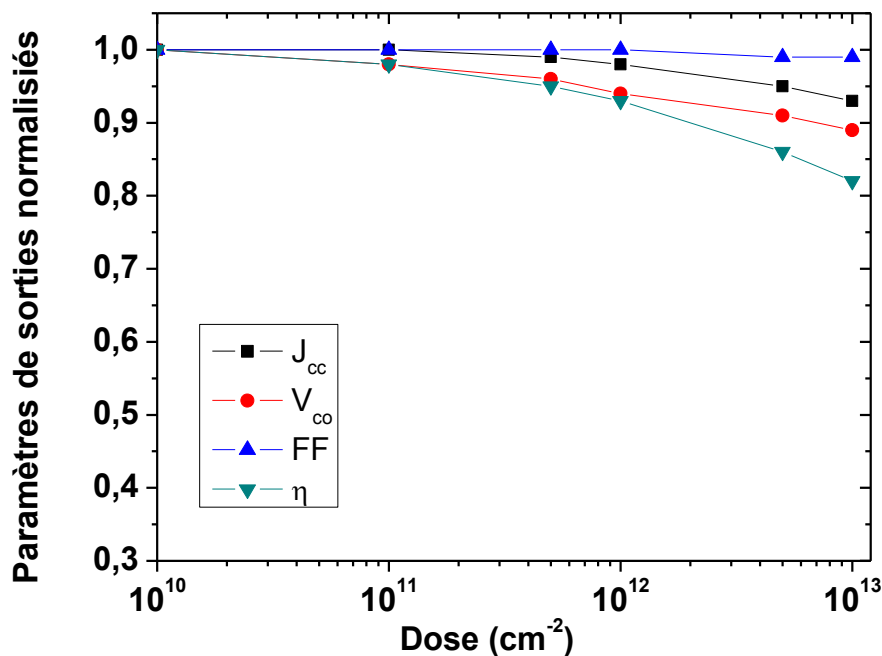


Figure V.20 : Effet de la fluence (dose) des protons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas d'un seul piège à trou profond PH₅.

D'après les résultats du tableau V.12 on remarque une faible diminution des paramètres externes de la cellule de façon que le rendement de conversion η présente un rapport de dégradation qui dépasse un peu 0.8 pour la fluence $\Phi = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

De même, la réponse spectrale ne présente pas de variation notable (figure V.19(b)), sauf dans la gamme 0.75 à 0.9 μm , l'intervalle de la photogénération par les photons de faibles énergies.

V.4.3 Pièges à électron non profonds :

On simule l'effet des trois pièges à électrons non profonds, PR'_4 , PR''_4 et PR_5 . La figure V.21(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses des protons 1 MeV.

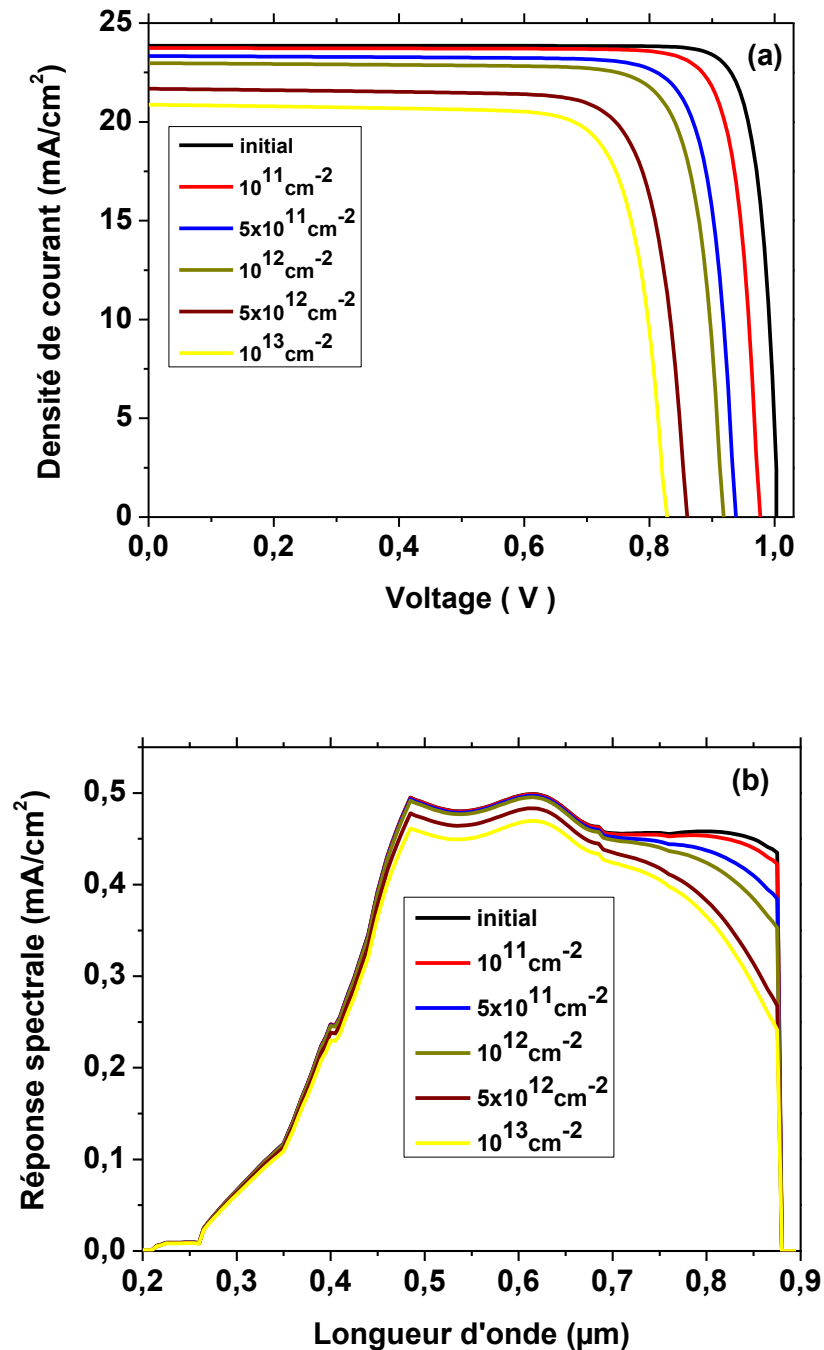


Figure V.21 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons non profonds PR'_4 , PR''_4 et PR_5 .

L'effet de l'irradiation des protons sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.13 et présenté sous forme de courbes dans la figure V.22.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹¹	23.73	0.97	0.866	14.66
5x10¹¹	23.33	0.93	0.844	13.48
10¹²	22.97	0.90	0.842	12.80
5x10¹²	21.67	0.85	0.810	10.98
10¹³	20.87	0.81	0.810	10.09

Tableau V.13 : Effet des pièges à électrons non profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

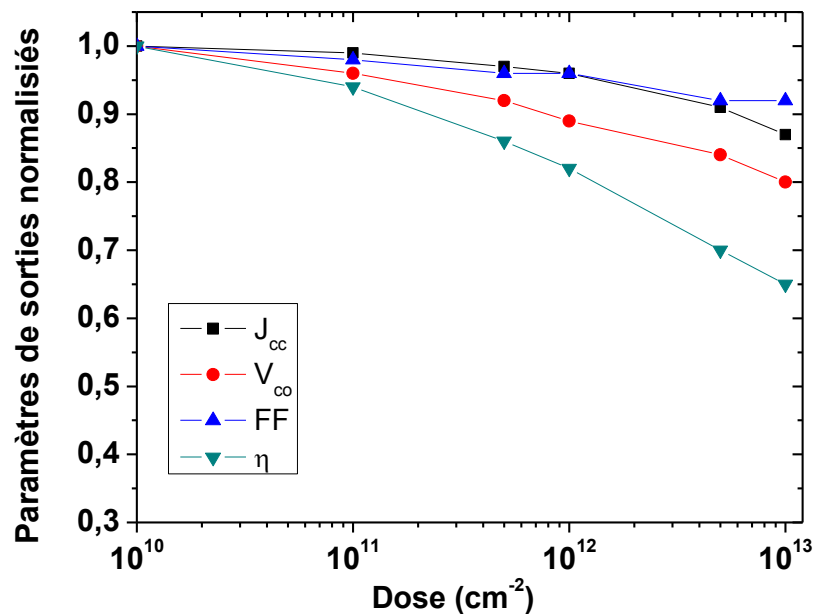


Figure V.22 : Effet de la fluence (dose) des protons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons non profonds PR'_4 , PR''_4 et PR_5 .

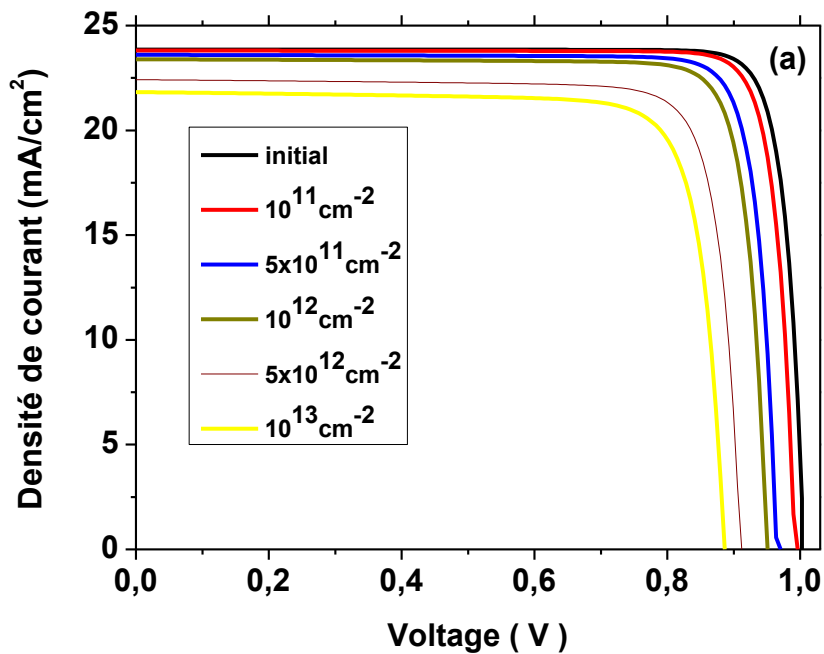
Dans ce cas, une notable diminution de tous les paramètres de sortie de la cellule: le J_{sc} diminue jusqu'à 20.87 mA/cm^2 , le V_{oc} jusqu'à 0.81 V , le FF est toujours le paramètre le moins sensible et le rendement η diminue de 15.6% à presque 10% . La réponse spectrale se dégrade notablement toujours dans la même gamme de 0.7 à $0.9 \text{ }\mu\text{m}$.

La diminution la moins intense par rapport au cas des pièges profonds est liée à la position énergétique des niveaux des pièges à électrons non profonds qui sont plus proches à la

bande de conduction, et donc le transport des électrons libres s'effectue en parallèle avec la capture et la réémission par ces pièges non profonds.

V.4.4 Pièges à trou non profonds :

Dans ce cas, on considère les trois pièges à trous non profonds, PH_2 , PH_3 , PH_4 . La figure V.23(a), représente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale de l'irradiation des protons 1 MeV pour différentes doses. L'effet de l'irradiation des protons sur les paramètres de sortie de la cellule est résumé dans le tableau V.14 et présenté dans la figure V.24.



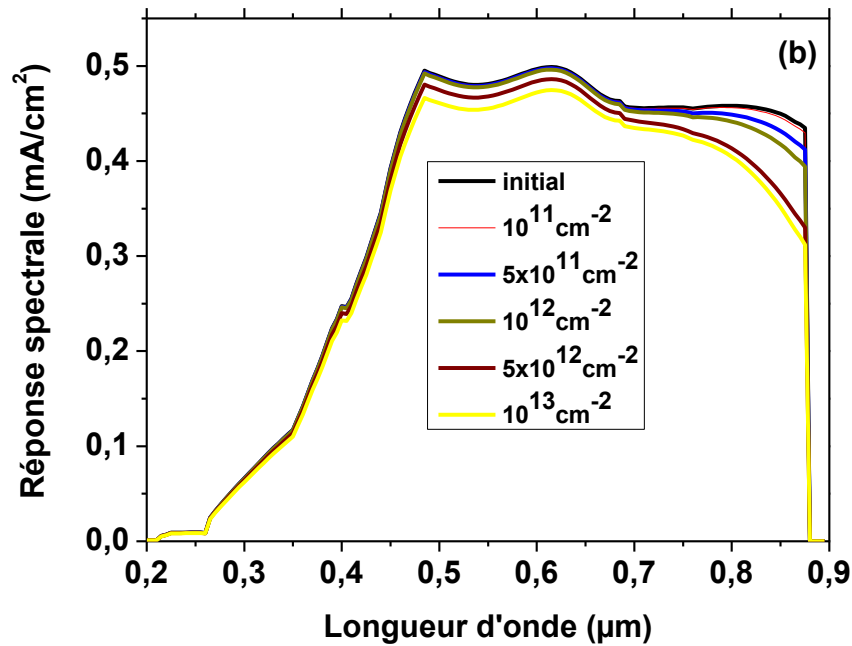


Figure V.23 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à trous non profonds PH_2 , PH_3 et PH_4 .

Le tableau V.14 indique une notable influence des pièges à trous non profonds sur les paramètres de sorties de la cellule. Le rendement η diminue de 15.60% à 11.65%. Par rapport au cas des pièges à électrons peu profonds, la diminution de J_{sc} ne présente pas une grande différence. Mais pour V_{oc} et FF il y a une certaine amélioration, 0.87 V devant 0.81 V et 0.834 devant 0.81. La réponse spectrale présente toujours sa significative diminution dans l'intervalle des longueurs d'onde $0.75\mu m$ et $0.9\mu m$.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹¹	23.80	0.98	0.887	15.23
5x10¹¹	23.60	0.96	0.872	14.54
10¹²	23.39	0.94	0.871	14.08
5x10¹²	22.41	0.90	0.846	12.56
10¹³	21.82	0.87	0.834	11.65

Tableau V.14 : Effet des pièges à trous non profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

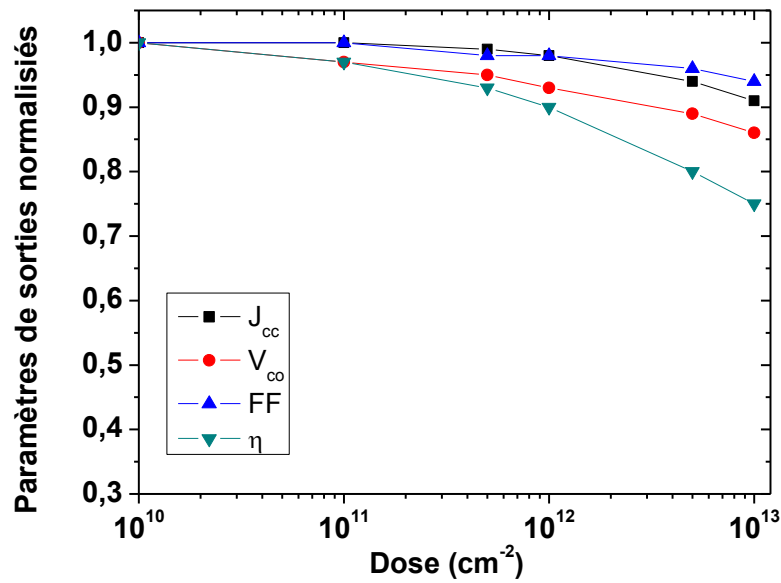


Figure V.24 : Effet de la fluence des protons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à trous non profonds PH_2 , PH_3 et PH_4 .

Enfin, l'effet des pièges à électrons profonds est le plus intense, même dépasse un peu celui de tous les pièges. Ainsi contrairement aux cas d'irradiation par les électrons, pour les protons on ne peut pas négliger la présence des pièges non profonds et simplifier la modélisation par la considération des pièges profonds uniquement.

V.5 L'effet d'irradiation par des neutrons énergétiques :

Le troisième type de particules qu'on a considéré sont les neutrons énergétiques de 1 MeV. Les pièges sensés être créés par ce type d'irradiation et que nous avons utilisés dans la simulation sont ceux caractérisés par F.D. Auret et all [116]. Ces différents pièges comportent des pièges à électrons, profonds et non profonds, comme le montre le tableau V.15.

Pièges à électrons	$E_t^a (eV)$	$\sigma_{na}^b \times 10^{-15} (cm^2)$	$\eta^c (cm^{-1})$
E_{n1}	0.041	0.6	1.0
E_{n2}	0.141	120	1.5
E_{n3}	0.34	25	1.0
E_{n4}	0.36	3.7	1.0
E_{n5}	0.73	6000	10

Tableau V.15: Pièges utilisés dans la simulation depuis [116].

La caractéristique J-V et la réponse spectrale pour différentes dose des neutrons sont présentés dans la figure V.25. Le tableau V.16 représente l'effet de différentes fluences des neutrons 1 MeV sur les paramètres externes de la cellule et présenté sous forme de courbes dans la figure V.26.

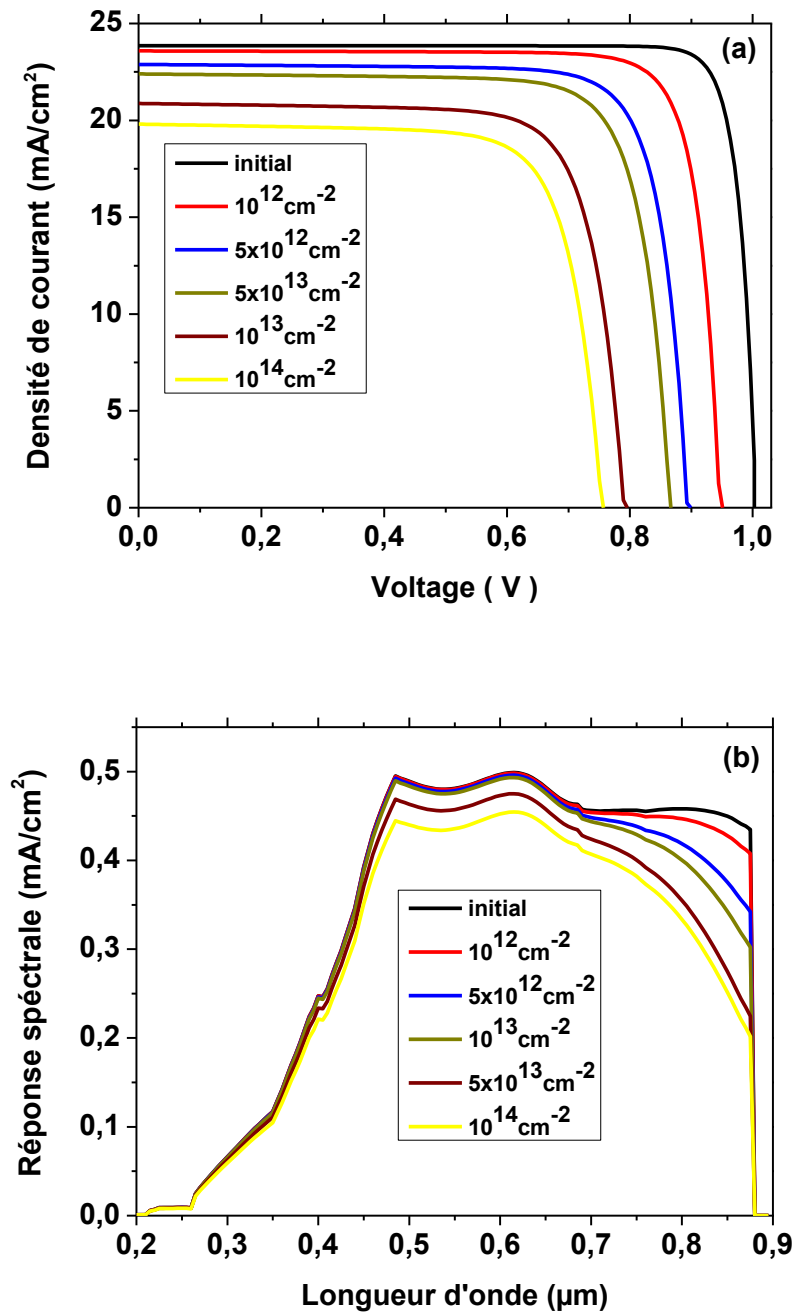


Figure V.25 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs pour différentes fluences des neutrons.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹²	23.58	0.93	0.849	13.69
5x10¹²	22.88	0.87	0.823	12.06
10¹³	22.39	0.86	0.794	11.25
5x10¹³	20.87	0.77	0.786	09.29
10¹⁴	19.80	0.74	0.770	08.30

Tableau V.16 : Effet de la fluence des neutrons sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Le cas des neutrons est similaire à celui des protons et des électrons, quand la fluence des neutrons augmente les paramètres de sorties de la cellule diminuent (figure V.25(a)), mais cette diminution est moins que celle causée par les irradiations des électrons et des protons. J_{sc} diminue de 23.86 mA/cm² à l'état initial jusqu'à 19.80 mA/cm² (à haute fluence), V_{oc} diminue de 1.01V jusqu'à 0.74V, en ce qui est du FF et le rendement leurs valeurs baissent successivement jusqu'à 0.77% et 8.30%. Contrairement aux cas d'irradiation par les électrons et les protons, pour les neutrons il y a un grand manque d'informations que se soit du côté de caractérisation des défauts ou bien de mesure de la dégradation induite sur les paramètres de sortie de la cellule. La seule mesure qu'on a pu obtenir est l'effet de neutrons de 1 MeV sur les valeurs normalisées du rendement d'une cellule solaire GaAs sur un substrat de germanium [117]. Ces mesures sont présentées également dans la figure V.26. Un certain écart existe entre les valeurs de simulation et les valeurs mesurées pour les faibles doses des neutrons, cependant une bonne similitude apparaît pour les doses élevées.

Pour la réponse spectrale, elle ne diffère pas du cas d'irradiation par les électrons ou les protons. Toujours pour les faibles doses, c'est la photogénération par les photons de faibles énergies qui est influencée, alors que pour les doses élevées, l'effet dégradant s'étale sur tout l'intervalle des longueurs d'ondes.

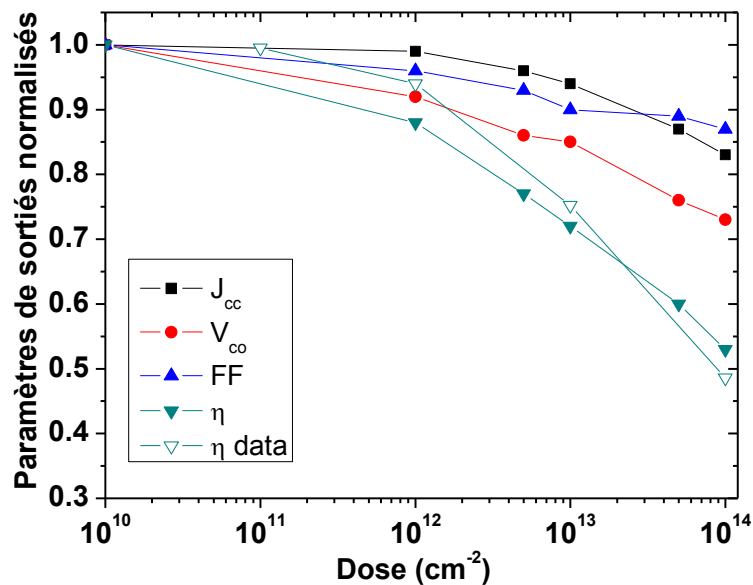
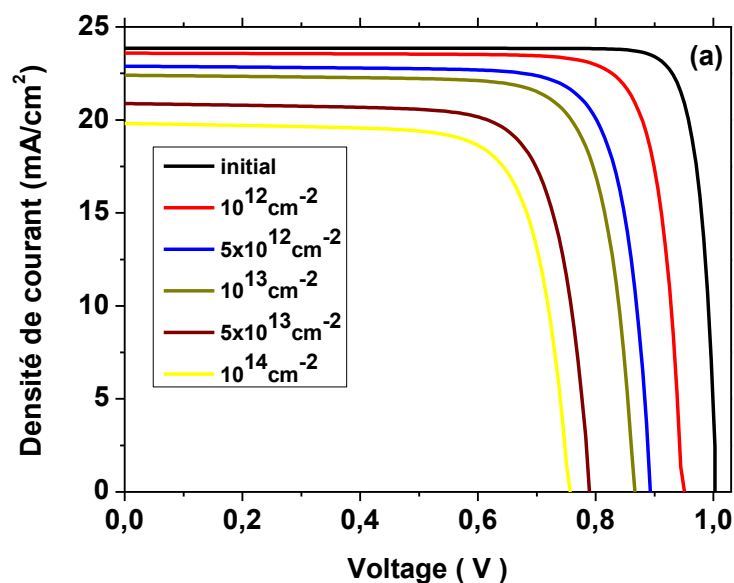


Figure V.26 : Effet de la fluence (dose) des neutrons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs-mesure du rendement normalisé depuis [117].

V.5.1 Pièges à électrons profonds :

Similairement à l'étude déjà faite dans le cas d'irradiation par des électrons et par des protons, on va étudier l'effet des défauts selon leurs positions énergétiques et voir s'il est possible de réduire l'effet de tous les défauts en un seul ou deux défauts, les plus profonds. On commence par conséquent par simuler uniquement l'effet du seul piège profond, E_{n5} qui existe.



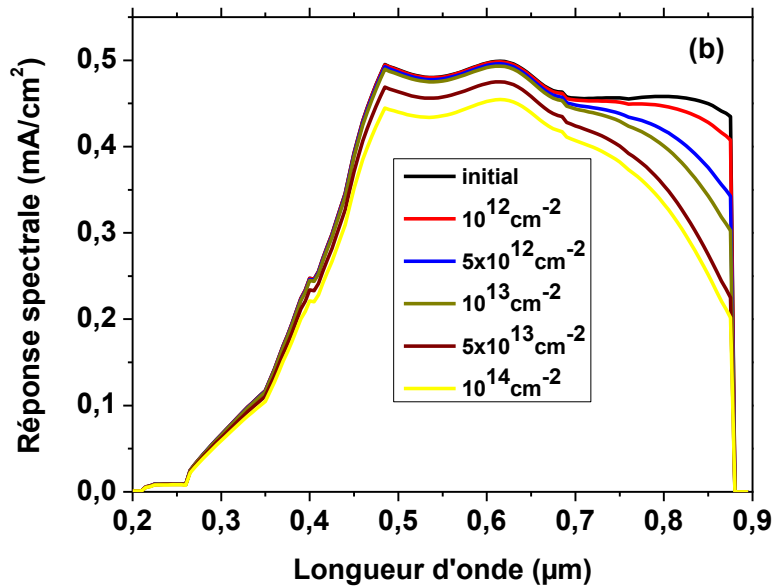


Figure V.27 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas du seul piège profond, E_{n5} .

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹²	23.52	0.944	0.836	13.70
5x10¹²	22.88	0.892	0.803	12.06
10¹³	22.40	0.860	0.795	11.26
5x10¹³	20.88	0.789	0.767	9.30
10¹⁴	19.81	0.750	0.761	8.31

Tableau V.17 : Effet des pièges à électrons profonds sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

La figure V.27(a), représente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses. L'effet de l'irradiation des neutrons sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.17 et présenté dans la figure V.28.

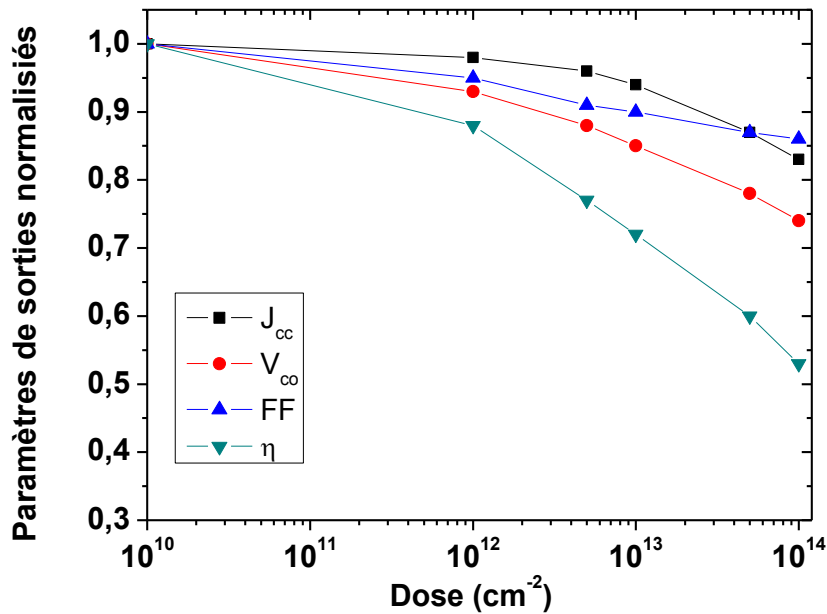


Figure V.28 : Effet de la fluence (dose) des neutrons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire ALGaAs/GaAs - cas d'un seul piège profond, E_{n5} .

Effectivement, E_{n5} semble avoir l'effet dominant puisque les valeurs de $J_{sc} = 19.81 \text{ mA/cm}^2$, $V_{oc} = 0.75 \text{ V}$, $FF = 0.76$ et $\eta = 8.31\%$ obtenues sont presque identiques à celles obtenues dans le cas où l'on considère la présence de tous les pièges. La réponse spectrale présente les mêmes particularités du cas de présence de tous les pièges.

V.5.2 Pièges à électrons non profonds :

On considère maintenant les quatre pièges à électrons non profonds, E_{n1} , E_{n2} , E_{n3} , E_{n4} . La figure V.29(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale pour différentes doses.

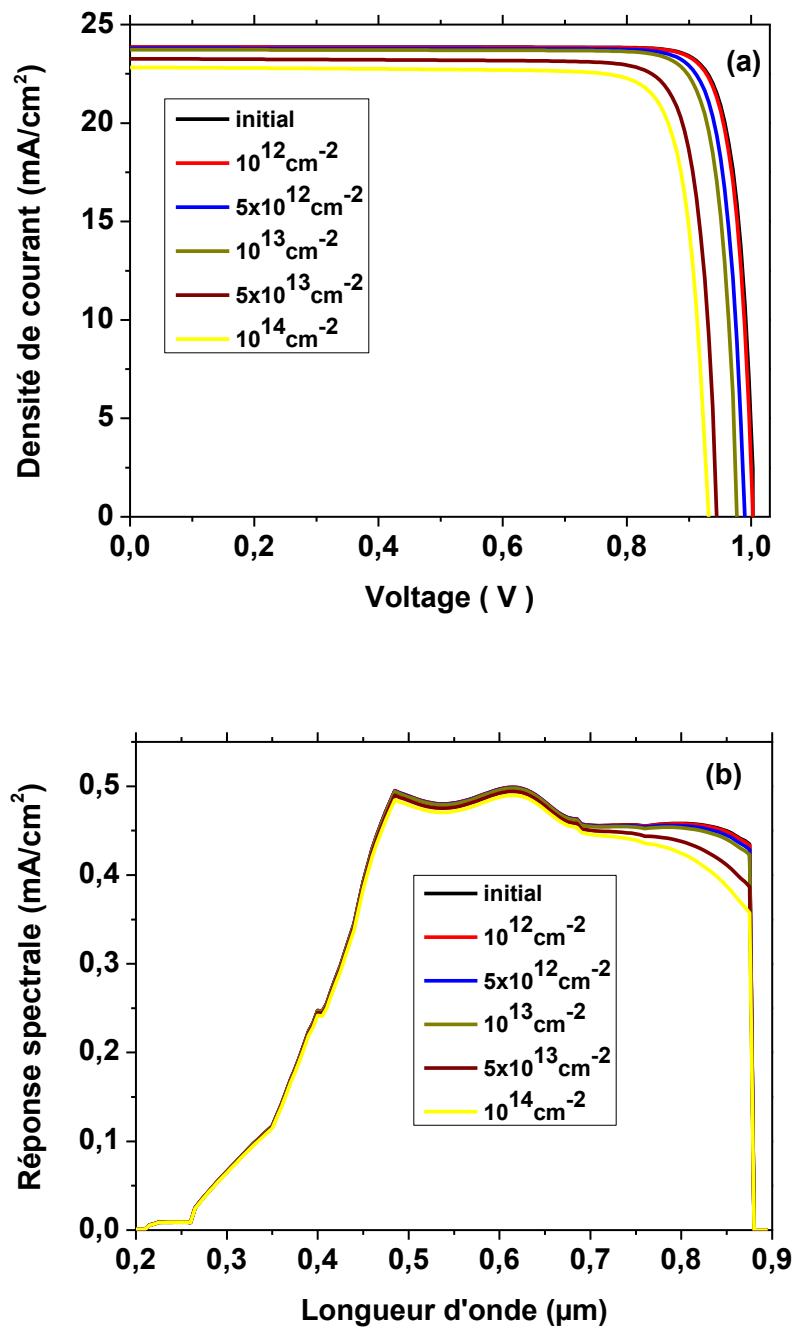


Figure V.29 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons non profonds E_{n1} , E_{n2} , E_{n3} et E_{n4} .

L'effet de l'irradiation des neutrons sur les paramètres de sortie de cellule est résumé dans le tableau V.18 et présenté dans la figure V.30.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
10¹²	23.85	1.01	0.88	15.49
5x10¹²	23.79	0.983	0.88	15.17
10¹³	23.72	0.975	0.876	14.91
5x10¹³	23.26	0.944	0.861	13.91
10¹⁴	22.83	0.927	0.853	13.28

Tableau V.18 : Effet des pièges E_{n1} , E_{n2} , E_{n3} et E_{n4} sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

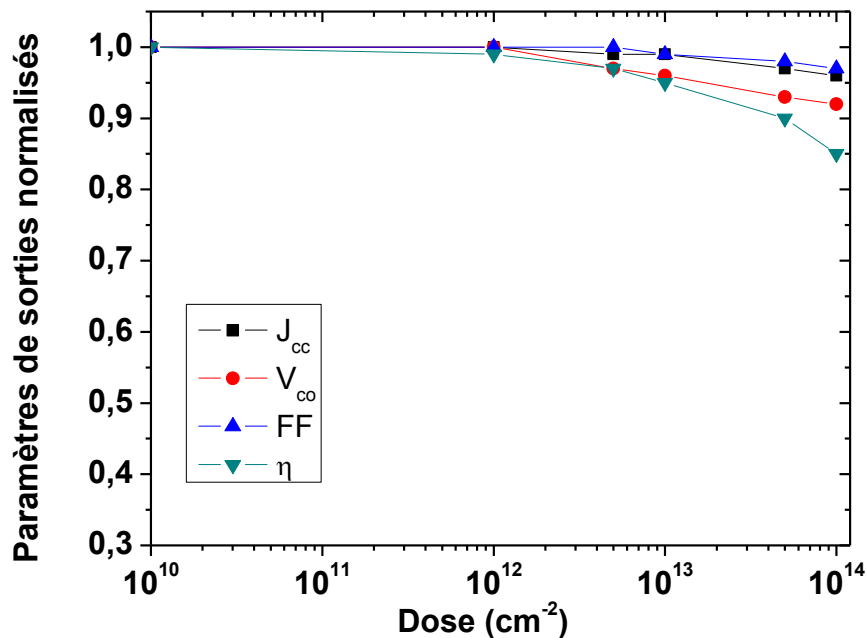


Figure V.30 : Effet de la fluence (dose) des neutrons 1 MeV sur les paramètres de sortie de la cellule solaire AlGaAs/GaAs - cas des pièges à électrons non profonds E_{n1} , E_{n2} , E_{n3} et E_{n4} .

Les paramètres de sortie sont moins dégradés par rapport aux d'irradiations par les électrons ou les protons. Le rendement se dégrade de 15.6% à 13.28% et aussi la figure V.29(b) indique une très faible variation dans la réponse spectrale.

A la fin de cette section, on peut affirmer que pour l'irradiation par 1 MeV de neutron, l'effet de tous les défauts peut être réduit en la présence d'un seul niveau profond, le E_{n5} .

V.6 Comparaison entre l'effet des trois types de particules :

Dans cette section on compare l'effet des trois types des particules : électrons, protons et neutrons de 1 MeV. La figure V.31(a), présente la caractéristique J-V et (b) la réponse spectrale de l'état initial et dégradé. La comparaison entre les trois cas des particules dans l'état initial et dégradé est résumée dans le tableau V.19.

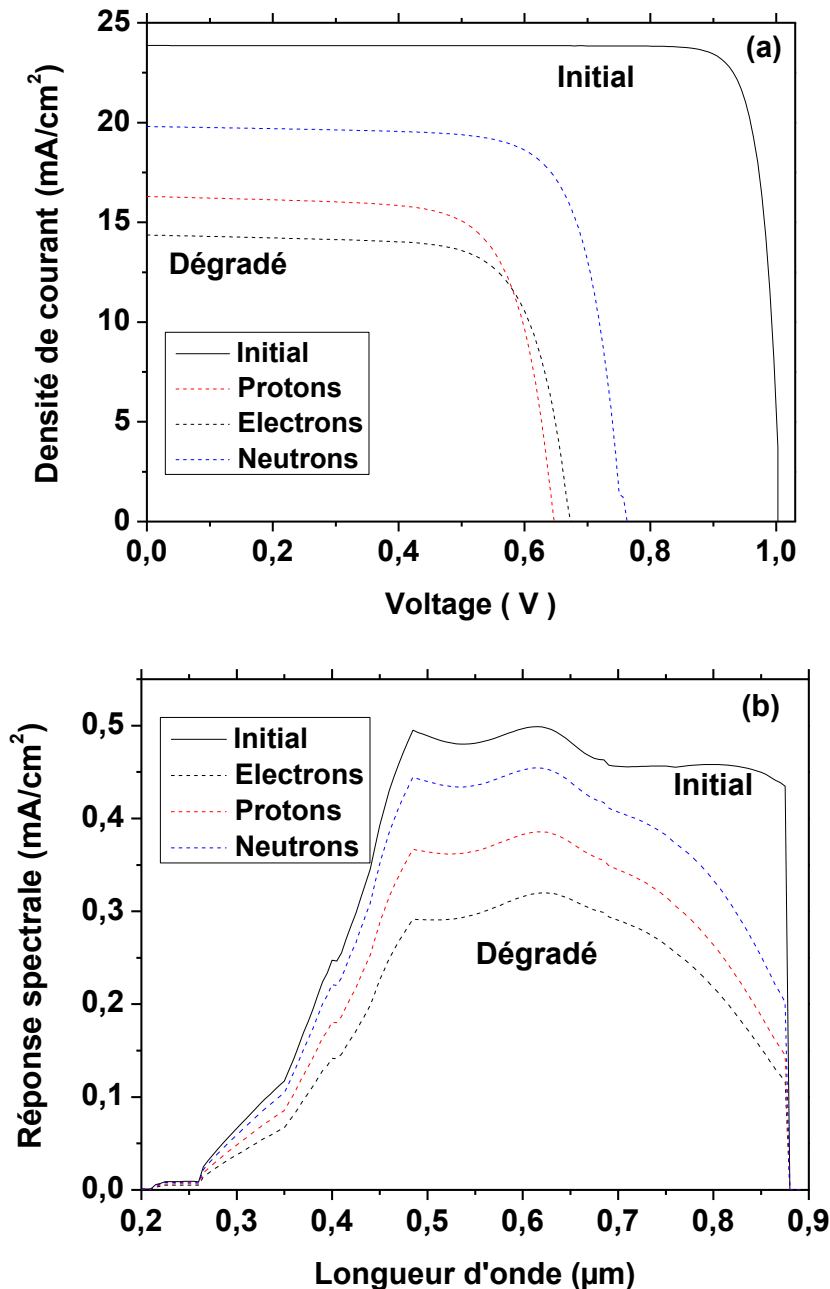


Figure V.31 : (a) Caractéristique J-V, (b) Réponse spectrale de l'effet d'irradiation (électrons, protons et neutrons) 1 MeV dans l'état initial et dégradé.

	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé				
électrons	14.36	0.678	0.730	5.23
protons	16.29	0.646	0.723	5.60
neutrons	19.81	0.75	0.761	8.31

Tableau V.19 : Comparaison entre les trois cas des particules dans l'état initial et dégradé.

D'après les résultats obtenus, on remarque que les défauts créés par les électrons ont plus d'effet sur le J_{sc} qui se réduit à 14.36 mA/cm^2 pour la dose finale, alors qu'il diminue à 16.29 mA/cm^2 pour le cas d'irradiation par les protons. Cependant l'effet inverse est remarqué pour le V_{oc} , qui diminue à 0.646 V pour le cas d'irradiation par les protons et à 0.678 V pour le cas des électrons. Le FF présente presque le même taux de dégradation dans les deux cas de l'irradiation. Ceci conduit finalement à des rendements de conversion qui sont très proches à l'état dégradé pour les deux particules.

Pour les neutrons, l'effet de la dose élevée est beaucoup moins intense sur les paramètres de sortie de la cellule. Le rendement de conversion diminue à 8.31%.

Ses différences sont liées aux nombre des défauts employés, leurs profondeurs et leurs densités.

Le nombre des pièges à électrons profonds utilisé dans les deux cas de l'irradiation par électrons et protons, sont, respectivement $E_4(0.76 \text{ eV})$, $E_5(0.96 \text{ eV})$ et $PR_1(791 \text{ eV})$, $PR_2(0.637 \text{ eV})$ ce qui nous a mené à des résultats presque similaires. Le E_5 qui est le plus profond a certainement l'effet marquant sur le J_{sc} . Par contre pour le cas des neutrons un seul piège à électrons profonds E_{n5} existe. Ce qui a causé la différence des résultats par rapport aux deux cas d'électrons et protons.

La différence entre les trois particule est bien remarquable aussi dans le cas de la réponse spectrale avec un comportement très similaire à celui du J_{sc} .

V.7 Optimisation de la cellule :

Pour améliorer le rendement de la cellule irradiée, dans cette section on va chercher comment minimiser l'effet des défauts profonds à partir des paramètres liés au matériau et à la structure de la cellule, en jouant sur les dopages et les épaisseurs des régions dans les trois cas d'irradiation (électrons, protons et neutrons).

V.7.1 Cas d'irradiation par les électrons :

➤ Effet du dopage de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :

Pour la cellule (d'épaisseur $d = 4\mu\text{m}$) dans cette section on a utilisé comme paramètres fixes les dopages des régions p⁺-GaAs (l'émetteur) = $4 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, n⁺-GaAs (collecteur) = $2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ et n-GaAs (la base) = 10^{16}cm^{-3} , et leurs épaisseurs respectivement sont : $0.44\mu\text{m}$, $0.50\mu\text{m}$ et $2.97\mu\text{m}$. On va voir l'effet de dopage de la fenêtre dans les deux cas

- Cas initial : la fluence d'électron $\Phi = 10^{10}\text{cm}^{-2}$
- Cas dégradé (électrons profonds) : la fluence d'électron $\Phi = 10^{16}\text{cm}^{-2}$

La figure V.32 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de dopage de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs). Le tableau V.18 englobe l'effet de N_a sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

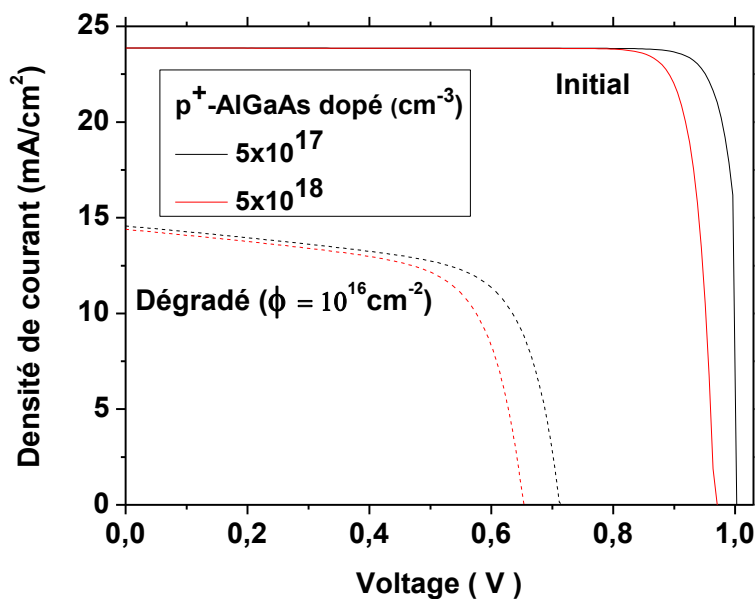


Figure V.32 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs dans l'état initiale et dégradé pour différents valeurs de dopage de la région fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs).

AlGaAs (fenêtre dopé)	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
5x10¹⁷	23.866	1.00	0.906	15.90
1x10¹⁸	23.865	1.00	0.888	15.59
5x10¹⁸	23.864	0.96	0.883	14.88
Dégradé (électrons profonds)				
5x10¹⁷	14.57	0.70	0.672	5.04
1x10¹⁸	14.51	0.69	0.66	4.88
5x10¹⁸	14.40	0.64	0.66	4.52

Tableau V.120 : Effet de dopage de la région fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les résultats obtenus dans le tableau V.20 présentent une diminution des paramètres de sorties de la cellule quand on augmente le dopage de la région fenêtre AlGaAs. Ceci que se soit dans l'état initial ou la dose finale de l'irradiation. On affirme par conséquent, que pour minimiser l'effet des pièges à électrons profonds, la meilleure valeur de dopage de la région fenêtre AlGaAs est $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

➤ **Effet du dopage de l'émetteur (région p⁺-GaAs) :**

Les paramètres de la cellule sont identiques à ceux de la section précédente en variant dans ce cas le dopage de la région p⁺-GaAs. Pour la région fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), le dopage choisi est $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La figure V.33 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de dopage de la région émetteur (p⁺-GaAs). Le tableau V.21 résume l'effet du dopage de la région p⁺-GaAs sur les paramètres externes de la cellule.

Les résultats obtenus dans le tableau V.21 montrent que l'augmentation de dopage de la région de l'émetteur diminue les paramètres externes de la cellule, mais on remarque que l'effet du dopage de la région fenêtre p⁺⁺-AlGaAs est plus efficace que celui de la région de l'émetteur p⁺-GaAs. On affirme que la meilleure valeur de dopage de la région de l'émetteur p⁺-GaAs c'est $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ qui minimise l'effet des pièges à électrons profonds.

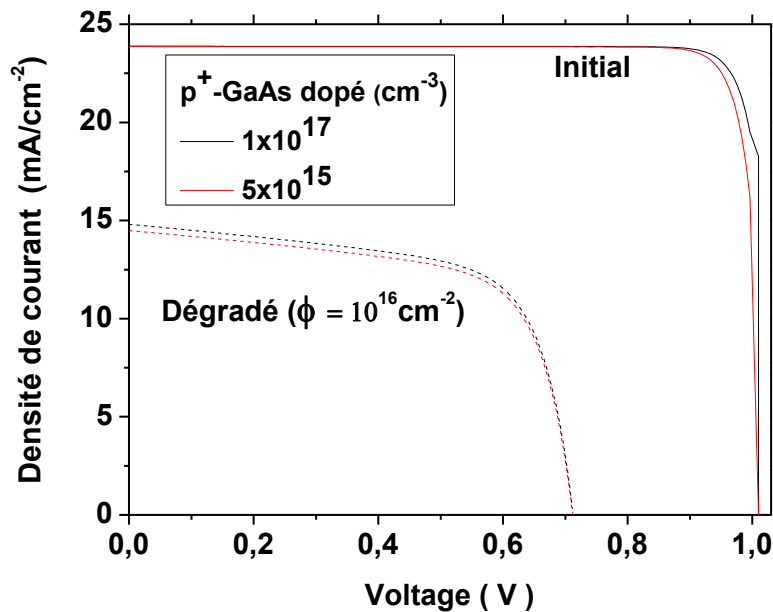


Figure V.33 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs dans l'état initiale et dégradé pour différents valeurs de dopage de la région émetteur (p⁺-GaAs).

p ⁺ GaAs dopé	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10 ¹⁷	23.864	1.00	0.920	16.15
2x10 ¹⁷	23.865	1.00	0.906	15.90
5x10 ¹⁷	23.861	1.00	0.906	15.90
Dégradé (électrons profonds)				
1x10 ¹⁷	14.80	0.70	0.672	5.12
2x10 ¹⁷	14.73	0.70	0.672	5.09
5x10 ¹⁷	14.48	0.70	0.671	5.01

Tableau V.21 : Effet du dopage de l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

➤ **Effet du dopage de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

Les paramètres de la cellule sont identiques à celles étudiées dans la section précédente, mais en variant dans ce cas le dopage de la région n⁺-GaAs. Pour les régions fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) et émetteur (p⁺-GaAs) les dopages choisis sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{17} cm^{-3} respectivement. La figure V.34 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire

AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé. Le tableau V.22 présente les paramètres externes de la cellule calculés dans ces cas.

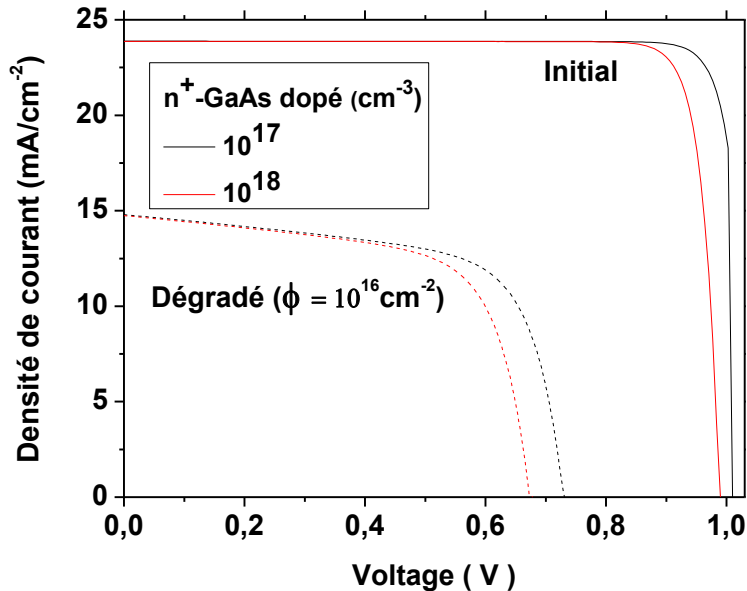


Figure V.34 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs dans l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de dopage de la région collecteur (n⁺-GaAs).

n ⁺ GaAs dopé	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10 ¹⁷	23.878	1.00	0.92	16.16
5x10 ¹⁷	23.877	1.00	0.88	15.50
1x10 ¹⁸	23.872	0.98	0.88	15.26
Dégradé (électrons profonds)				
1x10 ¹⁷	14.80	0.7	0.688	5.24
5x10 ¹⁷	14.78	0.69	0.658	4.94
1x10 ¹⁸	14.74	0.67	0.660	4.79

Tableau V.22 : Effet de dopage de la région collecteur (n⁺-GaAs) sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Il y a une diminution des paramètres de sortie de la cellule avec l'augmentation du dopage de la région de collecteur n⁺-GaAs, à l'état initial et dégradé. Le FF et le V_{oc} présente de légères diminutions de sorte que le rendement s'abaisse de 16.16% à 15.26% à l'état initial. A l'état dégradé, aussi la diminution des deux paramètres fait que le rendement diminue de 5.24% à 4.79%. Par conséquent, la meilleure valeur du dopage de la région de collecteur n⁺-GaAs c'est $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

➤ **Effet du dopage de la base (n-GaAs) :**

On garde les paramètres optimum de la section précédente, pour les régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), l'émetteur (p⁺-GaAs) et le collecteur (n⁺-GaAs), les dopages choisis sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} et 10^{17} cm^{-3} respectivement. On varie dans ce cas le dopage de la région n-GaAs. La figure V.35 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la région (n-GaAs). Les paramètres externes de la cellule sont donnés dans le tableau V.23.

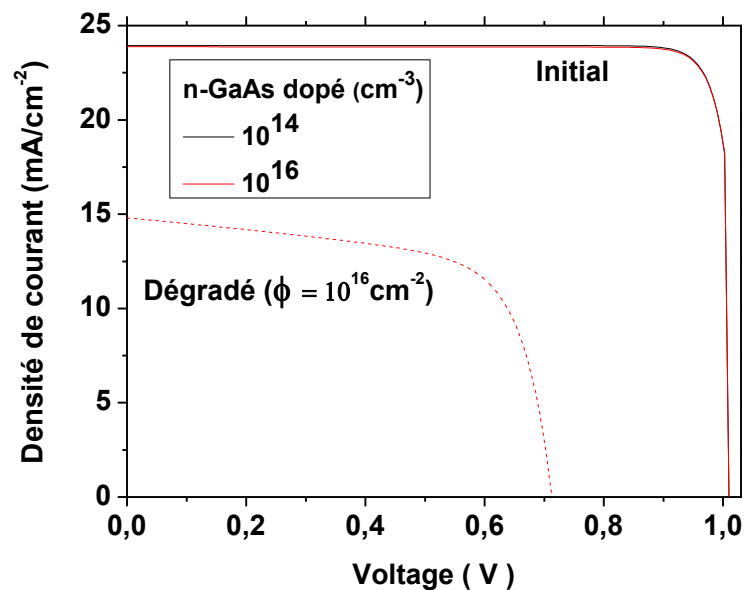


Figure V.35 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs dans l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la région (n-GaAs).

n- GaAs dopé	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10¹⁴	23.93	1.00	0.920	16.20
1x10¹⁵	23.93	1.00	0.920	16.20
1x10¹⁶	23.878	1.00	0.920	16.16
Dégradé (électrons profonds)				
1x10¹⁴	-	-	-	-
1x10¹⁵	-	-	-	-
1x10¹⁶	14.80	0.70	0.672	5.12

Tableau V.22 : Effet du dopage de la région n-GaAs sur les paramètres externes de la cellule AlGaAs/GaAs.

Dans ce cas il n'y a pas un effet significatif, de plus des problèmes de convergence pour l'état dégradé.

➤ **Effet de l'épaisseur de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :**

Les dopages des régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), l'émetteur (p⁺-GaAs), la région n⁺-GaAs et n-GaAs sont: $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} et 10^{16} cm^{-3} respectivement. On varie dans ce cas l'épaisseur de la région fenêtre (p⁺⁺- AlGaAs), par contre les épaisseurs des autres régions restent fixés : 2.97 μm , 0.50 μm , n-GaAs et n⁺-GaAs respectivement. A savoir que l'épaisseur totale de la cellule est égale à $d = 4 \mu\text{m}$. La figure V.36 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé et le tableau V.24 résume l'effet de l'épaisseur sur les paramètres de sorties .

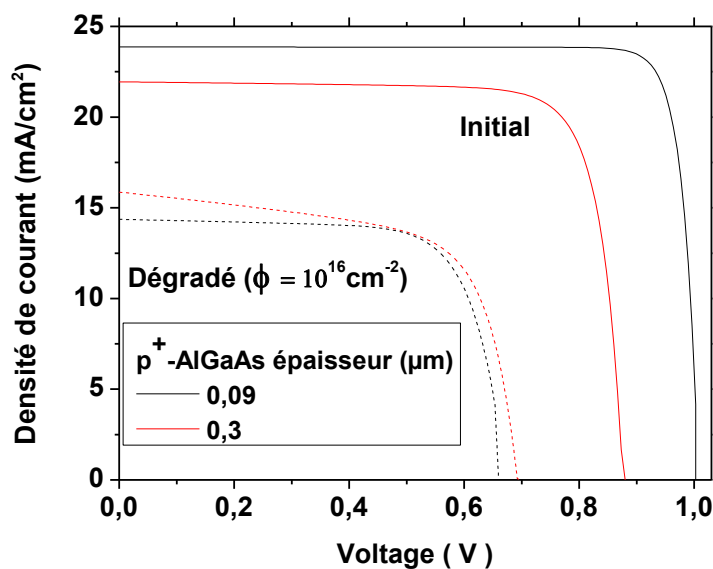


Figure V.36 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de la région fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Dégradé	14.36	0.678	0.730	5.23
	0.3	Initial	21.83	1.01	0.88	14.26
		Dégradé	15.72	0.682	0.737	5.80
	0.4	Initial	20.97	1.01	0.88	13.70
		dégradé	14.67	0.687	0.737	5.40

Tableau V.24 : Effet de l'épaisseur de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) sur les paramètres externes de la cellule AlGaAs/GaAs.

On observe que l'augmentation de l'épaisseur de la fenêtre de 0.09 à 0.4 μm conduit à une diminution dans le rendement de la cellule de 15.60% à 13.7% à l'état initiale. Cependant le

résultat est différent à l'état dégradé une étonnante amélioration dans le rendement dégradé avec une valeur optimum de 5.80% pour l'épaisseur 0.3 μm . Les variations du rendement que se soit à l'état initial ou dégradé sont liées directement aux valeurs de J_{sc} puisque le V_{oc} et le FF varient faiblement avec l'épaisseur de la fenêtre.

➤ **Effet de l'épaisseur de l'émetteur (région p⁺-GaAs) :**

La figure V.37 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de la région (p⁺-GaAs). Les paramètres de sortie de la cellule sont présentés dans le tableau V.25.

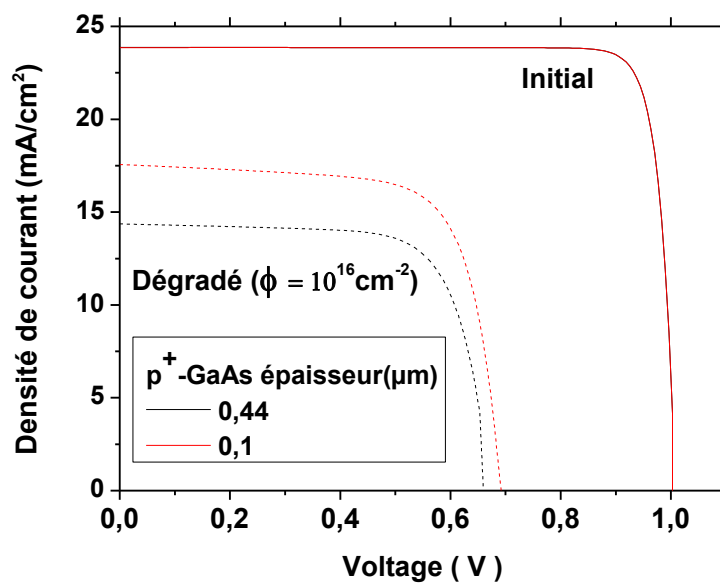


Figure V.37 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de la région (p⁺-GaAs).

P ⁺⁺ - AlGaAs épaisseur (μm)	P ⁺ -GaAs épaisseur (μm)	position	J_{sc} ($\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
0.09	0.44	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	14.36	0.678	0.730	5.23
	0.2	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	17.41	0.682	0.737	6.40
	0.1	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	17.56	0.683	0.737	6.41

Tableau V.25 : Effet de l'épaisseur du l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule AlGaAs/GaAs.

Selon les résultats du tableau, pas d'effet notable de l'épaisseur pour l'état initial. Cependant pour l'état dégradé, la diminution de l'épaisseur de la région de l'émetteur p⁺-GaAs de 0.44 μm jusqu'à 0.1 μm conduit à l'augmentation de la densité de courant de $J_{sc} = 14.36 \text{ mA/cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 17.56 \text{ mA/cm}^2$. Ceci améliore le rendement de la cellule de 5.23% à 6.41%. Ainsi la valeur adéquate de l'épaisseur de la région de l'émetteur p⁺-GaAs est 0.1 μm, pour minimiser l'effet de l'irradiation par les électrons.

➤ **Effet de l'épaisseur de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

La figure V.38 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur du collecteur (n⁺-GaAs). Le tableau V.26 englobe les résultats des paramètres de sortie.

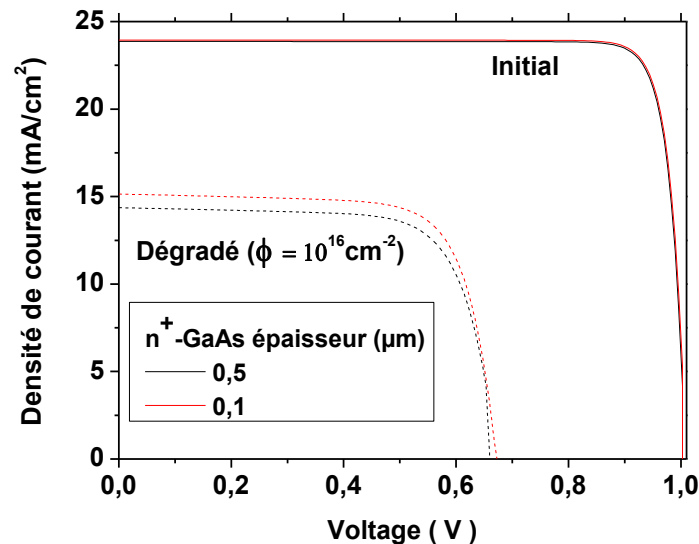


Figure V.38 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur du collecteur (n⁺-GaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)	n ⁺ GaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	0.5	initial	23.86	1.01	0.88	15.59
			dégradé	14.36	0.67	0.72	5.16
		0.2	initial	23.94	1.01	0.89	15.67
			dégradé	14.95	0.66	0.746	5.41
		0.1	initial	23.94	1.01	0.89	15.67
			dégradé	15.14	0.66	0.748	5.50

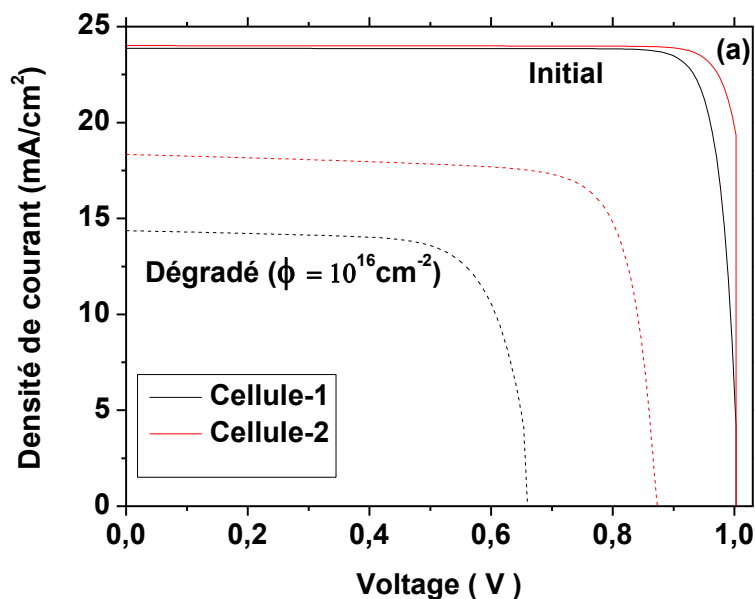
Tableau V.26 : Effet de l'épaisseur du collecteur sur les paramètres externes de la cellule AlGaAs/GaAs.

Selon les résultats de simulation, on remarque une faible sensibilité des paramètres de sortie à l'état initial avec la diminution de l'épaisseur du collecteur de 0.5 à 0.1 μm . Cependant pour l'état dégradé une augmentation dans le photocourant de $J_{sc} = 14.36 \text{ mA/cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 15.14 \text{ mA/cm}^2$ et le FF de 0.72 à 0.748, ce qui donne une amélioration dans le rendement de 5.16% à 5.5 %.

Finalement, après les variations des différents paramètres liées au matériau et à la structure de la cellule solaire (dopage et épaisseur), on résume dans le tableau V.27 les meilleures valeurs qui améliore la résistance de la cellule à l'effet d'irradiation par les électrons. La figure V.39. (a) présente une comparaison entre les caractéristiques J-V calculées de la cellule solaire avant et après optimisation et la figure V.39. (b), présente une comparaison entre les réponses spectrales de la cellule solaire avant et après optimisation. Les paramètres de sortie des deux cellules sont groupés dans le tableau V.28.

Région	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (μm)
p-AlGaAs (fenêtre)	5×10^{17}	0.3
GaAs(p ⁺)	1×10^{17}	0.1
GaAs(n)	1×10^{16}	2.97
GaAs(n ⁺)	1×10^{17}	0.1

Tableau V.27 : Les paramètres optimums de la cellule AlGaAs/GaAs étudiée dans le cas d'irradiation par les électrons de 1 MeV.



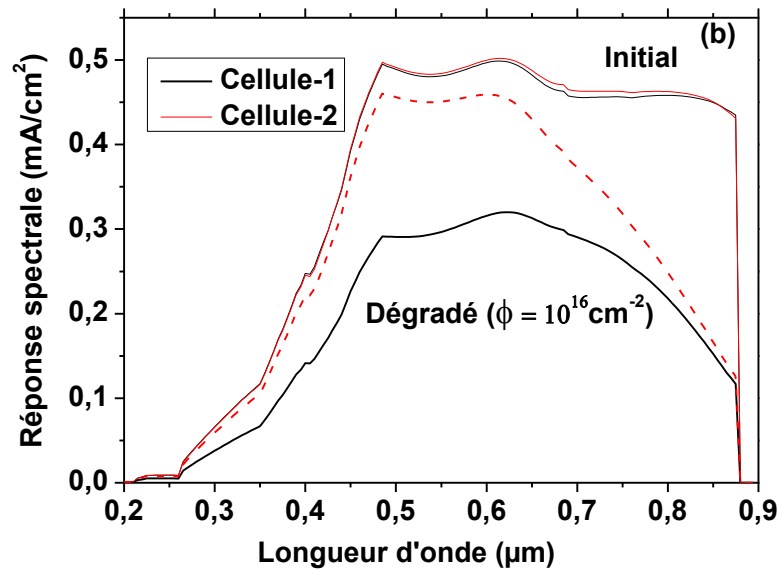


Figure V.39 : (a) Les caractéristiques J-V calculées, (b) Les réponses spectrales de la cellule solaire AlGaAs/GaAs avant et après l'irradiation d'électrons de la fluence $\Phi = 10^{16} \text{cm}^{-2}$. Cellule-1 avant l'optimisation et cellule-2 après l'optimisation.

Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	14.36	0.678	0.730	5.23
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.01	1.02	0.90	16.32
Dégradé	18.34	0.866	0.788	9.20

Tableau V.28 : Les paramètres de sorties de la cellule AlGaAs/GaAs avant et après l'irradiation d'électrons de la fluence $\Phi = 10^{16} \text{cm}^{-2}$: cellule-1 avant l'optimisation et cellule-2 après l'optimisation.

En comparant l'effet de l'irradiation d'électrons sur les cellule-1 et cellule-2, on constate une remarquable amélioration dans les paramètres de sortie, notamment dans l'état dégradé. J_{sc} croit de 14.36 à 18.34 mA cm⁻², V_{oc} de 0.678 à 0.866 V, FF de 0.73 à 0.788 (toujours faible variation) et le rendement de 5.23 à 9.2 %. Si on compare la réponse spectrale des deux cellules 1 et 2 on ne remarque aucune variation notable à l'état initial, par contre à l'état dégradé on observe qu'il y a une différence notable de la réponse spectrale entre la cellule-1 et la cellule-2 (figue V.39 (b)) dans tout l'intervalle des

longueurs d'onde. Ceci reflète l'amélioration dans le J_{sc} . Comme on peut le constater une bonne amélioration dans la réponse spectrale notamment dans l'intervalle 0.3 à 0.5 μm qui diffère peu de l'état initiale. Le fait de faire croître la fenêtre de 0.09 à 0.3 μm , a optimisé la réponse surtout pour les longueurs d'ondes courtes.

V.7.2 Cas d'irradiation par les protons :

Dans cette section, nous allons chercher les valeurs optimums de la cellule pour le cas d'irradiation par les protons. Pourquoi ne pas s'attendre à ce que les valeurs optimums soient identiques à ceux des électrons? C'est fort probable que se soit le cas. Mais vu qu'il y a une certaine différence entre les défauts des deux type de particule, il vaut mieux de s'assurer de ce point par la simulation.

➤ Effet du dopage de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :

Pour la cellule d'épaisseur $d = 4\mu m$, dans cette section on a utilisé comme paramètres fixés les dopages des régions p⁺-GaAs (l'émetteur) = $4 \times 10^{17} cm^{-3}$, n⁺-GaAs (collecteur) = $2 \times 10^{17} cm^{-3}$ et n-GaAs (la base) = $10^{16} cm^{-3}$, et leurs épaisseurs respectivement sont : 0.44 μm , 0.50 μm et 2.97 μm . On va étudier l'effet de dopage de la fenêtre dans les deux cas suivants :

- Cas initial : la fluence des protons = $10^{10} cm^{-2}$.
- Cas Dégradé (électrons profonds) : la fluence des protons $\Phi = 10^{13} cm^{-2}$.

La figure V.40 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de dopage de la région fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs). Le tableau V.29 illustre l'effet de N_a sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

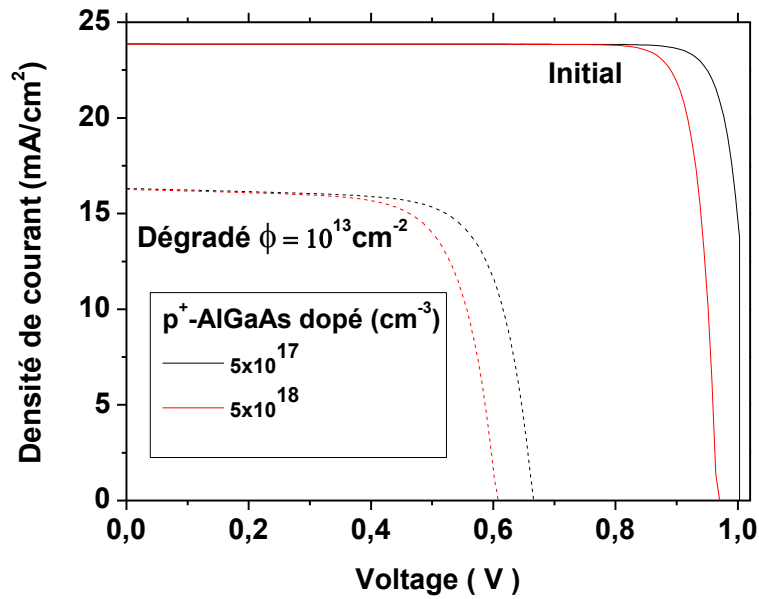


Figure V.40 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de dopage de la région fenêtre (p^{++} -AlGaAs).

AlGaAs (fenêtre dopé)	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
5×10^{17}	23.861	1.00	0.90	15.86
1×10^{18}	23.861	1.00	0.88	15.56
5×10^{18}	23.860	0.96	0.88	14.85
Dégradé (électrons profonds)				
5×10^{17}	16.30	0.66	0.733	5.80
1×10^{18}	16.295	0.64	0.732	5.61
5×10^{18}	16.263	0.60	0.720	5.17

Tableau V.29 : Effet de N_a sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Selon les résultats obtenus une diminution des paramètres de sorties de la cellule est remarquée lorsqu'on augmente le dopage de la région fenêtre p^{++} -AlGaAs. Le rendement diminue de $\eta = 5.80\%$ jusqu'à $\eta = 5.17\%$. Donc on affirme que la meilleure valeur de dopage de la région fenêtre est $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

➤ **Effet du dopage de l'émetteur (région p^+ -GaAs) :**

En fait varier dans ce cas le dopage de la région p^+ -GaAs. Pour la région de la fenêtre (p^{++} -AlGaAs) le dopage choisi ici est $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. A savoir que les paramètres de la cellule sont identiques à ceux de la section précédente. La figure V.41 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs

de dopage de l'émetteur (p^+ -GaAs). Le tableau V.30 résume l'effet du dopage de la région p^+ -GaAs sur les paramètres externes de la cellule.

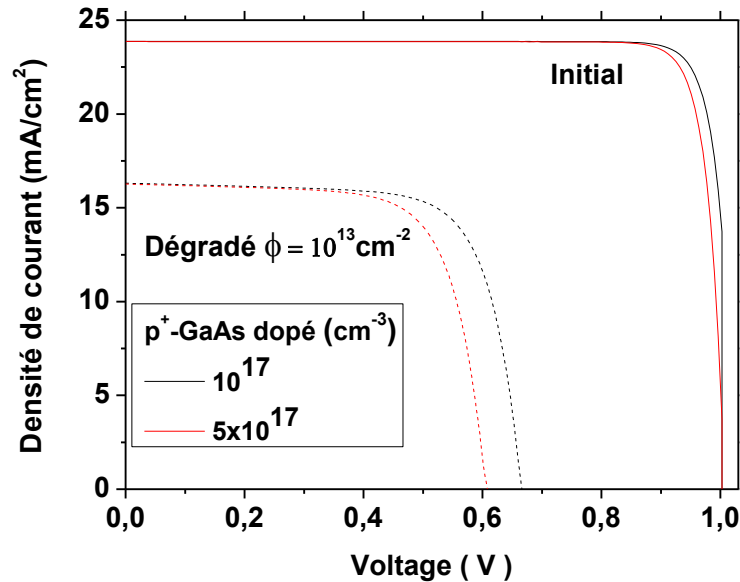


Figure V.41 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de l'émetteur (p^+ -GaAs).

p^+ GaAs dopé	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1×10^{17}	23.874	1.00	0.90	15.87
2×10^{17}	23.871	1.00	0.90	15.87
5×10^{17}	23.83	1.00	0.88	15.56
Dégradé (électrons profonds)				
1×10^{17}	16.77	0.66	0.73	5.93
2×10^{17}	16.46	0.66	0.73	5.84
5×10^{17}	16.29	0.64	0.73	5.60

Tableau V.30 : Effet du dopage de l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les résultats obtenus dans le tableau V.30 indiquent qu'il y a une faible diminution des paramètres de sorties de la cellule lorsqu'on augmente le dopage de la région p^+ -GaAs. La densité de courant et le rendement diminuent de $J_{sc} = 16.77 \text{ mA/cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 16.29 \text{ mA/cm}^2$ et $\eta = 5.93\%$ jusqu'à $\eta = 5.60\%$ respectivement. Ainsi la meilleure valeur de dopage de la région p^+ -GaAs est $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Si on compare l'influence de dopage dans les deux régions, la région de la fenêtre et la région de l'émetteur on conclue que

l'influence de dopage de la région de la fenêtre est plus efficace que l'influence de dopage de la région de l'émetteur.

➤ **Effet du dopage de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

On garde les mêmes paramètres de la cellule de la section précédente, en variant dans ce cas seulement le dopage de la région n⁺-GaAs. Pour les régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) et l'émetteur (p⁺-GaAs) les dopages choisis donc sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{17} cm^{-3} respectivement. La figure V.42 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs du dopage de collecteur (n⁺-GaAs). Le tableau V.31 présente l'effet du dopage sur les paramètres externes de la cellule solaire.

Les résultats obtenus dans le tableau V.31 indique qu'à l'état initial, les seuls paramètres influencés un peu par le dopage sont le V_{oc} et le FF qui présentent de très légères diminutions. Alors qu'à l'état dégradé, une légère diminution dans le J_{sc} de 16.37 à 16.27 mA/cm², une diminution dans V_{oc} de 0.66 à 0.6 V et finalement le rendement diminue de $\eta = 5.80\%$ jusqu'à $\eta = 5.19\%$. Par conséquent la meilleure valeur de dopage de la région n⁺-GaAs pour minimiser l'effet de l'irradiation est $N_d = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

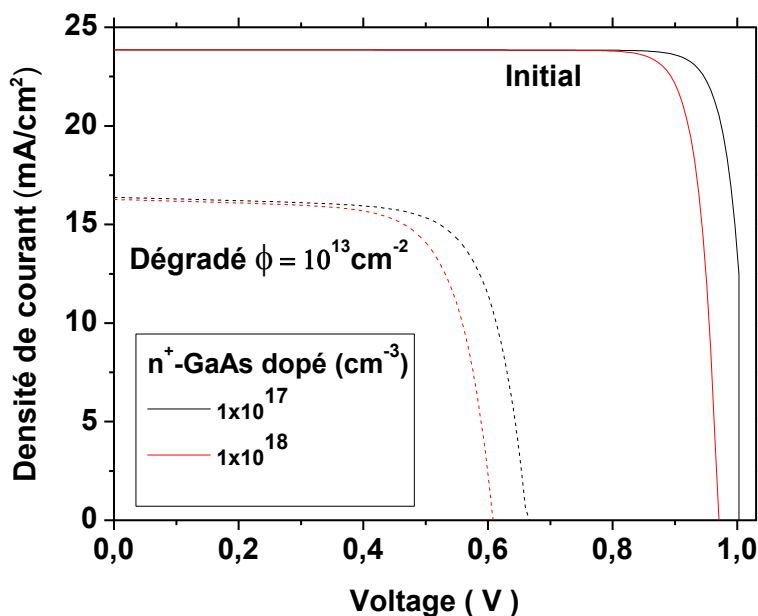


Figure V.42 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de collecteur (n⁺-GaAs).

n ⁺ GaAs dopé	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10 ¹⁷	23.86	1.00	0.90	15.80
5x10 ¹⁷	23.85	0.98	0.88	15.19
1x10 ¹⁸	23.85	0.96	0.88	14.90
Dégradé (électrons profonds)				
1x10 ¹⁷	16.37	0.66	0.73	5.80
5x10 ¹⁷	16.27	0.62	0.72	5.37
1x10 ¹⁸	16.26	0.60	0.72	5.19

Tableau V.31 : Effet de N_d sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

➤ **Effet du dopage de la base (n-GaAs) :**

Les paramètres de la cellule dans ce cas sont identiques à celles utilisés précédemment. pour les régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), l'émetteur (p⁺-GaAs) et la région n⁺-GaAs les dopages choisis sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} et 10^{17} cm^{-3} respectivement. On varie dans ce cas le dopage de la région n-GaAs. La figure V.43 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs du dopage de la région de base (n-GaAs). L'effet sur les paramètres externes de la cellule solaire est donné dans le tableau V.32.

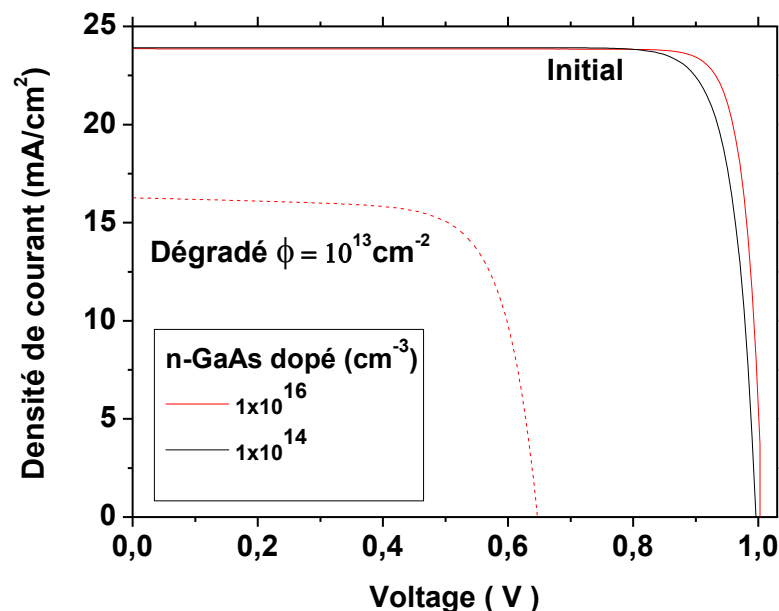


Figure V.43 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la région de base (n-GaAs).

n- GaAs dopé	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10¹⁴	23.71	1.00	0.82	14.93
1x10¹⁵	23.81	1.00	0.85	15.35
1x10¹⁶	23.86	1.00	0.88	15.60
Dégradé (électrons profonds)				
1x10¹⁴	-	-	-	-
1x10¹⁵	-	-	-	-
1x10¹⁶	16.29	0.64	0.73	5.60

Tableau V.32 : Effet du dopage de la région n-GaAs sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

On utilise la valeur 10^{16}cm^{-3} à cause des problèmes de non convergence pour les deux autres valeurs du dopage.

➤ **Effet de l'épaisseur de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :**

Pour ce cas on utilise les meilleurs résultats obtenus précédemment des dopages des régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), l'émetteur (p⁺-GaAs), collecteur n⁺-GaAs et la base n-GaAs qui sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 10^{17}cm^{-3} , 10^{17}cm^{-3} et 10^{16}cm^{-3} respectivement. On varie maintenant l'épaisseur de la région fenêtre (p⁺⁺- AlGaAs). En outre, les épaisseurs des autres régions sont fixés à : 2.97 μm (n-GaAs), et 0.50 μm (n⁺-GaAs). L'épaisseur totale de la cellule est toujours $d = 4 \mu\text{m}$. La figure V.44 présente la caractéristique J-V de la cellule à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs de l'épaisseur de la fenêtre. Le tableau V.33 résume l'effet de l'épaisseur sur les paramètres externes de la cellule solaire .

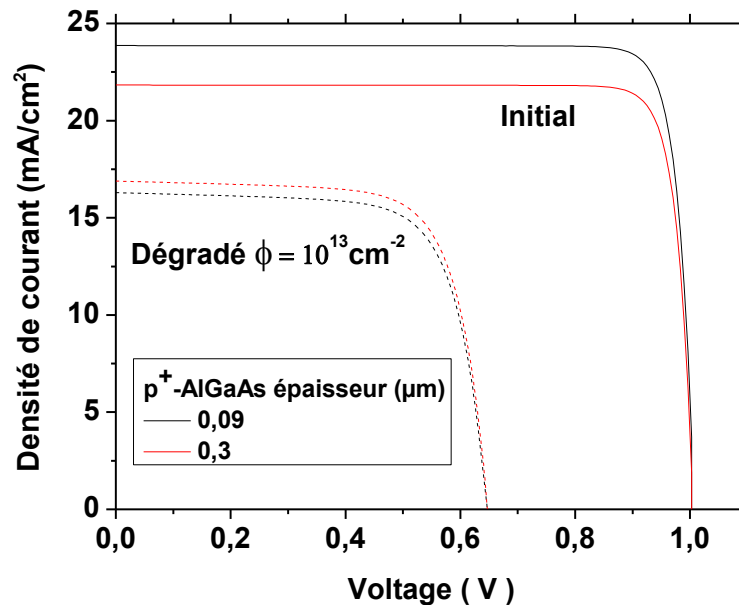


Figure V.44 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)		J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Dégradé	16.29	0.646	0.723	5.60
	0.3	Initial	21.83	1.01	0.88	14.26
		Dégradé	16.89	0.648	0.726	5.84
	0.4	Initial	20.97	1.01	0.88	13.70
		Dégradé	16.00	0.646	0.725	5.50

Tableau V.33 : Effet de l'épaisseur de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les résultats obtenus dans le tableau V.33 montrent à l'état initial, une diminution dans le J_{sc} de 23.86 à 21 mA/cm² et le rendement de 15.60 à 13.70%. Cependant à l'état dégradé avec l'augmentation de l'épaisseur de la région fenêtre p⁺⁺-AlGaAs de 0.09 μm jusqu'à 0.3 μm, la densité de courant augmente de $J_{sc} = 16.29 \text{ mA/cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 16.89 \text{ mA/cm}^2$, ce qui donne une amélioration dans le rendement de 5.60% à 5.84 %. On note que si l'épaisseur atteint la valeur 0.4 μm la densité de courant diminue, alors on conclue que la valeur optimum de l'épaisseur de la région fenêtre p⁺⁺-AlGaAs est 0.3 μm .

➤ **Effet de l'épaisseur de l'émetteur (région p⁺-GaAs) :**

Dans ce cas on fixe l'épaisseur de la fenêtre à 0.09 μm et ont fait varier l'épaisseur de l'émetteur. La figure V.45 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'émetteur (région p⁺-GaAs). Le tableau V.34 présente l'effet de l'épaisseur sur les paramètres de sorties de la cellule solaire.

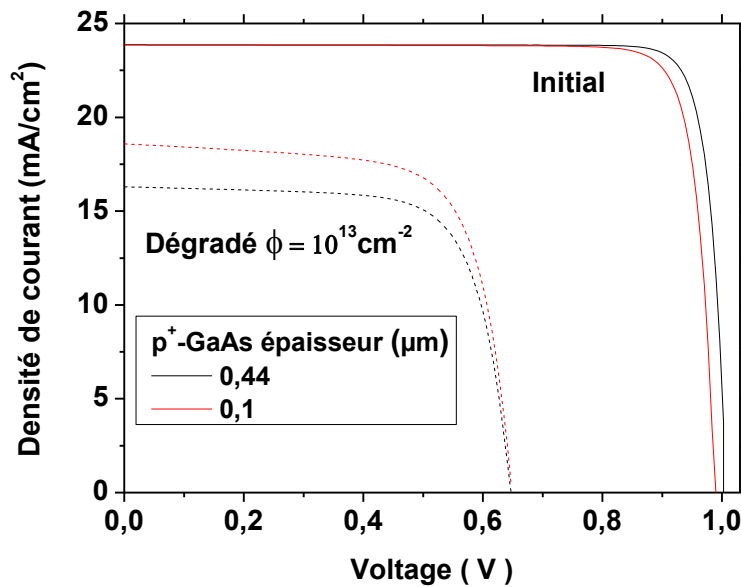


Figure V.45 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'émetteur (région p⁺-GaAs).

P ⁺⁺ - AlGaAs épaisseur (μm)	P ⁺ -GaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.09	0.44	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	16.29	0.646	0.723	5.60
	0.2	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	18.48	0.651	0.72	6.37
	0.1	initial	23.85	1.01	0.88	15.58
		dégradé	18.50	0.652	0.711	6.30

Tableau V.34 : Effet de l'épaisseur de l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les résultats obtenus dans le tableau V.34 montrent qu'à l'état non dégradé aucun effet n'est remarqué. A l'état dégradé, cependant, une augmentation dans le $J_{sc} = 16.29 \text{ mA/cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 18.50 \text{ mA/cm}^2$, le V_{oc} de 0.646 à 0.652 V, le FF cependant diminue de 0.723 à

0.711 et enfin le rendement présente une certaine amélioration de 5.6 à 6.30 %. On affirme que la meilleure valeur de l'épaisseur de la région de l'émetteur p⁺-GaAs est 0.1 μm .

➤ **Effet de l'épaisseur de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

Les paramètres de la cellule sont pareils à ceux de la section précédente. Les épaisseurs de la fenêtre et de l'émetteur sont égales à 0.09 μm et 0.44 μm , respectivement. La figure V.46 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de collecteur (région n⁺-GaAs). Le tableau V.35 englobe les résultats de l'effet de l'épaisseur du collecteur sur les paramètres externes de la cellule solaire.

Les résultats obtenus dans le tableau V.35 montrent de très faibles variations dans les paramètres de sortie avec la diminution de l'épaisseur de la région de collecteur n⁺-GaAs de 0.44 μm jusqu'à 0.1 μm . A l'état dégradé par exemple une très faible augmentation du rendement de 5.60 % à 5.67 %, contrairement au cas d'irradiation par les électrons où le rendement s'est amélioré de 5.16% à 5.5 % avec la diminution de l'épaisseur de la région de collecteur n⁺-GaAs.

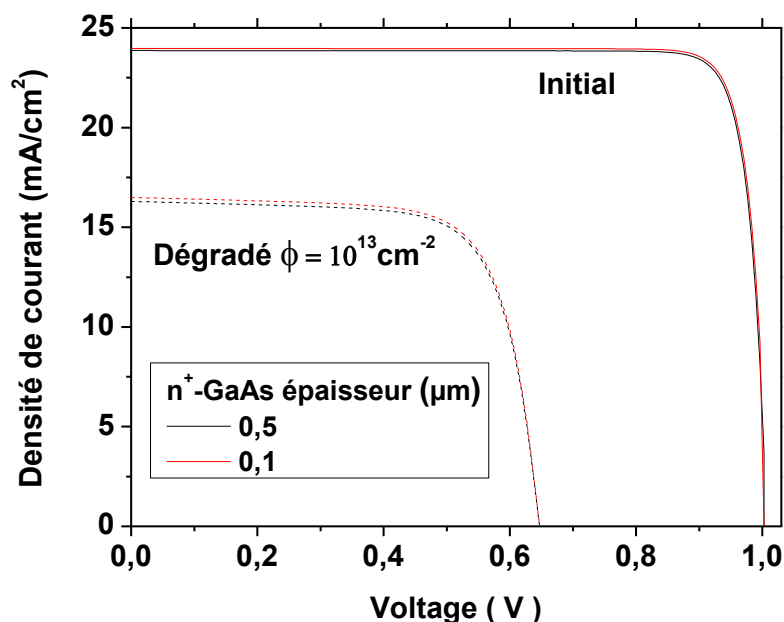
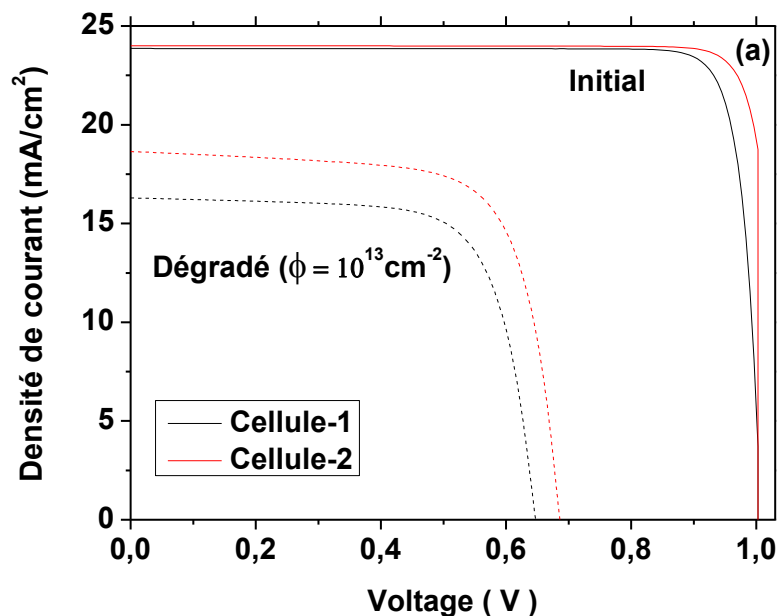


Figure V.46 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de collecteur (région n⁺-GaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)	n ⁺ GaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	0.5	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
			dégradé	16.29	0.646	0.723	5.60
		0.2	initial	23.94	1.01	0.88	15.63
			dégradé	16.32	0.646	0.724	5.61
		0.1	initial	23.97	1.01	0.88	15.66
			dégradé	16.50	0.646	0.724	5.67

Tableau V.35: Effet de l'épaisseur du collecteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

On termine cette section en résumant les valeurs optimums du dopage et des épaisseurs pour diminuer l'effet des irradiations par les protons de 1 MeV et qui sont présentés dans le tableau V.36. Le tableau V.37 illustre une comparaison entre la cellule avant l'optimisation et la cellule après l'optimisation dans les deux cas initial et dégradé. La figure V.47 présente (a) présente les caractéristiques J-V calculées et (b) les réponses spectrales avant et après l'irradiation par les protons de fluence $\Phi = 10^{13} \text{cm}^{-2}$.



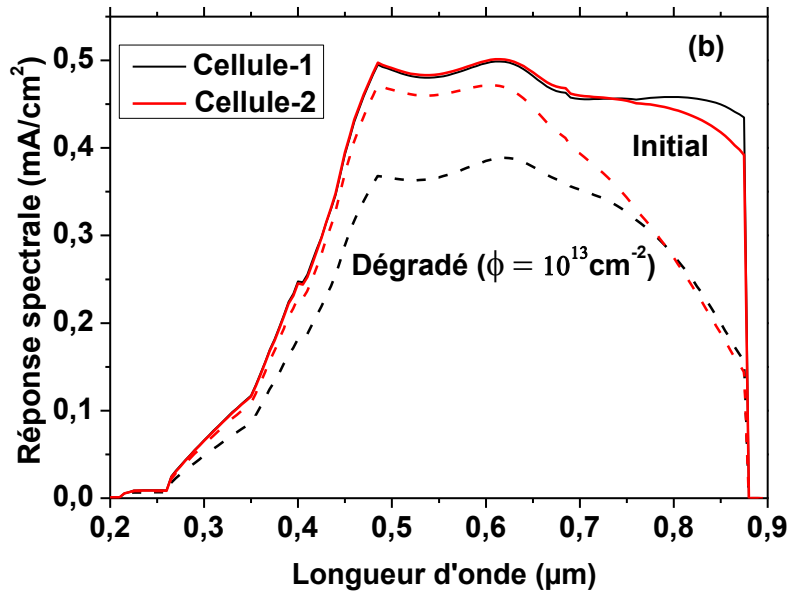


Figure V.47 : (a) Les caractéristiques J-V calculées, (b) Les réponses spectrales de la cellule solaire AlGaAs/GaAs lumineuse avant et après l’irradiation des protons de la fluence $\Phi = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Cellule-1 avant l’optimisation et cellule-2 après l’optimisation.

Région	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (μm)
p-AlGaAs (fenêtre)	5×10^{17}	0.3
GaAs(p ⁺)	1×10^{17}	0.1
GaAs(n)	1×10^{16}	2.97
GaAs(n ⁺)	1×10^{17}	0.1

Tableau V.36 : Les paramètres optimums de la cellule solaire AlGaAs/GaAs étudié.

Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	16.29	0.646	0.723	5.60
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.00	1.01	0.92	16.24
Dégradé	18.64	0.68	0.723	6.74

Tableau V.37 : Les paramètres de sorties de la cellule solaire AlGaAs/GaAs avant et a prés l’irradiation par des protons de fluence $\Phi = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

Selon les résultats, à l'état non dégradé, la cellule 2 présente un rendement de 16.24% devant 15.6% de la cellule 1. Il est clair aussi que les paramètres de sortie de la cellule-1 sont plus dégradés que la cellule- 2. Le rendement de celle ci atteint 6.74% devant 5.6% de la cellule 1.

Enfin, en comparant l'effet de l'irradiation des protons sur les réponses spectrales de la cellule-1 et a cellule-2 (figure V.74 (b)), on remarque que la réponse spectral de la cellule-1 est plus dégradé que la cellule-2 exactement dans l'intervalle de la longueur d'onde de 0.3 μm jusqu'à 0.75 μm , par contre le cas de l'irradiation électrons la dégradation de la réponse spectral est présentée dans tous l'intervalle de la longueur d'onde de 0.2 μm jusqu'à 0.9 μm . On constate que la fenêtre AlGaAs améliore progressivement la résistance de la réponse spectrale pour les courtes longueurs d'onde.

V.7.3 Cas d'irradiation par les neutrons :

➤ Effet du dopage de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :

Dans cette section on a utilisé comme paramètres fixes les dopages des régions p⁺-GaAs (l'émetteur)= $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, n⁺-GaAs (collecteur)= $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et n-GaAs (la base)= 10^{16}cm^{-3} , et leurs épaisseurs respectivement sont : 0.44 μm , 0.50 μm et 2.97 μm . On va déterminer l'effet de dopage de la fenêtre dans les deux cas suivants :

- Cas initial : la fluence d'irradiation des neutrons = 10^{10}cm^{-2} .
- Cas Dégradé (électrons profonds) : la fluence d'irradiation des neutrons $\Phi = 10^{14} \text{cm}^{-2}$.

La figure V.48 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs). Le tableau V.38 englobe l'effet de N_a sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

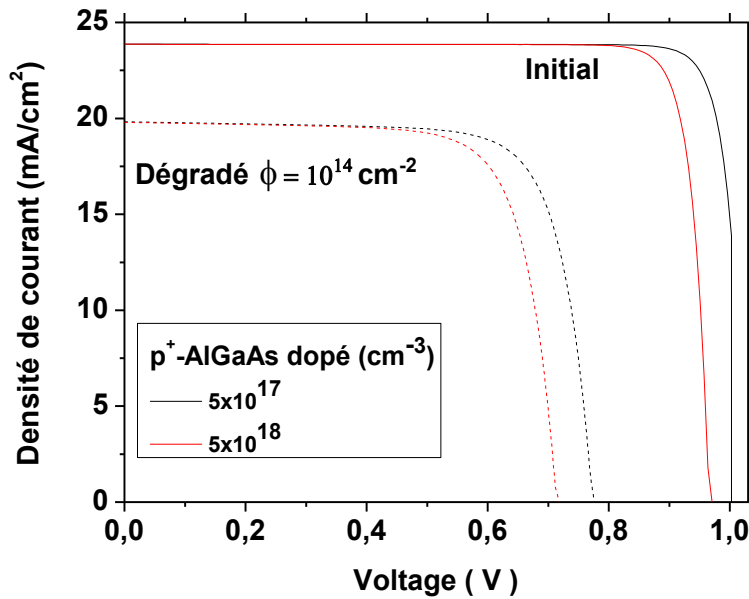


Figure V.48 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs).

AlGaAs (fenêtre dopé)	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
5x10 ¹⁷	23.863	1.01	0.89	15.87
1x10 ¹⁸	23.860	1.01	0.88	15.60
5x10 ¹⁸	23.860	0.96	0.88	14.85
Dégradé (électrons profonds)				
5x10 ¹⁷	19.82	0.77	0.763	8.56
1x10 ¹⁸	19.81	0.75	0.761	8.31
5x10 ¹⁸	19.79	0.71	0.752	7.77

Tableau V.38 : Effet de N_a sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Une diminution des paramètres de sorties de la cellule est remarquée lorsqu'on augmente le dopage de la région fenêtre p⁺⁺-AlGaAs, notamment à l'état dégradé où le rendement diminue de η = 8.56% jusqu'à η = 7.77%. Ainsi la valeur de dopage de la région fenêtre qui permet de diminuer l'effet des pièges profonds est N_a = 5 × 10¹⁷ cm⁻³.

➤ **Effet du dopage de l'émetteur (région p⁺-GaAs) :**

On varie dans ce cas juste le dopage de la région p⁺-GaAs, on prend pour la région de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) le dopage N_a = 5 × 10¹⁷ cm⁻³. La figure V.49 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs

du dopage de l'émetteur (p⁺-GaAs). Le tableau V.39 résume l'effet du dopage sur les paramètres externes de la cellule.

Selon les résultats la valeur optimum de dopage de la région de l'émetteur p⁺-GaAs est $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

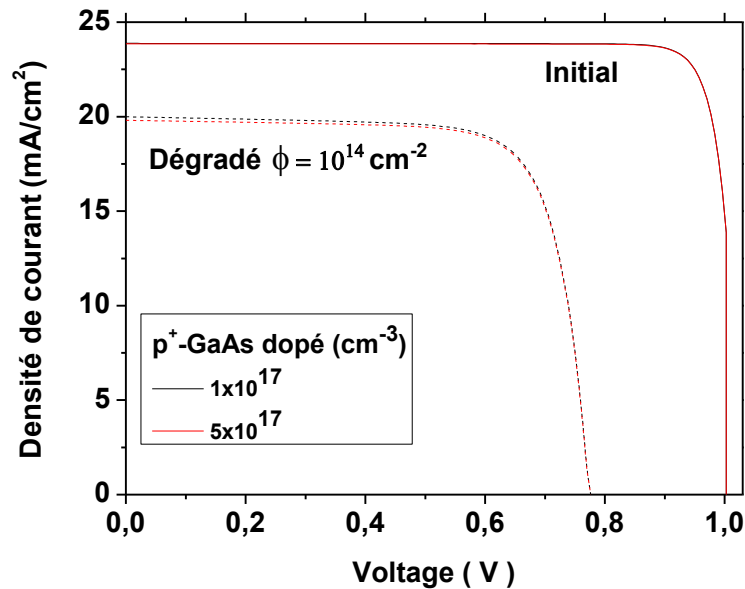


Figure V.49 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de l'émetteur (p⁺-GaAs).

p ⁺ GaAs dopé	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1x10 ¹⁷	23.876	1.01	0.89	15.87
2x10 ¹⁷	23.872	1.01	0.89	15.87
5x10 ¹⁷	23.858	1.01	0.89	15.86
Dégradé (électrons profonds)				
1x10 ¹⁷	19.99	0.77	0.76	8.60
2x10 ¹⁷	19.98	0.77	0.76	8.56
5x10 ¹⁷	19.80	0.77	0.76	8.55

Tableau V.39 : Effet du dopage de l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

➤ **Effet du dopage de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

Les paramètres de la cellule sont identiques à ceux de la section précédente en variant dans ce cas le dopage de la région n⁺-GaAs. Pour les régions : la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) et l'émetteur (p⁺-GaAs) les dopages choisis sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3}

respectivement. La figure V.50 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs du dopage de collecteur (n^+ -GaAs). Le tableau V.40 présente l'effet du dopage sur les paramètres externes de la cellule.

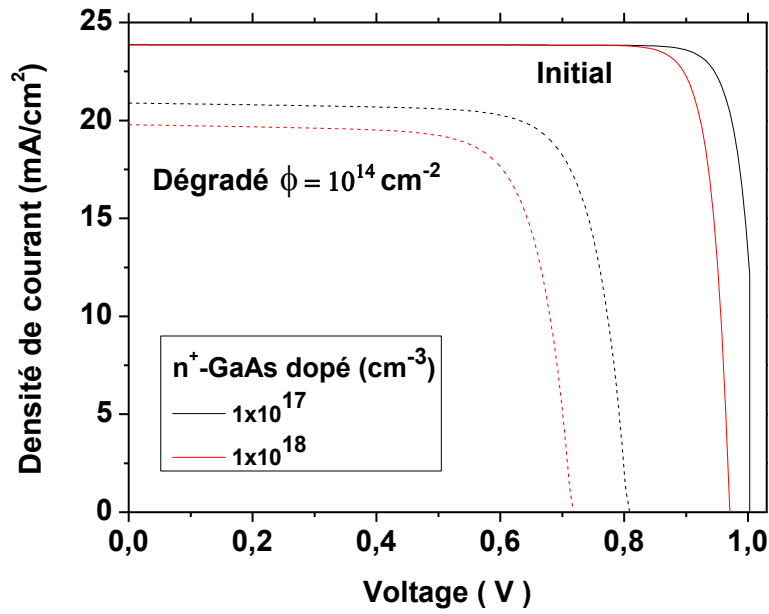


Figure V.50 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de collecteur (n^+ -GaAs).

n^+ GaAs dopé	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1×10^{17}	23.861	1.01	0.88	15.79
5×10^{17}	23.86	0.98	0.88	15.18
1×10^{18}	23.85	0.96	0.88	14.90
Dégradé (électrons profonds)				
1×10^{17}	20.08	0.80	0.77	9.51
5×10^{17}	19.80	0.74	0.75	8.02
1×10^{18}	19.78	0.71	0.75	7.79

Tableau V.40 : Effet du dopage de la région n^+ -GaAs sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Selon les résultats obtenus le meilleur rendement atteint est 15.79% à l'état non dégradé et 9.51 % à l'état dégradé et qui correspondent à un dopage du collecteur de $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

➤ **Effet du dopage de la base (n-GaAs) :**

La fenêtre (p^{++} -AlGaAs), l'émetteur (p^+ -GaAs) et la région n^+ -GaAs ont comme dopages: $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} et 10^{17} cm^{-3} respectivement. Le dopage de la région n-GaAs est variable. La figure V.51 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la base (n-GaAs). Les paramètres externes de la cellule solaire sont résumés dans le tableau V.41.

A partir des résultats, dû au problème de convergence qui persiste, ont utilisé comme dopage de la base la valeur 10^{16} cm^{-3} .

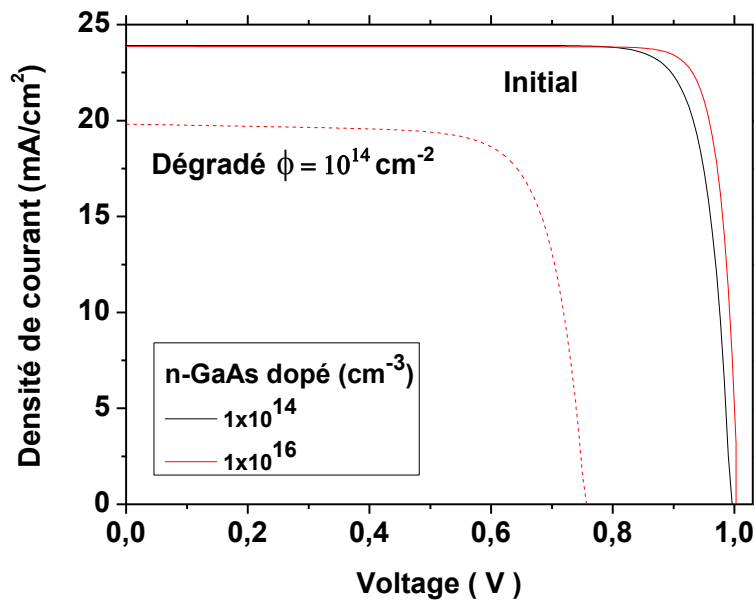


Figure V.51 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs du dopage de la base (n-GaAs).

n- GaAs dopé	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
Initial				
1×10^{14}	23.92	0.99	0.85	14.89
1×10^{15}	23.92	0.99	0.88	15.35
1×10^{16}	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé (électrons profonds)				
1×10^{14}	-	-	-	-
1×10^{15}	-	-	-	-
1×10^{16}	19.81	0.75	0.761	8.31

Tableau V.41 : Effet du dopage de la région n-GaAs sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

➤ **Effet de l'épaisseur de la fenêtre (région p⁺⁺-AlGaAs) :**

Selon les sections précédentes, les meilleures valeurs des dopages des régions : fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs), l'émetteur (p⁺-GaAs), le collecteur n⁺-GaAs et la base n-GaAs sont : $N_a = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} et 10^{16} cm^{-3} respectivement. On fait varier l'épaisseur de la région fenêtre (p⁺⁺- AlGaAs) et les autres régions gardent leurs épaisseurs fixes : $2.97 \mu\text{m}$ (n-GaAs) et $0.50 \mu\text{m}$ (n⁺-GaAs). La figure V.52 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs de l'épaisseur de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs). Le tableau V.42 résume l'effet sur les paramètres externes de la cellule solaire.

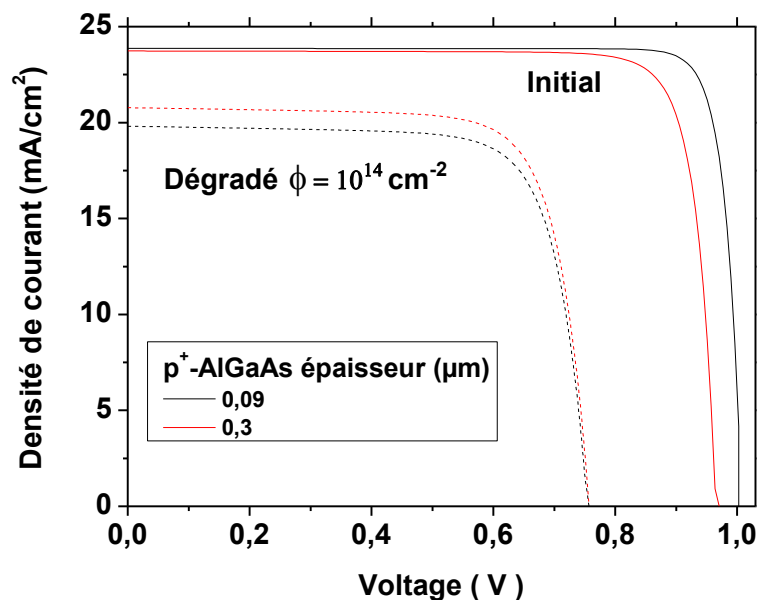


Figure V.52 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	19.81	0.75	0.761	8.31
	0.3	initial	23.73	0.96	0.85	14.25
		dégradé	20.77	0.756	0.76	8.77
	0.4	initial	20.97	1.01	0.88	13.65
		dégradé	17.98	0.743	0.761	7.44

Tableau V.42 : Effet de l'épaisseur de la fenêtre (p⁺⁺-AlGaAs) sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les mêmes particularités obtenues auparavant pour le cas d'irradiation par les électrons et les protons sont obtenues également pour le cas des neutrons. Par conséquent la meilleure valeur de l'épaisseur de la région fenêtre p⁺⁺-AlGaAs est aussi 0.3μm .

➤ **Effet de l'épaisseur de l'émetteur (région p⁺-GaAs) :**

On choisit comme épaisseur de la fenêtre à 0.09 μm et on fait varier l'épaisseur de l'émetteur. La figure V.53 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour les différentes valeurs de l'épaisseur. Le tableau V.43 présente l'effet de l'épaisseur sur les paramètres externes de la cellule solaire .

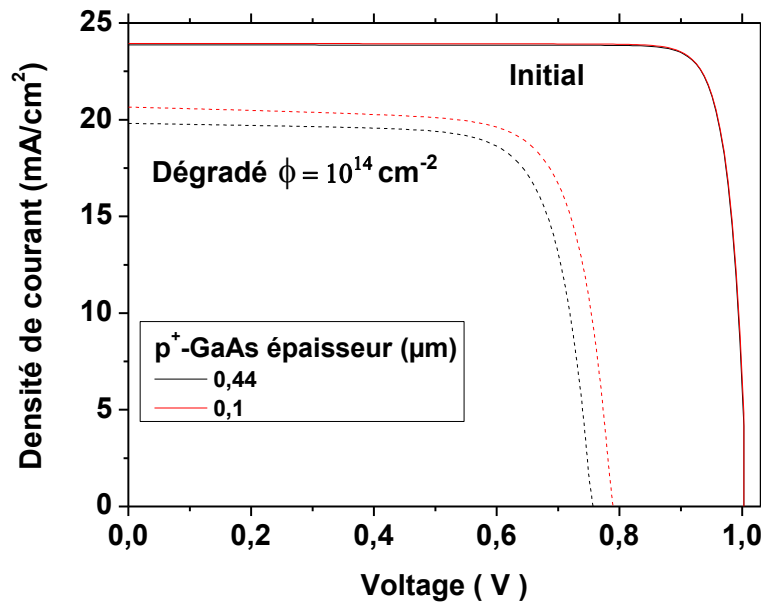


Figure V.53 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs l'épaisseur de l'émetteur (p⁺-GaAs).

P ⁺⁺ - AlGaAs épaisseur (μm)	P ⁺ -GaAs épaisseur (μm)	position	J _{sc} (mA.cm ⁻²)	V _{oc} (V)	FF	η (%)
0.09	0.44	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		dégradé	19.81	0.75	0.761	8.31
	0.2	initial	23.92	1.01	0.89	15.60
		dégradé	20.54	0.76	0.75	8.66
	0.1	initial	23.94	1.01	0.88	15.62
		dégradé	20.65	0.77	0.77	9.00

Tableau V.43 : Effet de l'épaisseur du l'émetteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Pareil aux cas des irradiations par les électrons et les protons, les résultats obtenus dans le tableau V.43 présentent une augmentation des deux paramètres de la cellule, le J_{sc} et η avec la diminution de l'épaisseur de la région de l'émetteur p⁺-GaAs de $0.44\mu m$ jusqu'à $0.1\mu m$. Le courant augmente de $J_{sc} = 19.81 mA/cm^2$ jusqu'à $J_{sc} = 20.65 mA/cm^2$ et le rendement de 8.51% à 9%. Par contre le V_{oc} et le FF ne présentent pas de variation notable. Donc on note que la valeur optimum de l'épaisseur de la région de l'émetteur p⁺-GaAs est $0.1\mu m$.

➤ **Effet de l'épaisseur de collecteur (région n⁺-GaAs) :**

La figure V.54 présente la caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de collecteur (n⁺-GaAs). Le tableau V.44 englobe les résultats de l'effet sur les paramètres de sorties de la cellule solaire.

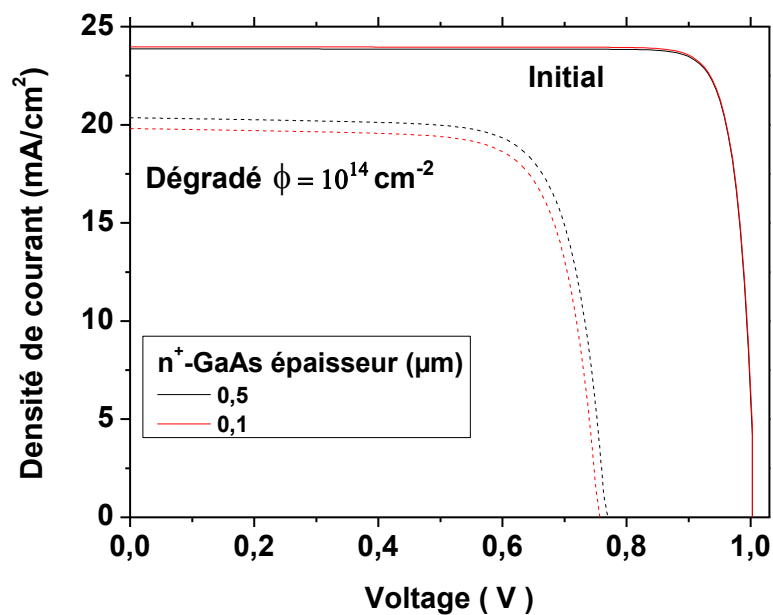


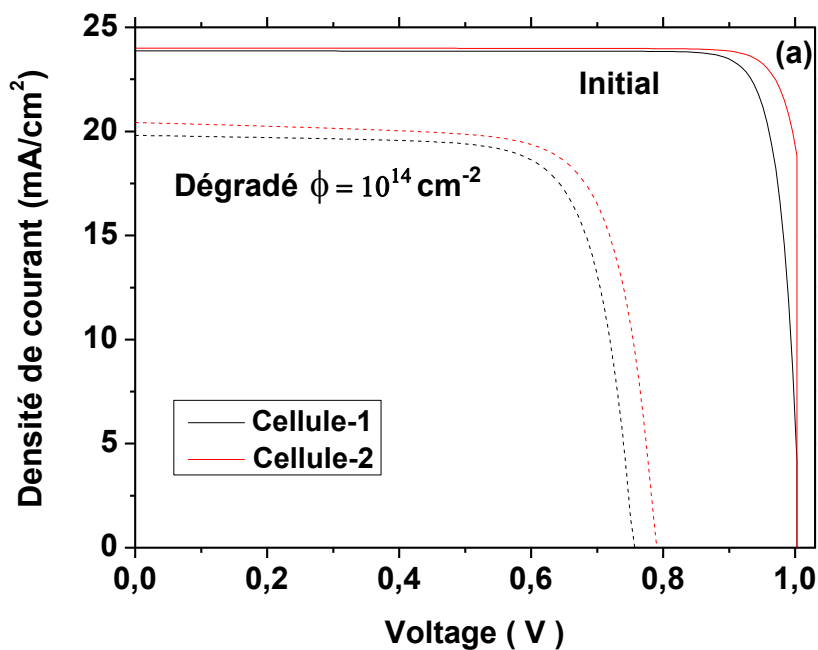
Figure V.54 : Caractéristique J-V de la cellule solaire AlGaAs/GaAs à l'état initial et dégradé pour différentes valeurs de l'épaisseur de collecteur (n⁺-GaAs).

P ⁺ (AlGaAs/GaAs) épaisseur (μm)	AlGaAs épaisseur (μm)	n ⁺ GaAs épaisseur (μm)	position	J_{sc} ($\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$)	V_{oc} (V)	FF	η (%)
0.53	0.09	0.5	initial	23.86	1.01	0.88	15.60
			dégradé	19.81	0.75	0.761	8.31
		0.2	initial	23.94	1.01	0.88	15.61
			dégradé	19.88	0.75	0.76	8.33
		0.1	initial	23.97	1.01	0.87	15.64
			dégradé	20.36	0.76	0.76	8.70

Tableau V.44 : Effet de l'épaisseur de collecteur sur les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs.

Les résultats obtenus dans le tableau V.44 présentent une augmentation des paramètres de sorties de la cellule lorsqu'on diminue l'épaisseur de la région de collecteur n⁺-GaAs de $0.44\mu\text{m}$ jusqu'à $0.1\mu\text{m}$. La densité de courant augmente de $J_{sc} = 19.81\text{ mA}/\text{cm}^2$ jusqu'à $J_{sc} = 20.36\text{ mA}/\text{cm}^2$, et le rendement de 8.31 à 8.7%. Ainsi la valeur la plus adéquate de l'épaisseur de la région de collecteur n⁺-GaAs est $0.1\mu\text{m}$.

Les paramètres optimums liés au matériau et à la structure de la cellule solaire (dopage et l'épaisseur) sont résumés dans le tableau V.45. Le tableau V.46 présente une comparaison entre les paramètres de sortie de la cellule 1 et la cellule 2, avant et après dégradation. La figure V.55, (a) présente les caractéristiques J-V calculées, (b) les réponses spectrales pour la dose des neutrons de $\Phi = 10^{14}\text{ cm}^{-2}$.



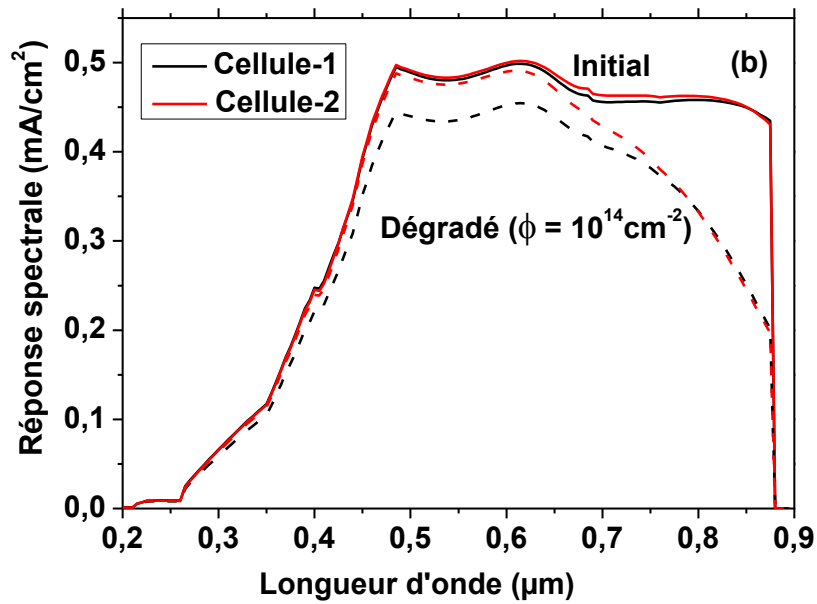


Figure V.55 : (a) Les caractéristiques J-V calculées, (b) Les réponses spectrales de la cellule solaire AlGaAs/GaAs lumineuse avant et après l'irradiation des neutrons de la fluence $\Phi = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Cellule-1 avant l'optimisation et cellule-2 après l'optimisation.

Région	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (μm)
p-AlGaAs (fenêtre)	5×10^{17}	0.3
GaAs(p ⁺)	1×10^{17}	0.1
GaAs(n)	1×10^{16}	2.97
GaAs(n ⁺)	1×10^{17}	0.1

Tableau V.45 : Les paramètres optimums de la cellule solaire AlGaAs/GaAs étudié.

Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	19.81	0.75	0.761	8.31
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.00	1.01	0.91	16.25
Dégradé	20.42	0.782	0.756	8.88

Tableau V.46 : Les paramètres de sorties de la cellule solaire AlGaAs/GaAs avant et a prés l'irradiation par des neutrons de fluence $\Phi = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

Pour ce cas le rendement optimum à l'état dégradé est 8.88%. Pour la réponse spectrale, elle très proche à l'état non dégradé pour la cellule 2 dans l'intervalle 0.2 à 0.62 μm .

Finalement on termine par une comparaison entre l'effet des trois particules pour la cellule 2 optimisée.

Electrons				
1 MeV				
Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	14.36	0.678	0.730	5.23
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.01	1.02	0.90	16.32
Dégradé	18.34	0.866	0.788	9.20
Protons				
1 MeV				
Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	16.29	0.646	0.723	5.60
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.00	1.01	0.92	16.24
Dégradé	18.64	0.68	0.723	6.74
Neutrons				
1 MeV				
Cellule-1	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	23.86	1.01	0.88	15.60
Dégradé	19.81	0.75	0.761	8.31
Cellule-2	$J_{sc}(\text{mAcm}^{-2})$	$V_{oc}(\text{V})$	FF	$\eta(\%)$
initial	24.00	1.01	0.91	16.25
Dégradé	20.42	0.782	0.756	8.88

Tableau V.47: Comparaison entre l'effet des trois particules, électrons, protons et neutrons pour la cellule 2 optimisée.

Comme on peut voir selon le tableau V.47, il parait que l'optimisation a été plus fructueuse pour le cas d'irradiation par les électrons. Alors que c'est le cas contraire pour les protons.

V.7.4 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous venons de présenter les résultats numériques de la simulation du comportement électrique de la cellule solaire en GaAs avec une fenêtre de $Al_{1-x}Ga_xAs$, nous avons présenté l'effet de la dose (la fluence), les pièges profonds et les pièges non profonds des trois types des irradiations, électrons, protons et neutrons sur la caractéristique (J-V) et la réponse spectrale de la cellules solaire et on a fait une comparaison entre les trois cas des irradiations. Par la suite on a optimisé la cellule pour trouver les paramètres optimums liés aux matériaux et à la structure de la cellule pour minimiser l'effet des trois types des irradiations.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons développé un modèle numérique permettant de prédire les propriétés de transport dans la structure p⁺-n-n⁺ à base de GaAs avec une fenêtre AlGaAs, les équations phénoménologiques décrivant le processus de transport de la cellule solaire p⁺-n-n⁺ à base de GaAs incluent : l'équation de Poisson, les équations de continuité des électrons et des trous libres, et les équations des densités de courant des électrons et des trous. Les différentes variables sont fonction seulement de la coordonnée spatiale x .

La cellule solaire p⁺-n-n⁺ à base de GaAs est traitée comme un dispositif unidimensionnel, et discrétisée spatialement selon la méthode des différences finies. La résolution numérique des équations de transport est effectuée par la méthode itérative de Newton. Cette méthode consiste à résoudre, simultanément, les équations de transport, et permet de déterminer les variables principales : le potentiel électrique et les densités des électrons et des trous libres. La résolution numérique est programmée par le langage de programmation MATLAB.

Cette étude nous a permis d'examiner les paramètres externes de la cellule solaire AlGaAs/GaAs irradié par les trois types de l'irradiation, électrons, protons et neutrons telles que : la densité de courant, la tension de circuit ouvert, le facteur de remplissage et le rendement, et étudier, par la suite, la caractéristique J - V et la réponse spectrale et leur dépendance avec les paramètres suivants qui peuvent avoir un effet sur ces caractéristiques (dans les trois cas d'irradiation, électrons, protons et neutrons):

- La fluence de l'irradiation des électrons.
- Le type de piège (à électron ou à trous).
- Le niveau énergétique de piège (profond ou non profond).

Les résultats essentiels que nous avons tirés de cette étude sont comme suit (dans les trois cas d'irradiation, électrons, protons et neutrons):

- 1) L'augmentation de la fluence (dose) des irradiations diminue les paramètres externes de la cellule AlGaAs/GaAs, la tension de circuit ouvert V_{co} , le courant de court circuit J_{sc} , le facteur de forme FF et le rendement de conversion η .
- 2) Le rendement de conversion η est le paramètre le plus sensible, alors que le FF est le moins sensible.

Conclusion générale

- 3) La dégradation de la réponse spectrale est dominée par l'augmentation de la fluence (dose) de l'irradiation, électrons, protons et neutrons.
- 4) L'influence des pièges à trous non profonds est moins intense que celle des pièges à électrons profonds.
- 5) La diminution de la densité de courant J_{sc} est due à l'augmentation de la recombinaison, liée à l'augmentation de la densité des défauts.
- 6) La densité de tous les défauts croît avec la dose, la photogénération par tous les photons (basse et haute énergie) sera influencée.
- 7) La dégradation des performances de la cellule est dominée par la présence des pièges profonds à électrons considérés comme centres de recombinaison.
- 8) L'utilisation d'un écart progressive de fenêtre $Al_xGa_{1-x}As$ améliore la résistivité de la cellule à une irradiation, électrons, protons ou neutrons.
- 9) l'augmentation de l'épaisseur de la fenêtre $Al_xGa_{1-x}As$ graduelle de 0.09 à 0.3 μm améliore la résistivité de la cellule solaire à l'irradiation, électrons, protons ou neutrons.
- 10) La densité de courant J_{sc} est plus sensible à une irradiation électronique tandis que V_{co} est un peu plus sensibles à l'irradiation protonique. Cela donne à peu près le même effet de ces deux types d'irradiation sur le rendement de conversion de la cellule.

Références

Références

- [1] S. Pagala, Study of defects in technologically important III-V compound semiconductors, Master of science, B.tech, Kakatiya University, December 2005.
- [2] C.B. Honsberg, Design and fabrication of thin light-trapped GaAs solar cells, PH.D thesis, University of Delaware, 1992.
- [3] P.D. Demoulias, The physics and modeling of gallium arsenide solar cells, PH.D thesis, Purdue University, 1988.
- [4] L. Sellam, Effet de l'irradiation par des particules Alpha sur l'arséniure de gallium, M.Sc. thèse, Université Sherbrook Canada, 1999.
- [5] Cohen, J. D. (1984), Semiconductors and Semimetals, Pankove, J. I. ed. (Academic Press, Orlando), Vol. 21C, Chapter 2.
- [6] Main, C., Webb, D. P., and Reynolds, S. (1995) Proceedings of 8th International School on Condensed Matter Physics, Marshall, J. M. et al eds. (Research Studies Press, Taunton), p.12.
- [7] Merazga, A., Belgacem, H., Main, C., and Reynolds, S. (1999) Solid State Commun, 112. 535.
- [8] Mahawaela, Development of high band gap high efficiency photovoltaic device, PH.D thesis, University of South Florida, June 24, 2004.
- [9] A. Labouret, P. Cumunel, J. P. Braun et B. Faraggi, Cellules solaires les bases de l'énergie photovoltaïque, 5^{ème} édition, Paris, 2010.
- [10] E. Desvoivres, M. Barthélémy, W. Kofman, J. Lilienstein, A. Herique, S. Douté, B. Schmitt, E. Quirico, Le système solaire revisité, éditions Eyrolles 61, Bld Saint-Germain 75240 Paris Cedex 05.
- [11] <http://www.sciencesetavenir.fr/>.
- [12] D. Pinson, Analysis of radiation damaged and annealed gallium arsenide and indium phosphide solar cells using deep level transient spectroscopy techniques, PH.D thesis, Naval postgraduate school Monterey California, March, 1991.
- [13] <http://www.lpp.fr/Notre-recherche-en-quelques-mots>.
- [14] J.C. Boudenot, L'Environnement Spatial, Collection "Que sais-je ?", Ed. Presses Universitaires de France, 1995.

Références

- [15] G. Bentoumi, Simulation et caractérisation d'un détecteur à neutron à base d'un scintillateur liquide linear alkyl benzene (LAB) chargé en bore, Diplôme de maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal, Aout, 2011.
- [16] B.Equer, Energie solaire photovoltaïque, physique et technologie de la conversion photovoltaïque, volume 1, Ellipses.
- [17] Daniel Blanc, les rayonnements ionisants, Elsevier, Masson, 1999.
- [18] <http://www.sciencesetavenir.fr/>.
- [19] S.M.Sze, Physics of semiconductor devices, 2nd Edition, John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [20] V. Gorge, Caractérisation de matériau et tests de composants des cellules solaires à base des nitrures des éléments III-V, PH.D thèse, Université Paris-SUD 11, 2 mai, 2012.
- [21] P. Würfel, Physics of solar cells from principles to new concepts, Wiley-VCH, 2005.
- [22] OMM, Guide des instruments et des observations météorologiques, 4^{ème} édition.
- [23] A. Benhammou, Optimisation d'un nouveau système de séchage solaire modulaire pour plantes aromatiques et médicinales, PH.D thèse, Université de Abou Bekr Belkaid Telemcen, 2010.
- [24] P. Chevallier, Interaction du rayonnement avec la matière (Technique d'ingénieur).
- [25] M. Boutillier, Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser, PH.D thèse, Université de Toulouse III-Paul Sabatier.
- [26] I.M.Martin, F.Alberne et G.Vedrenne, Variation du flux des neutrons rapides et des rayons gamma d'origine cosmique en fonction de la latitude et de l'altitude, Revista Brasileira de Fisica, Vol.1, N° 2, 1971.
- [27] K.Olender and al, Native Deep-level defects in MBE-Grown p-type CdTe, ACTA Physica Polonica A, Vol 120, N° 5, 2011.
- [28] G.Monier, Nanostructuration de surface de GaAs : Oxydation et Nitruration, PH.D thèse, Université Blaise Pascal-CLERMONT II, 2011.
- [29] K.Djeriouat, Optimisation du rendement des cellules photovoltaïques à hétérojonction GaInP/GaAs, PH.M. thèse, Université Abou Bakr Belkaid Telemcen, 2011.
- [30] E.Despiau Pujo, Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés, PH.D thèses, Ecole polytechnique, 2009.

Références

- [31] K.P.Pande, D.H.Reep, S.K.Shastry, A.S.Weiner, J.M.Borrego and S.K.Ghandh, The preparation and properties of thin polycrystalline GaAs solar cell with grain Boundary Edge passivation, IEEE, ED-27, N^o4, 1980.
- [32] H.C.Hamaker, C.W.Ford, J.G.Werthen, G.F.Virshup and N.R.Kaminar, 26% efficient magnesium-doped AlGaAs/GaAs solar concentrator cells, Appl.Phys, 47, 762-764, 1985.
- [33] X.B.Xiang, Y.Xu, X.Y.Fei, B.Li, A multi-Wafer LPE technique for Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunction, SEMSC, 35, 69-74, 1994.
- [34] Donald A. Neamen, Mc Graw-Hill, Semiconductor physics and devices basic principles, Third Edition, 2003.
- [35] J.S.Blakemore, Semiconducting and other major properties of gallium arsenide, J.Appl.Phys, 53(10), R123-R181, 1982.
- [36] M.Halka, B.Nordstrom, Periodic table of the elements, United states of America, 2010.
- [37] Sheng S.Li, Semiconductor physical Electronics, Second Edition, 2006.
- [38] Sadao.Adachi, Properties of Aluminium Gallium Arsenide, IEEE, INSPEC, 1993.
- [39] H. Jian-Min, W. Yi-Yong, Z. Zhongwei, Y. De-Zhuang, H. Shi-Yu, A study on the degradation of GaAs/Ge solar cells irradiated by <200 keV protons, Science direct, 266, 267-270, 2007.
- [40] Sadao.Adachi, Optical Constants of crystalline and Amorphous semiconductors- Numerical Data and Graphical Information, Kluwer Academic Publishers, UAS, 1999.
- [41] K.Brennan, A.Brown, Theory of Modern electronic semiconductor devices, A Wiley-Interscience Publication, New York, 2002.
- [42] A.W. Bettl, F. Dimroth, G. Stollwerck, O.V. Sulima, III-V compound for solar cell applications, Appl. Phys, A 69, 119-129, 1999.
- [43] B.J.Van Zeghbroeck, Principles of electronic devices, 1996.
- [44] D. Pons, J.C.Bourgoin, Irradiation-induced defects in GaAs, J Phys C Solid State Phys. 18, (1985)3839-3871.
- [45] Geraldo L.Araujo, Compound Semiconductor Solar cells,
- [46] M. Yamaguchi, Radiation-resistant solar cells for space use, Solar Energy Materials & Solar Cells 68 (2001) 31-53.
- [47] J.C. Bourgoin, N. de Angelis, Radiation-induced defects in solar cell materials, Solar Energy Materials and Solar Cells 66 (2001) 467-477.

Références

- [48] B. Danilchenko, A. Budnyk, L. Shpinar, D. Poplavskyy, S.E. Zelensky, K.W.J. Barnham, N.J. Ekins-Daukes, 1MeV electron irradiation influence on GaAs solar cell performance, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 92 (2008) 1336– 1340.
- [49] N. Chandrasekaran, T. Soga, Y. Inuzuka, M. Imaizumi, H. Taguchi, T. Jimbo, 1 MeV electron irradiation effects of GaAs/Si solar cells, *Mater Res Soc Symp Proc.* 836 (2005), L6.7.1–6.7.6.
- [50] J. H. Warner, G. P. Summers, R. J. Walters, and S. R. Messenger, Energy dependence of majority carrier defect introduction rates in p+n GaAs photodiodes irradiated with protons, *J. Appl. Phys.* 96(2004) 7225-7228.
- [51] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, and R. Bhat, Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, *J. Appl. Phys.* 60, 754 (1986).
- [52] S.M. Khanna, G.H. Yousefi, J.B. Webb and Z. Wasilewski, Comparison of Proton, Neutron and Electron Radiation-Induced Electron Traps in IM-GaAs Epilayers Studied by Deep Level Transient Spectroscopy, Defence research establishment ottawa technical memorandum dreotm, 1999.
- [53] Loo RY, Kamath GS, Li SS. Radiation damage and annealing in GaAs solar cells, *IEEE Trans Electron Dev* 1990, 37(2):85.
- [54] J.C. Bourgoin, M. Zazoui, Irradiation-induced degradation in solar cell: characterization of recombination centres, *Semicond. Sci. Technol.* 17 (2002) 453–60.
- [55] S. S. Li, W. L. Wang, Lai, and R. T. Owen, *J. Electron. Mater.* 9, 335 (1980).
- [56] F. H. Eisen, K. Bachem, E. Klausman, K. Koehler, and R. Haddad, *J. Appl. Phys.* 72, 5593 (1992)
- [57] S. S. Li, R. Y. Loo, Deep-level defects and numerical simulation of radiation damage in GaAs solar cells, *Solar Cells*, 31 (1991) 349-377.
- [58] S. R. Messenger, R. J. Walters, E. A. Burke, G. P. Summers, and M. A. Xapsos, NIEL and Damage Correlations for High-Energy Protons in Gallium Arsenide Devices , *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 48 (2001)2121-2126.
- [59] F.D. Auret, A. Wilson, S.A. Goodman, G. Myburg, W.E. Meyer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* Volume 90, Issues 1–4, 2 May 1994, Pages 387–391.
- [60] R. Millett, J. Wheeldon, T. Hal, H. Schriemer, Towards Modelling Semiconductor Heterojunctions, COMSOL Users Conference, Boston, 2006.

Références

- [61] X. Y. Lee, Ashish K. Verma, Charles Q. Wu, Mark Goertemiller and Eli Yablonovitch, Thin Film GaAs solar cells on glass substrates by epitaxial liftoff, IEEE, 53-55, 1996.
- [62] S. Khelifi et A. Belghachi, Le Rôle de la Couche Fenêtre dans les Performances d'une Cellule Solaire GaAs, Rev. Energ. Ren. Vol.7 (2004)13-21.
- [63] R.H.Parekh, A.M.Barnett, Transactions on electron devices, IEEE Vol ED-31, N° .5, 1984, P 577.
- [64] K.P. Brieger, W.Gerlach and J.Pelka, The Influence of Surface Charge and Bevel Angle on the Blocking Behavior of a High-Voltage p+-n-n+ Device, IEEE Transactions on electron devices, VOL. ED-31, N° 6, 1984.
- [65] R.H.Parekh and A.M.Barnett, S.Memberie, Improved Performance Design of Gallium Arsenide Solar Cells for Space, IEEE Transactions on electron devices, VOL. ED-31, N° 5, May 1984.
- [66] J.M.Woodall, H.J.Hovcl, High-efficiency Ga_{1-x}Al_x/GaAs solar cells, Appl. phys. Lett, Vol. 21, N° 8, 1972.
- [67] J.J. Liou, W.W.Wong, Comparisons and optimigration of the performance of si and GaAs Solar cells, Solar Energy materiale and solar cells, 28(1992)9-28.
- [68] H.Mathieu, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, 3^{ed}, Masson, Paris 1996.
- [69] D.B.Jackrel, INGAAs and GaInNAs(SB) 1064 NM Photodetectors and solar cells on GaAs Substrates, PH.D theses, Stanford University, December 2005.
- [70] B.A. Danilchenko, A.P.Budnyk, L.I.Shpinar, I.I.Yaskovets, K.W.J.Barnham, N.J.Ekins-Daukes, Radiation resistance of GaAs solar cells and hot carriers, Solar Energy Materials & Solar Cells 95 (2011) 2551-2556.
- [71] A.F. Meftah, N Sengouga and A.M Meftah, Prediction of the performance degradation of GaAs solar cells by electron irradiation, Revue des Energies Renouvelables Vol. 11 N°4 (2008) 603 - 610.
- [72] Yamaguchi, M. ; Amano, ⁶⁰Co γ -ray and electron irradiation damage of GaAs single crystals and solar cells, Chikara Journal of Applied Physics, Vol 54, 9, (1983) pp 5021.
- [73] R. Knechtli, S. Member, R.Y. Loo, and G. S.Kamat, High-Efficiency GaAs Solar Cells, IEEE Transactions on electron devices, VOL. ED-31, N° 5, MAY 1984.
- [74] M. Yamaguchi, Radiation-resistant solar cells for space use, Solar Energy Materials and Solar Cells 68 (2001) 31-53.

Références

- [75] J.C. Bourgoin, N. de Angelis, Radiation-induced defects in solar cell materials, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 66 (2001) 467-477.
- [76] M.Hadrami, L.Roubi, M.Zazoui, J.C.Bourgoin, Relation between solar cell parameters and space degradation, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 90 (2006) 1486-1497.
- [77]J.H. Warner, Scott R. Messenger, Robert J. Walters, Geoffrey P. Summers, Justin R. Lorentzen, David M. Wilt, and Mark A. Smith, Correlation of Electron Radiation Induced-Damage in GaAs Solar Cells, *IEEE Transactions on nuclear science*, VOL. 53, N^o. 4, August 2006.
- [78] J.H. Warner, Cory D. Cress, Scott R. Messenger, Robert J. Walters, Steve A. Ringel, and Jeongho Park, A Deep Level Transient Spectroscopy Study of Electron and Proton Irradiated p-n GaAs Diodes, , *IEEE Transactions on nuclear science*, VOL. 57, N^o. 4, August 2010.
- [79] B. Li, X.B. Xiang, Z.P. You, Y. Xu, X.Y. Fei, X.B. Liao, High efficiency Al_xGa_{1-x}As/GaAs solar cells:Fabrication, irradiation and annealing effect, , *Solar Energy Materials and Solar Cells* 44 (1996) 63-67.
- [80] X.B Xiang, W. Du, X. Chang, X. Liao, Electron irradiation and thermal annealing effect on GaAs solar cells, , *Solar Energy Materials & Solar Cells* 55 (1998) 313-322.
- [81]R. Loo et al, High energy proton radiation damage to (AlGa)As-GaAs solar cells, Contract NAS1-14727, Final Rep., June 1979.
- [82] R.Y. Loo et al, Low energy proton radiation damage to (AlGa)As-GaAs solar cells, Contract NAS1-15443, Jan. 1979.
- [83]R. Y. Loo et al, Medium energy proton radiation damage to (AlGa)As- GaAs solar cells, Contract NAS1-15926, IEEE, 1984.
- [84] S. R. Messenger, R. J. Walters, G. P. Summers, and E. A. Burke, Characterizing Solar Proton Energy Spectra for Radiation Effects Applications, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, VOL. 47, N^o. 6, December 2000.
- [85]J. H. Warner, S. R. Messenger, R. J. Walters, and G. P. Summers, Displacement Damage Correlation of Proton and Silicon Ion Radiation in GaAs, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, VOL. 52, N^o. 6, December 2005.
- [86]Z. Fenfen, H. Jianmin, Z. Yifan, L. Fang, Study of defects in proton irradiated GaAs/AlGaAs solar cells, *Applied Surface Science* 255 (2009) 8257–8262.
- [87]J. Szatkowski, K. Sieranski, E.P aczek-Popko, Z.Gumienny, Deep level defects in proton irradiated p-type Al_{0.5} Ga_{0.5} As, *PhysicaB404*(2009)4967–4969.

Références

- [88] S. R. Messenger, E. A Burke, J. Lorentzen, R. J. Walters, J.H. Warner, G. P. Summers, S. L. Murray, C. S. Murray, C. J. Crowley. N.A. Elkouh, The correlation of proton and neutron damage in photovoltaics, IEEE 2005 p559.
- [89] AM.Meftah, Etude des propriétés de transport dans les structures photovoltaïques à base de silicium amorphe hydrogéné en régime stationnaire et transitoire, PH.D thèse de doctorat, Université de Biskra, 2005.
- [90] Selberherr, Analysis and Simulation of Semiconductor Devices , Berlin : Springer, 1984.
- [91] Kurata. M, Numerical analysis for semiconductor devices, (Lexington, MA.Heath), 1982.
- [92] W. laiadi, Prédiction par simulation numérique des paramètres optimums, liés au matériau et à la structure, d'une cellule solaire en GaAs, PH.M thèse, Université de Biskra, 2008.
- [93]M. Zeman, M. Kroon, J. V. D. Heuvel, Amorphons semiconductor analysis, user's manual, version 3.3, 2000.
- [94] Fridrikhov. S et Movnine. S, Bases Physiques de la Technique Electronique, Edition Mir, Moscou 1985.
- [95] Sapoval. B et Herman. C, Physique des Semiconducteurs, Edition Ellipses, Paris 1990.
- [96] Hall, R. N., and Dunlap, W. C. (1950) Phys. Rev. 80. 467.
- [97] S.P.Kotamraju, Deep level transient spectroscopy study of INGaAs Grown by MBE and MOCVD for multi-junction solar cells, M.S,University South Alabama, August 2005.
- [98] R.N.Hall, Electron-hole recombinaison in germanium, Phys.Rev.Vol 87,387,1952.
- [99]W.Schockley,W.T.Read, Statistics of the recombination of holes and electrons,Phys.Rev,Vol,87,835, 1952.
- [100] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices , New York: Wiley-Interscience, 1969.
- [101] Simmons, J. G. and Taylor, G. W. (1971) Phys. Rev. B 4. 502.
- [102] Marshall, J. M. et al eds. (World Scientific, Singapore), p.270.
- [103] M.Boumahrat, A.Gourdin , Méthodes numériques appliquées, OPU,1993.
- [104] S. Adachi, GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications, J. Appl. Phys, 58(3) R1-R29, 1985.
- [105] D. A Neamen, Semiconductor Physics and Devices, Basic Principles, Mc Graw Hill, 3rd Edition, 2003.

Références

- [106] B. Li, X.B. Xiang, Z.P. You, y. Xu , X.Y. Fei, X.B. Liao, High efficiency Al_xGa_{1-x}As/GaAs solar cells: Fabrication, irradiation and annealing effect, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 44 (1996) 63-67.
- [107]S. P. Philipps, D. Stetter, R. Hoheisel, M. Hermle, F. Dimroth and A. W. Bett, characterization and numerical modeling of the temperature-dependent behavior of GaAs solar cells, 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference, 1-5 September 2008, Valencia, Spain.
- [108]D. Pons, J.C.Bourgoin, Irradiation-induced defects in GaAs, *J Phys C Solid State Phys.* 18 (1985)3839–3871.
- [109]N. de Angelis, J.C. Bourgoin, T. Takamoto, A. Khan, M. Yamaguchi, Solar cell degradation by electron irradiation. Comparison between Si, GaAs and GaInP cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 66 (2001) 495-500.
- [110]S. Makham, M. Zazoui, G. C. Sun, J C Bourgoin, Prediction of proton-induced degradation of GaAs space solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 90 (2006) 1513–1518.
- [111] Robert y. loo, g. sanjiv kamath, and sheng s. li, Radiation Damage and Annealing in GaAs Solar Cells, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 31, N^o. 2, February 1990.
- [112] Meftah AF, Sengouga N, Meftah AM, Khelifi S. Numerical simulation of the effect of the Al molar fraction and thickness of an Al_xGa_{1-x}As window on the sensitivity of a p⁺-n-n⁺ GaAs solar cell to 1 MeV electron irradiation. *Renewable Energy* (2009),34:2426–31.
- [113] Crespin. Al, A Novel approach to modeling the effect of radiation in Gallium–Arsenide solar cells using Silvaco’s Atlas software. Master thesis, Naval Postgraduate School: Monterey (CA), 2004.
- [114] Michael. S, A Novel approach for the modelling of advanced photovoltaic devices using the SILVACO/ATLAS virtual wafer fabrication tools, *Solar Energy Mater Sol Cells* 2005, 87:771.
- [115] W. Rong, G. Zengliang, Z. Xinghui, Z. Zuoxu, proton irradiation effects on GaAs/Ge solar cells for space use *Solar Energy Materials & Solar Cells* 77 (2003).
- [116] F.D. Auret, A. Wilson, S.A. Goodman, G. Myburg, W.E. Meyer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* Volume 90, Issues 1–4, 2 May 1994, Pages 387–391.

Références

[117]S.R. Messenger, E. A Burke, J. Lorentzen et all, the correlation of proton and neutron damage in photovoltaics, Photovoltaic Specialists Conference, 2005. Conference Record of the Thirty-first IEEE.

Publications

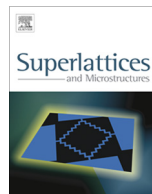
W. Laiadi, A.F. Meftah, N. Sengouga, A.M. Meftah, Irradiation effect on the electrical characteristics of an AlGaAs/GaAs based solar cell: Comparison between electron and proton irradiation by numerical simulation, Superlattices and Microstructures, Volume 58, June 2013, Pages 44–52.



ELSEVIER

Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Superlattices and Microstructures

journal homepage: www.elsevier.com/locate/superlattices

Irradiation effect on the electrical characteristics of an AlGaAs/GaAs based solar cell: Comparison between electron and proton irradiation by numerical simulation

W. Laiadi, Af. Meftah, N. Sengouga*, Am. Meftah

Laboratory of Metallic and Semiconducting Materials (LMSM), Université de Biskra, BP 145, 07000 Biskra RP, Algeria

ARTICLE INFO

Article history:

Received 27 September 2012

Received in revised form 27 February 2013

Accepted 12 March 2013

Available online 17 March 2013

Keywords:

AlGaAs window

GaAs solar cell

Electrons

Protons

Irradiation

Numerical simulation

ABSTRACT

In this work we use numerical simulation to make a comparison between the effect of electron and proton irradiation on the current voltage (J – V) characteristics of a GaAs based solar cell. This is an extension of a previous work in which we have demonstrated that the use of a gradual gap $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ window improves the resistivity of the cell to electron irradiation. In this paper we use the gradual gap $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ layer as window material on the top of the GaAs cell and we study the effect of its thickness on the output parameters of the cell exposed to 1 MeV electron and proton irradiation. The external cell parameters are: the short circuit current (J_{sc}), the open circuit voltage (V_{oc}), the fill factor (FF) and the conversion efficiency (η). Our results show that J_{sc} is more sensitive to electron irradiation while V_{oc} is a little bit more sensitive to proton irradiation. This gives nearly the same effect of the two types of irradiation on the conversion efficiency of the cell. We found also that the increase of the gradual $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ window thickness from 0.09 to 0.3 μm improves the resistivity of the solar cell to irradiation.

© 2013 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The study of the radiation effect on semiconductor devices has been an important field of research for many years now. The space environment consists of many different types of energetic particles.

* Corresponding author. Tel.: +213 5 53 44 20 80; fax: +213 33 74 10 87.

E-mail address: n.sengouga@univ-biskra.dz (N. Sengouga).

Electrons and protons with a wide range of energies dominate the space-radiation environment [1]. These particles can induce a serious degradation in the electrical performance of the solar cells used as power sources for satellites [1–6]. The requirement of radiation resistant and high efficiency solar cells has pushed the III–V technology to totally replace the silicon technology in space applications since they have higher conversion efficiency and radiation resistance [2–4,7–10]. Gallium Arsenide is the most advanced amongst III–V semiconductors, which has excellent conversion efficiency and good radiation tolerance [2–4,7–10].

Predicting the effect of particle irradiation in devices is a way to estimate the lifetime of a device exposed to these particles. The mechanism of irradiation-induced degradation has been widely studied. High-energy electron and proton irradiation produce atomic displacements in semiconductor materials and, as a result, lattice defects such as vacancies, interstitials, complex defects are generated. Lattice defects that act as recombination centers or majority- and minority-carrier trapping centers cause a decrease in the output power of solar cells [4].

Deep-level Transient Spectroscopy (DLTS) is the most employed technique to characterize defects created by irradiation. For example, for electron irradiation: the introduction rate, the energy levels and the capture cross sections of defects in GaAs were determined by many research groups [4,7,11–13]. Effects due to irradiation with protons have also received considerable attention. Many papers give the energy levels and capture cross sections of defects created by proton irradiation, using DLTS measurements [13–18]. However, little information on the defect's introduction rates are given, in particular the introduction rates of hole traps.

In a previous study, numerical simulations were performed to investigate how the radiation sensitivity of a p⁺n solar cell after exposure to 1 MeV electron irradiation was influenced by the layer thickness and Al mole fraction of the Al_xGa_{1-x}As window layer [19,20]. This work is an extension of the previous work which has now been extended to consider the effects of proton irradiation. The degradation of the photovoltaic response is simulated using a defect-based physics model. The defect parameters, i.e. defect activation energy, capture cross section and introduction rates, are required as inputs to the model and these data were found in the literature [12–18]. The degradation of the photovoltaic response is compared for electron and proton irradiation.

2. Numerical simulation

The simulation program used is the same developed in our previous works [19–21], based on the Kurata method [22] which gives a one-dimensional numerical solution of the carrier transport problem in a p⁺n GaAs solar cell, a typical GaAs based solar cell configuration. A stationary simultaneous solution of Poisson's equation and hole and electron continuity equations, approximated by a finite difference, is obtained. Further details can be found in [19,21]. The p⁺ Al_xGa_{1-x}As window is formed by Al_{0.31}Ga_{0.69}As/Al_{0.19}Ga_{0.81}As/Al_{0.1}Ga_{0.9}As layers with gradual energy gaps. We found in our previous studies that incorporating an AlGaAs window layer structure with a gradual change in energy gap enhances the spectral response at shorter wavelengths [19,20]. The thicknesses and doping densities of each layer are given in Table 1. Fig. 1a shows the equilibrium energy band diagram of the p⁺n GaAs solar cell. In Fig. 1b, the band diagram of a standard p⁺n GaAs solar cell, similar to that of Ref. [16] is shown for comparison. The advantage of our design is the internal electric field, due to the gradual band profile, helps in reducing recombination. The cell's top surface is subjected to AM0 illumination with a power density of 135.6 W/cm² [23].

Table 1

Description of the p⁺n GaAs solar cell structure modeled in this study. The layer thicknesses and doping concentrations are given.

	Window (p ⁺)			Emitter (p ⁺)	Base (n)	Collector (n ⁺)
	Al _{0.31} Ga _{0.69} As	Al _{0.19} Ga _{0.81} As	Al _{0.1} Ga _{0.9} As			
Thickness (μm)	0.03	0.03	0.03	0.44	2.97	0.5
Doping (cm ⁻³)	1 × 10 ¹⁸	1 × 10 ¹⁸	1 × 10 ¹⁸	4 × 10 ¹⁷	10 ¹⁶	2 × 10 ¹⁷

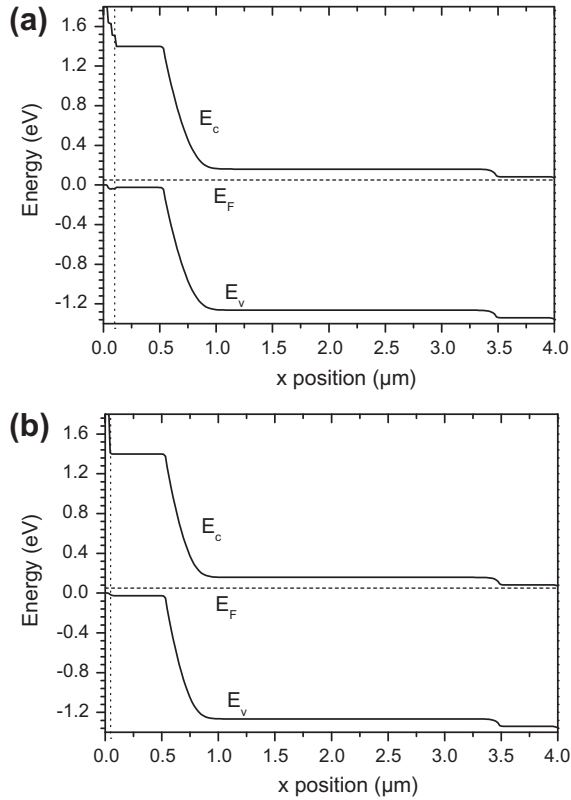


Fig. 1. (a) The band diagram of the p^+n GaAs solar cell, with a graded AlGaAs band gap, simulated in this work in equilibrium (no illumination and no bias) showing the band discontinuities at the AlGaAs/GaAs interface. (b) The band diagram of a standard p^+n GaAs solar cell, similar to that in Ref. [12], in equilibrium for comparison with the solar cell structure used in this work (a).

Irradiation-induced defects are defined by their defect concentrations (introduction rate \times irradiation fluence), their ionization energies E_t and the electron and hole capture cross sections σ_n and σ_p . 1 MeV electron irradiation of GaAs solar cells generally produces three to four electron traps and one to four hole traps, depending on the electron fluence and flux, and the defect density and the number increases with increasing electron fluence and flux [11]. The electron and the hole traps parameters used in this work are those in [8,12], and are summarized in Table 2.

For 1 MeV proton irradiation, the electron traps parameters used are those in [13,14], and summarized in Table 3. Unfortunately, for the hole traps (minority carrier's traps in n-type GaAs), it was very difficult to find values in the literature. For example, [16] gives only the energy levels and capture cross section for 53 MeV proton irradiation while their introduction rates were not evaluated since they seem to disappear as the fluence increases. In [13], it was reported that the introduction rate decreases with proton energy for electron traps (majority carrier's traps). The same energy dependence was observed for minority carrier lifetime measurements on GaAs bulk light-emitting diodes [24]. In the same context, a prediction gives $300\text{--}500\text{ cm}^{-1}$ for the introduction rate value of recombination centers induced by 1 MeV proton irradiation [25,26]. In [11] comparable energies with those of [13,16] were found. Therefore we have used commonly observed defects in these references. Their introduction rates were roughly deduced taking into account their observed dependence on energy and fluence from the discussion above. Table 4 summarizes the parameters of the hole traps used in this work.

Table 2

Summary of introduction rates, activation energies, and capture cross sections for majority electron traps and minority hole traps in n-type GaAs after 1 MeV electron irradiation [12,13].

Defects	k (cm ⁻¹)	$E_C - E_T$ (eV)	σ_n (cm ²)
E_1	1.50	0.045	2.2×10^{-15}
E_2	1.50	0.140	1.2×10^{-13}
E_3	0.40	0.300	6.2×10^{-15}
E_4	0.08	0.760	3.1×10^{-14}
E_5	0.10	0.960	1.9×10^{-12}
	k (cm ⁻¹)	$E_V + E_T$ (eV)	σ_p (cm ²)
H_0	0.8	0.06	1.6×10^{-16}
H_1	0.1–0.7 (assumed 0.4 in this work)	0.29	5.0×10^{-15}
H_2	Not given (assumed 0.1) in this work)	0.41	2.0×10^{-16}
H_3	0.2	0.71	1.2×10^{-14}

Table 3

Summary of introduction rates, activation energies, and capture cross sections for majority electron traps in n-type GaAs after 1 MeV proton irradiation [14,15].

Defects	k (cm ⁻¹)	$E_C - E_T$ (eV)	σ_n (cm ²)
PR1	42.6	0.791	2.03×10^{-12}
PR2	43.5	0.637	2.1×10^{-13}
PR4'	130.0	0.358	2.2×10^{-14}
PR4''	136.5	0.313	7.8×10^{-15}
PR5	181.9	0.110	4×10^{-15}

Table 4

Summary of minority hole traps in n-type GaAs subjected to 1 MeV proton irradiation: energy levels and capture cross sections are from [14] while the introduction rates are roughly estimated from [11].

Defects	k (cm ⁻¹)	$E_V + E_T$ (eV)	σ_p (cm ²)
PH2	20 (assumed)	0.213	8.5×10^{-17}
PH3	40 (assumed)	0.355	1.7×10^{-15}
PH4	200 (assumed)	0.422	1.5×10^{-15}
PH5	240 (assumed)	0.544	5.8×10^{-18}

Usually, the irradiation fluence of protons is less than that of electrons [1–16]. Hence, a fluence range of 10^{11} – 10^{13} cm⁻² for protons [11,13–16] and 10^{14} – 10^{16} cm⁻² for electrons [1–12] are used.

3. Results and discussion

3.1. Electron irradiation

The J – V characteristics of the solar cell simulated at 300 K under AM0 before and after electron irradiation are shown in Fig. 2. The photovoltaic outputs of the cell: the short circuit current density (J_{sc}), the open circuit voltage (V_{oc}), the fill factor (FF) and the conversion efficiency (η) as a function of fluence are extracted from Fig. 2 and provided in Table 5. The initial values are: 23.86 mA/cm², 1.01 V, 0.88 and 15.6%, respectively. These values are in the measured range [27–30].

At the highest fluence (10^{16} cm⁻²) the remaining value of J_{sc} is 0.6 which is in the range of experimental measurements from Refs. [25,26]. However, this value in Ref. [30] is 0.75 which is a bit higher than our simulated results. The remaining value of V_{oc} is 0.67 which is roughly in agreement with the V_{oc} degradation measurement from Refs. [2,25,26]. However, this value is about 0.75 and 0.87 in Refs. [29,30], respectively. The parameter that shows the least sensitivity to electron irradiation is FF. Its

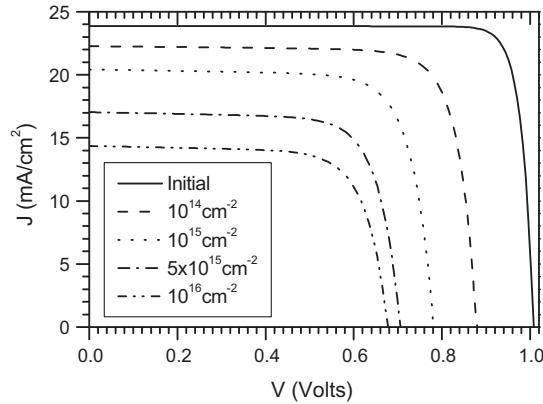


Fig. 2. The illuminated J - V characteristic of the p^+n GaAs solar cell: solid line; before electron irradiation and dotted lines; 10^{14} , 10^{15} , 5×10^{15} and 10^{16} cm^{-2} fluences.

Table 5

The output parameters, extracted from Fig. 2, of the p^+n GaAs solar cell before (initial) and after 1 MeV electron irradiation for different fluences.

Fluence (cm^{-2})	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc} (V)	FF	$\eta\%$
Initial (10^{10})	23.86	1.01	0.88	15.60
10^{14}	22.27	0.88	0.796	11.5
10^{15}	20.416	0.781	0.765	8.70
5×10^{15}	17.04	0.706	0.751	6.60
1×10^{16}	14.362	0.678	0.730	5.23

remaining value is 0.83 which is similar to measurements in Refs. [29,30]. Finally our results give a remaining value of 0.33 for η which is in agreement with Ref. [1]. However this value is a bit less than 0.5 reported by Refs. [4,29,30]. The differences between our simulation results with some measurements may be due to the difference of the structures used in these references.

Now the effect of the p^+ AlGaAs window and the p^+ GaAs emitter thicknesses is studied. However, it is well known that the increase of the total thickness of the p^+ layer is not desirable because it encourages further direct recombination. Thus, two cases are considered. First, the whole p^+ (AlGaAs/GaAs) layer thickness is kept constant at $0.53 \mu\text{m}$ while that of the p^+ AlGaAs window is increased from 0.09 to 0.3 and to $0.4 \mu\text{m}$. Second, the p^+ AlGaAs window thickness is kept constant at $0.09 \mu\text{m}$ while that of the p^+ GaAs emitter is decreased from 0.44 to 0.2 and to $0.1 \mu\text{m}$. The output parameters at initial and degraded states (10^{16}cm^{-2}) are summarized in Table 6. For the first case, we notice an improvement in J_{sc} at the degraded state, from 14.36 to $15.72 \text{ mA}/\text{cm}^2$ for the $0.3 \mu\text{m}$ thick AlGaAs window. V_{oc} and FF exhibit very small increase and thus are less affected. The corresponding increase in efficiency is from 5.23% to 5.80% . In the second case J_{sc} reaches $17.56 \text{ mA}/\text{cm}^2$ at the degraded state when the p^+ GaAs emitter thickness is decreased from 0.44 to $0.1 \mu\text{m}$. This gives an improvement of the efficiency at the degraded state from 5.80% to 6.41% . V_{oc} shows a very small increase at $0.1 \mu\text{m}$ while FF decreases a little bit. Thus, the optimum thicknesses of the p^+ AlGaAs window and the p^+ GaAs emitter layers are: 0.09 and $0.1 \mu\text{m}$ respectively.

3.2. Proton irradiation

In this section we present the effect of the proton irradiation on the photovoltaic outputs parameters of the solar cell. The J - V characteristics simulated before and after proton irradiation are shown in Fig. 3. Table 7 gives the value of J_{sc} , V_{oc} , FF and η before and after irradiation extracted from Fig. 3.

Table 6

The output parameters of the p⁺n GaAs solar cell before (initial) and after 1 MeV electron irradiation (degraded with a fluence of 10¹⁶ cm⁻²) for different Al_xGa_{1-x}As window and p⁺ GaAs thicknesses.

p ⁺ (AlGaAs/GaAs) thickness (μm)	AlGaAs thickness (μm)	State	J _{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF	η%
0.53	0.09	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	14.36	0.678	0.730	5.23
	0.3	Initial	21.83	1.01	0.88	14.26
		Degraded	15.72	0.682	0.737	5.80
	0.4	Initial	20.97	1.01	0.88	13.70
		Degraded	14.67	0.687	0.737	5.40
AlGaAs thickness (μm)	p ⁺ GaAs thickness (μm)					
0.09	0.44	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	14.36	0.678	0.730	5.23
	0.2	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	17.41	0.682	0.733	6.40
	0.1	Initial	23.85	1.01	0.88	15.58
		Degraded	17.56	0.683	0.727	6.41

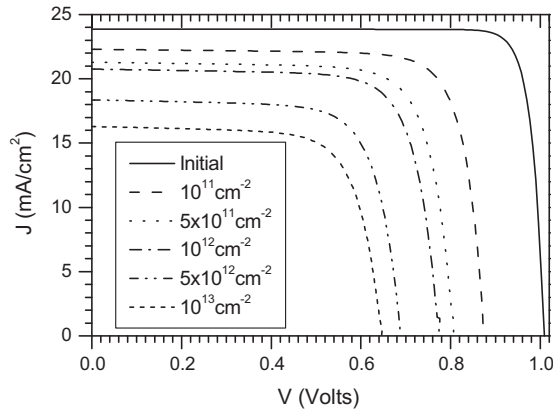


Fig. 3. The illuminated *J*–*V* characteristic of the p⁺n GaAs solar cell: solid line; before proton irradiation and dotted lines; 10¹¹, 5 × 10¹¹, 10¹², 5 × 10¹², 10¹³ cm⁻² fluences.

Table 7

The output parameters, extracted from Fig. 3, of the p⁺n GaAs solar cell before and after 1 MeV proton irradiation for different fluences.

Fluence (cm ⁻²)	J _{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF	η%
Initial (10 ¹⁰)	23.86	1.01	0.88	15.60
10 ¹¹	22.29	0.876	0.796	11.43
5 × 10 ¹¹	21.29	0.806	0.763	9.74
10 ¹²	20.75	0.773	0.751	8.98
5 × 10 ¹²	18.36	0.688	0.743	6.85
10 ¹³	16.29	0.646	0.723	5.60

The output parameters of the solar cell decrease with increasing fluence, in consistency with other studies [13–18]. The remaining values of these parameters at the final fluence (10¹³ cm⁻²) are found to be 0.68, 0.64, 0.82 and 0.36 for J_{sc}, V_{oc}, FF and η respectively. Unfortunately, we have not found experimental studies that give a detailed effect of 1 MeV proton irradiation on the outputs of a GaAs based cell. In [25,26] only the normalized maximum power is provided. It decreases approximately to

Table 8

The output parameters of the p⁺n GaAs solar cell before (initial) and after 1 MeV electron irradiation (degraded with a fluence of 10¹³ cm⁻²) for different Al_xGa_{1-x}As window and p⁺ GaAs thicknesses.

p ⁺ (AlGaAs/GaAs) thickness (μm)	AlGaAs thickness (μm)	State	J _{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF	η%
0.53	0.09	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	16.29	0.646	0.723	5.60
	0.3	Initial	21.83	1.01	0.88	14.26
		Degraded	16.89	0.648	0.726	5.84
	0.4	Initial	20.97	1.01	0.88	13.70
		Degraded	16.00	0.646	0.725	5.50
AlGaAs thickness (μm)	p ⁺ GaAs thickness (μm)					
0.09	0.44	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	16.29	0.646	0.723	5.60
	0.2	Initial	23.86	1.01	0.88	15.60
		Degraded	18.48	0.651	0.72	6.37
	0.1	Initial	23.85	1.01	0.88	15.58
		Degraded	18.50	0.652	0.711	6.30

0.45 at 10¹² cm⁻² proton fluence. According to this, one expects that the normalized maximum power reaches a value below 0.45 at 10¹³ cm⁻² proton fluence. Another study on the displacement damage of proton in GaAs has presented the degradation measurement of the photocurrent as a function of proton fluence normalized to the pre-irradiation values for 2 MeV [1]. According to this study the normalized photocurrent decreases to 0.47 at 10¹³ cm⁻² [1]. It is also expected that for 1 MeV, the normalized photocurrent should be higher.

In Table 8 we present the effect of both the p⁺ AlGaAs window and p⁺ GaAs emitter thicknesses on the solar cell degradation by proton irradiation. The effect is almost similar to that produced by electron irradiation although J_{sc} shows higher values at the degraded state while V_{oc} shows lower values. When the p⁺ GaAs emitter thickness is decreased to 0.2 μm, the degraded value of J_{sc}, V_{oc}, and FF are 18.48 mA/cm², 0.651 V and 0.72, respectively. The corresponding efficiency is 6.37%.

For a p⁺ GaAs emitter thickness of 0.1 μm, FF is more affected in comparison with electron irradiation. Its degraded value is 0.711 while J_{sc} and V_{oc} are 18.50 mA/cm² and 0.652 V respectively. The corresponding efficiency in this case is 6.30%. Thus, the optimum thicknesses of the p⁺ AlGaAs window and the p⁺ GaAs emitter layers are 0.09 and 0.2 μm respectively.

4. Discussion

It was found that the solar cell efficiencies at the degraded state by electron and proton irradiation are almost similar: 5.23% and 5.60% respectively. Despite the similarity of the efficiencies at the degraded states by electron and proton irradiation, the effect on the other parameters is quite different. J_{sc} is more affected by electron irradiation than by proton irradiation. It decreases from 23.86 to 14.36 mA/cm² by 10¹⁶ cm⁻² electron irradiation fluence, and to 16.29 mA/cm² by 10¹³ cm⁻² proton irradiation fluence. However, V_{oc} is a bit more affected by proton irradiation than by electron irradiation respectively. It decreases from 1.01 to 0.678 by 10¹⁶ cm⁻² electron irradiation fluence and to 0.64 V by 10¹³ cm⁻² proton irradiation fluence. A possible explanation of these differences may be due to the type and depth in the energy gap of the defects created by each irradiation type. The electron irradiation (Table 2) creates five electron traps in the n-type GaAs and four hole traps in the p-type. The three deep traps E5, E4 (n-type) and H3 (p-type) can be considered as recombination centers. E5 the deepest one with the greatest capture cross section (1.9 × 10⁻¹²) is responsible of the serious degradation of J_{sc}. On the other hand the two very shallow traps E1 and H0 can be regarded as doping levels. Thus, they may increase the barrier potential at the p⁺n interface. It is well known that the open circuit voltage of a solar cell is related to the barrier built-in voltage. Hence the increase in the barrier will compensate the reduction of V_{oc} by electron irradiation. For proton irradiation (Tables 3 and 4), there are two recombination centers PR1 and PR2 which affect J_{sc} but with reduced effect than in

the case of electron irradiation. However, there are no shallow traps to compensate the effect on V_{oc} . Therefore, V_{oc} is more sensitive to proton irradiation than electron irradiation.

The increase of the $Al_xGa_{1-x}As$ window thickness from 0.09 to 0.3 μm while the whole p^+ layer is kept constant at 0.53 μm , gives little improvement in efficiency at the degraded state; 5.80% in the case of electron irradiation and 5.84% in the case of the proton irradiation. However, the improvement of the degraded efficiency is more important by decreasing the p^+ GaAs emitter thickness. J_{sc} and V_{oc} exhibit an optimum values at a p^+ GaAs emitter thickness of 0.1 μm for both electron and proton irradiations. Contrarily, FF decreases at this thickness, in particular for proton irradiation. The effect of FF is crucial since it provides different optimum p^+ GaAs emitter thicknesses for electron and proton irradiation. For the electron irradiation, the optimum p^+ GaAs emitter thickness is 0.1 μm for which the degraded efficiency is 6.41%. However, for proton irradiation, the optimum p^+ GaAs emitter thickness is 0.2 μm for which the efficiency is 6.37%.

Thus, a better hardness to irradiation is achieved by using a gradual window. This ensures on one hand the splitting of the solar spectrum which improves the photovoltaic response for the short wavelengths. On the other hand, it reduces the discontinuity in the energy bands which is produced between GaAs and an AlGaAs abrupt window. In addition, the reduction of the emitter thickness will minimize recombination. Our design may have the same idea as that of Ref. [31] which uses a graded doping design of InP solar cells. Our design is a graded band gap AlGaAs window. Despite the difference in the design, both designs may have the same effect, i.e. creating an internal electric field which helps in collecting carriers more efficiently by drift.

5. Conclusion

Numerical simulation was used to compare the degradation of a p^+n GaAs solar cell by energetic electrons and protons. Electron and proton irradiations have nearly the same effect on the efficiency of the GaAs solar cell. For the two cases of irradiation, the efficiency degradation is related to the degradation of J_{sc} and V_{oc} , while FF is the least affected parameters. J_{sc} shows a strong degradation from 23.86 to 14.36 mA/cm² by electron irradiation at 10¹⁶ cm⁻² fluence, which gives a remaining value of 0.6. This degradation is related mainly to the presence of E_5 , the deepest recombination center. V_{oc} decreases from 1.01 to 0.687 V which gives a remaining value of 0.67. Therefore J_{sc} is more sensitive to electron irradiation than V_{oc} . For proton irradiation at 10¹³ cm⁻² fluence, we have obtained remaining values of 0.68 for J_{sc} and 0.64 for V_{oc} . Thus V_{oc} is a little bit more sensitive to proton irradiation.

A better hardness to irradiation is achieved by using a thin gradual window AlGaAs (0.09 μm) with a reduced p^+ GaAs emitter thickness. For electron irradiation, the optimum p^+ GaAs emitter thickness is 0.1 μm for which the efficiency is 6.41% at the degraded state. However, for proton irradiation the efficiency at the degraded state is 6.37% for the optimum p^+ GaAs emitter thickness of 0.2 μm . This difference is related to the remaining value of FF at the degraded state when the p^+ GaAs emitter thickness is reduced. For proton irradiation, it was found that FF is more degraded for a p^+ GaAs emitter thickness of 0.1 μm , since it decreases to 0.711. However, it decreases only to 0.727 by electron irradiation.

References

- [1] J.H. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, Displacement damage correlation of proton and silicon ion radiation in GaAs, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 52 (2005) 2678–2682.
- [2] B. Li, X.B. Xiang, Z.P. You, Y. Xu, X.Y. Fei, X.B. Liao, High efficiency $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ solar cells: Fabrication, irradiation and annealing effect, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 44 (1996) 63–67.
- [3] X. Xianbi, D. Wenhui, C. Xiulan, L. Xianbo, Electron irradiation and thermal annealing effect on GaAs solar cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 55 (1998) 313–322.
- [4] M. Yamaguchi, Radiation-resistant solar cells for space use, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 68 (2001) 31–53.
- [5] J.C. Bourgoin, N. de Angelis, Radiation-induced defects in solar cell materials, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 66 (2001) 467–477.
- [6] N. de Angelis, J.C. Bourgoin, T. Takamoto, A. Khan, M. Yamaguchi, Solar cell degradation by electron irradiation comparison between Si, GaAs and GaInP cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 66 (2001) 495–500.

- [7] M.A. Zaidi, H. Maaref, M. Zazoui, J.C. Bourgoin, Defects in electron-irradiated GaAlAs alloys, *J. Appl. Phys.* 74 (1993) 284–290.
- [8] D. Pons, J.C. Bourgoin, Irradiation-induced defects in GaAs, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 18 (1985) 3839–3871.
- [9] X.B. Xiang, W.H. Du, X.L. Chang, H.R. Yuan, The study on high efficient $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ solar cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 68 (2001) 97–103.
- [10] M. Hadrami, L. Roubi, M. Zazoui, J.C. Bourgoin, Relation between solar cell parameters and space degradation, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 90 (2006) 1486–1497.
- [11] S.S. Li, R.Y. Loo, Deep-level defects and numerical simulation of radiation damage in GaAs solar cells, *Sol. cells* 31 (1991) 349–377.
- [12] J.C. Bourgoin, M. Zazoui, Irradiation-induced degradation in solar cell: characterization of recombination centres, *Semicond. Sci. Technol.* 17 (2002) 453–460.
- [13] J.H. Warner, G.P. Summers, R.J. Walters, S.R. Messenger, Energy dependence of majority carrier defect introduction rates in p^+n GaAs photodiodes irradiated with protons, *J. Appl. Phys.* 96 (2004) 7225–7228.
- [14] J.H. Warner, C.D. Cress, S.R. Messenger, R.J. Walters, S.A. Ringel, J. Park, A deep level transient spectroscopy study of electron and proton irradiated p^+n GaAs diodes, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 57 (2010) 1940–1945.
- [15] S.R. Messenger, R.J. Walters, E.A. Burke, G.P. Summers, M.A. Xapos, NIEL and damage correlations for high-energy protons in gallium arsenide devices, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 48 (2001) 2121–2126.
- [16] J.H. Warner, R.J. Walters, S.R. Messenger, G.P. Summers, S.M. Khanna, D. Estan, L.S. Erhardt, A. Houdayer, High-energy proton irradiation effects in GaAs devices, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 41 (2004) 2887–2895.
- [17] A.V.P. Coelho, M.C. Adam, H. Boudinov, Deep levels fine structure in proton implanted p-type GaAs, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 205104. 4pp.
- [18] J. Szatkowski, K. Sieranski, E. Placzek-Popko, Z. Gumienny, Deep level defects in proton irradiated p-type $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, *Physica B* 404 (2009) 4967–4969.
- [19] A.F. Meftah, N. Sengouga, A.M. Meftah, S. Khelifi, Numerical simulation of the effect of the Al molar fraction and thickness of an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ window on the sensitivity of a $\text{p}^+\text{-n-n}^+$ GaAs solar cell to 1 MeV electron irradiation, *Renew. Energy* 34 (2009) 2426–2431.
- [20] A.F. Meftah, A.M. Meftah, N. Sengouga, S. Khelifi, The $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ window composition effect on the hardness improvement of a $\text{p}^+\text{-n-n}^+$ GaAs solar cell exposed to the electron irradiation, *Energy Convers. Manage.* 51 (2010) 1676–1678.
- [21] A.F. Meftah, N. Sengouga, A. Belghachi, A.M. Meftah, Numerical simulation of the effect of recombination centres and traps created by electron irradiation on the performance degradation of GaAs solar cells, *J. Phys. Condens. Matter.* 21 (2009) 215802. 7pp.
- [22] M. Kurata, *Numerical Analysis for Semiconductor Devices*, Heath, Lexington, MA, 1982.
- [23] P. Würfel, *Physics of Solar Cells from Principles to New Concepts*, Wiley, VCH, 2005.
- [24] A.L. Barry, A.J. Houdayer, P.F. Hinrichsen, W.G. Letourneau, J. Vincent, The energy dependence of lifetime damage constants in GaAs LEDs for 1–500 MeV proton, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 42 (1995) 2104–2107.
- [25] S. Makhm, M. Zazoui, G.C. Sun, J.C. Bourgoin, Non-empirical prediction of solar cell degradation in space, *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) 699–704.
- [26] S. Makhm, M. Zazoui, G.C. Sun, J.C. Bourgoin, Prediction of proton-induced degradation of GaAs space solar cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 90 (2006) 1513–1518.
- [27] B. Li, X.B. Xiang, Z.P. You, Y. Xu, X.Y. Fei, X.B. Liao, High efficiency $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ solar cells: Fabrication, irradiation and annealing effect, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 44 (1996) 63–67.
- [28] K. Takahashi, Y. Minagawa, S. Yamada, T. Unno, Improved efficiency of $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ solar cells with a pp-n-n structure, in: *Technical Digest 11th International Photovoltaic Science and Engineering Conference*, 1999, pp. 427–428.
- [29] N. Chandrasekaran, T. Soga, Y. Inuzuka, M. Imaizumi, H. Taguchi, T. Jimbo, 1 MeV electron irradiation effects of GaAs/Si solar cells, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 836 (2005) 6.7.1–6.7.6.
- [30] H.J. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, J.R. Lorentzen, D.M. Wilt, M.A. Smith, Correlation of electron radiation induced-damage in GaAs solar cells, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006) 1988–1994.
- [31] S. Yanning, J.M. Woodall, J.H. Warner, R.J. Walters, J.L. Freeouf, A. Yulius, L. Guohua, Radiation hard, double-graded, drift-dominated InP solar cells, in: *Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic, Energy Conversion*, vol. 1, 2003, pp. 726–729.

ملخص

تم إنجاز نموذج محاكاة رقمية يسمح بتقدير التدهور (نوعيا وكميا) الذي تعاني منه الخلية الشمسية $p^{+}nn^{+}$ من نوع GaAs ويحسن من مقاومة الخلية للتأثير الضار الذي تلحقه الجسيمات الكونية بها. نستخدم المحاكاة العددية لاجراء مقارنة بين تأثير 1 Mev في اشعاعات الالكترونات، البروتونات و النترونات على الوسائط الخارجية للخلية الشمسية $p^{+}nn^{+}$ التي هي من نوع GaAs مع إضافة نافذة $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ و تتمثل الخصائص الكهربائية الخارجية للخلية الشمسية في: التيار الكهربائي للدائرة القصيرة J_{sc} ، جهد الدارة المفتوحة V_{oc} ، عامل التعبئة FF و المردود η . كما قمنا بدراسة مدى علاقة و ارتباط كل من خاصية كثافة التيار-جهد (J-V) و الاستجابة الطيفية بالمتغيرات المتمثلة في : شدة الاشعاعات ، نوع الفخ (الكترن أو ثقب) ، المستوى الطاقى للفخ و ذلك في الأنواع الثلاثة للاشعاعات (الكترونات، بروتونات و نترونات).

النتائج المتحصل عليها تشابه نتائج تجريبية موافقة لها. نتائجا تظهر أنه في كل من الأنواع الثلاثة، الزيادة في شدة الاشعاعات تؤدي الى النقصان في الاستجابة الطيفية و الخصائص الكهربائية الخارجية للخلية الشمسية، كما تظهر نتائج المقارنة التي اجريناها أيضا أن التيار الكهربائي للدائرة القصيرة J_{sc} هو الأكثر حساسية لأشعة الالكترونات بينما الخصائص الكهربائية الخارجية الأخرى فتبدو أكثر حساسية لأشعة البروتونات، أما بالنسبة لتأثير أشعة النترونات فأثبتت النتائج أن تأثير هذه الأخيرة على الخصائص الكهربائية الخارجية للخلية الشمسية هو أقل من النوعين السابقين.

للتحسين من مردود خليةنا الشمسية قمنا باجراء عدة تغيرات على مستوى المتغيرات المتعلقة بالخلية و المتمثلة في التطعيم و بنية الخلية و ذلك لمختلف مناطق الخلية الشمسية $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ بحيث تحصلنا على القيم المثالية للخصائص الكهربائية الخارجية المتعلقة بالخلية و كانت أهم هاته النتائج التي وجدناها هي أن الزيادة التدريجية في سمك النافذة $Al_xGa_{1-x}As$ للخلية الشمسية $p^{+}nn^{+}$ من نوع $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ من القيمة $0.09 \mu m$ الى القيمة $0.3 \mu m$ يحسن من مقاومة الخلية الشمسية للاشعاعات.