

**UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR**



**ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE CHIMIE SCIENCES  
DE LA TERRE DE L'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR**

**FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES**

**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

Année : 2017      N° d'ordre : 68

**THESE DE DOCTORAT**

Spécialité

**ENERGIE SOLAIRE MATERIAUX ET SYSTEMES (SOLMATS)**

Présentée par :

**El Hadji Mamadou KEITA**

**Maître ès Sciences**

Pour obtenir le grade de **DOCTEUR**

Titre

**Etude théorique de réponses spectrales de cellules solaires à  
base de  $\text{CuInSe}_2$  : Modèles à 2 couches (p/n et n/p), à 3  
couches (p/n/n<sup>+</sup>, p<sup>+</sup>/p/n, n/p/p<sup>+</sup> et n<sup>+</sup>/n/p) et à 4 couches  
(p<sup>+</sup>/p/n/n<sup>+</sup> et n<sup>+</sup>/n/p/p<sup>+</sup>)**

Soutenue publiquement le 08/08/2017 devant le jury composé de :

|                      |                        |                       |                                |
|----------------------|------------------------|-----------------------|--------------------------------|
| Président :          | <b>Bassirou BA</b>     | Professeur Titulaire  | <b>FST / UCAD</b>              |
| Rapporteurs :        | <b>Alain DUBOIS</b>    | Professeur Titulaire  | <b>UPMC / Paris 6 – France</b> |
|                      | <b>Cheikh SENE</b>     | Professeur Titulaire  | <b>FST / UCAD</b>              |
| Examineurs :         | <b>Moustapha DIENG</b> | Professeur Titulaire  | <b>FST / UCAD</b>              |
|                      | <b>Cheikh MBOW</b>     | Maître de Conférences | <b>FST / UCAD</b>              |
| Directeur de thèse : | <b>Babacar MBOW</b>    | Maître de Conférences | <b>FST / UCAD</b>              |

## DEDICACES

Ce travail est spécialement dédié à :

Mon Très Cher Grand-père **Abdou Baïla NDIAYE** qui m'a tout donné dans la vie.

Ma Très Chère Grand-mère **Adja Khardiata DIALLO** qui m'a tout donné dans la vie.

Ma Très Chère Mère **Awa NDIAYE** qui a tout donné à ses Enfants dans la vie.

Je vous remercie infiniment, vous occupez pleinement mon cœur et vous y resterez pour toujours.

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur **Babacar MBOW**, Maître de Conférences et Directeur du Laboratoire des Semiconducteurs et d'Energie Solaire (LASES) au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar et de Monsieur **Cheikh SENE**, Professeur Titulaire au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar.

## Remerciements

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur **Babacar MBOW**, Maître de Conférences et Directeur du Laboratoire des Semiconducteurs et d'Energie Solaire (LASES) au Département de Physique de la FST - UCAD, pour m'avoir proposé ce sujet de recherche, pour m'avoir encadré, pour m'avoir guidé et encouragé dans ce travail, pour toutes les connaissances scientifiques et les conseils qu'il m'a apporté, pour la patience et l'ouverture dont il a fait preuve tout au long de ce travail. Vous avez toujours été disponible, accueillant et ouvert à mes différentes sollicitations, vous m'avez toujours soutenu. Je ne saurais trouver assez de mots forts pour vous exprimer toute ma profonde gratitude. Je vous remercie très sincèrement. Grâce à vous j'ai beaucoup appris.

Je remercie Monsieur **Cheikh SENE**, Professeur Titulaire au Département de Physique de la FST - UCAD, pour avoir bien voulu participer à ce travail, pour ses conseils, pour m'avoir fait l'honneur de bien vouloir accepter d'être rapporteur à cette thèse et de participer à ce jury. Vous avez toujours été disponible, accueillant et ouvert à mes différentes sollicitations. Je vous remercie infiniment du soutien que vous m'avez toujours apporté, je m'en souviendrai pour toujours et je tiens à vous exprimer toute ma profonde gratitude.

J'exprime tous mes remerciements et ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur **Alain DUBOIS** de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6 – France), Directeur du Laboratoire de Chimie Physique-Matière et Rayonnement (LCPMR) d'avoir bien voulu juger et d'avoir accepté d'établir un rapport sur cette thèse.

Je remercie Monsieur **Bassirou BA**, Professeur Titulaire au Département de Physique de la FST - UCAD, Directeur de l'Ecole Doctorale Physique Chimie Sciences de la Terre de L'Univers et de l'Ingénieur (PCSTUI) pour avoir accepté de présider le jury. Je suis très reconnaissant à l'effort que vous fournissez pour la formation doctorale (option Energie Solaire Matériaux et Systèmes).

Je remercie Monsieur **Moustapha DIENG** Professeur Titulaire au Département de Physique de la FST - UCAD, pour m'avoir bien conseillé et avoir accepté de participer à ce jury.

Je remercie Monsieur **Cheikh MBOW** Maître de Conférences au Département de Physique de la FST - UCAD pour ses conseils, son ouverture et sa gentillesse, et pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je tiens à exprimer tous mes remerciements et toute ma reconnaissance à Monsieur **Samba NDIAYE**, Enseignant-Chercheur au Département de Physique de la FST – UCAD du soutien qu’il m’a apporté pour la réussite de ce travail.

Je remercie l’ensemble des Enseignants de la FST - UCAD, Ceux qui ont eu à m’enseigner et Ceux de notre laboratoire (Laboratoire de la Physique des Semiconducteurs et d’Energie Solaire), Madame **SAMBOU** et ses Collègues au service de la Scolarité FST – UCAD.

Je remercie très chaleureusement **Mon Père, Ma Mère, Mes Frères, Ma Sœur et Toute Ma Famille : Mes Oncles, Mes Tantes, Mes Cousins et Mes Cousines, Tous (tes) Ceux (Celles)** qui, de près ou de loin m’ont soutenu.

*A Mon Très Cher Grand-père Abdou Baïla NDIAYE*

*A Ma Très Chère Grand-mère Adja Khardiata DIALLO*

*A Ma Très Chère Mère Awa NDIAYE*

## Table des matières

|                                                                                                                                                                                                     |           |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Introduction Générale.....</b>                                                                                                                                                                   | <b>8</b>  |
| <b>Chapitre I : Généralités sur la conversion photovoltaïque et les cellules solaires à base de CuInSe<sub>2</sub>.....</b>                                                                         | <b>11</b> |
| I. Généralités sur la conversion Photovoltaïque.....                                                                                                                                                | 12        |
| I-1) Introduction .....                                                                                                                                                                             | 12        |
| I-2) Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque .....                                                                                                                                  | 12        |
| I-3) Modèle équivalent de la photopile .....                                                                                                                                                        | 13        |
| I-4) Rendement quantique .....                                                                                                                                                                      | 14        |
| I-5) rendement de conversion en puissance électrique .....                                                                                                                                          | 15        |
| I-5-1) Facteur de forme .....                                                                                                                                                                       | 15        |
| I-5-2) Courant de court-circuit .....                                                                                                                                                               | 15        |
| I-5-3) Tension de circuit ouvert .....                                                                                                                                                              | 15        |
| I-6) Les différents types de cellules solaires.....                                                                                                                                                 | 16        |
| II. Cellules solaires à base de CuInSe <sub>2</sub> .....                                                                                                                                           | 17        |
| II-1) Propriétés optiques du CuInSe <sub>2</sub> .....                                                                                                                                              | 18        |
| II-2) Propriétés électriques du CuInSe <sub>2</sub> .....                                                                                                                                           | 19        |
| II-3) Propriétés structurales .....                                                                                                                                                                 | 19        |
| II-4) Composition de la cellule solaire à base de CuInSe <sub>2</sub> .....                                                                                                                         | 20        |
| III) Conclusion .....                                                                                                                                                                               | 21        |
| <b>Chapitre II : Modèles de calcul de réponses spectrales des homo et hétérojonctions à base de CuInSe<sub>2</sub> .....</b>                                                                        | <b>22</b> |
| I. Homojonction.....                                                                                                                                                                                | 23        |
| I-1) Introduction .....                                                                                                                                                                             | 23        |
| I-2) Théorie et méthode .....                                                                                                                                                                       | 24        |
| I-3) Modèle à 2 couches de type p/n : Cas de l'homojonction CuInSe <sub>2</sub> (p)/ CuInSe <sub>2</sub> (n) .....                                                                                  | 25        |
| I-3-1) Expression du photocourant dans le front .....                                                                                                                                               | 26        |
| I-3-2) Expression du photocourant dans la zone de charge d'espace .....                                                                                                                             | 27        |
| I-3-3) Expression du photocourant à l'arrière (base : région 3) .....                                                                                                                               | 27        |
| I-4) Modèle à 3 couches de type p <sup>+</sup> p/n : Cas de l'homojonction en présence de fenêtre de type CuInS <sub>2</sub> (p <sup>+</sup> )/CuInSe <sub>2</sub> (p)/CuInSe <sub>2</sub> (n)..... | 28        |
| I-4-1) Calcul du photocourant dans la région 1 (fenêtre) .....                                                                                                                                      | 30        |

## Sommaire

|                                                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| I-4-2) Calcul du photocourant dans la région 2 .....                                                                                                                                                                                                                             | 30 |
| I-4-3) Calcul du photocourant dans la zone de charge d'espace.....                                                                                                                                                                                                               | 31 |
| I-4-4) Calcul du photocourant dans la région 3 .....                                                                                                                                                                                                                             | 32 |
| I-5) Modèle à 3 couches de type p/n n <sup>+</sup> : Cas de l'homojonction déposée sur substrat de type<br>CuInSe <sub>2</sub> (p)/CuInSe <sub>2</sub> (n)/CuInSe <sub>2</sub> (n <sup>+</sup> ) .....                                                                           | 33 |
| I-5-1) Calcul du photocourant dans la région 2 et dans la zone de charge d'espace .....                                                                                                                                                                                          | 34 |
| I-5-2) Calcul du photocourant dans les régions 3 et 4 .....                                                                                                                                                                                                                      | 34 |
| I-6) Modèle à 4 couches de type p <sup>+</sup> p/nn <sup>+</sup> : Cas de l'homojonction déposée sur substrat en présence<br>de fenêtre de type CuInS <sub>2</sub> (p <sup>+</sup> )/CuInSe <sub>2</sub> (p)/CuInSe <sub>2</sub> (n)/ CuInSe <sub>2</sub> (n <sup>+</sup> )..... | 36 |
| I-6-1) Calcul du photocourant dans les régions 1, 2 et dans la zone de charge d'espace .....                                                                                                                                                                                     | 38 |
| I-6-2) Calcul du photocourant dans les régions 3 et 4 .....                                                                                                                                                                                                                      | 38 |
| II Hétérojonction.....                                                                                                                                                                                                                                                           | 43 |
| II-1) Introduction.....                                                                                                                                                                                                                                                          | 43 |
| II-2) Calcul du photocourant dans les différentes régions de la structure n <sup>+</sup> n/pp <sup>+</sup> .....                                                                                                                                                                 | 46 |
| II-2-1) Expressions des photocourants dans les régions 1 - 2 et dans la zone de charge d'espace.....                                                                                                                                                                             | 46 |
| II-2-2) Expression du photocourant dans les régions 3 et 4 (base et substrat):.....                                                                                                                                                                                              | 46 |
| II-2-3) photocourant total .....                                                                                                                                                                                                                                                 | 47 |
| II-3) Cas des structures de types n <sup>+</sup> n/p, n/p et n/p p <sup>+</sup> .....                                                                                                                                                                                            | 48 |
| III. Etude des caractéristiques courant – tension .....                                                                                                                                                                                                                          | 48 |
| III-1) Equation caractéristique d'une photodiode (ou Photopile) .....                                                                                                                                                                                                            | 48 |
| III-2) Méthode de détermination de quelques paramètres importants caractéristiques d'une<br>photopile .....                                                                                                                                                                      | 49 |
| III-2-1) Détermination du courant de saturation .....                                                                                                                                                                                                                            | 49 |
| III-2-2) Cas d'une photopile idéale.....                                                                                                                                                                                                                                         | 51 |
| III-2-2-a) Détermination du courant de court-circuit J <sub>cc</sub> .....                                                                                                                                                                                                       | 51 |
| III-2-2-b) Détermination de la tension de circuit-ouvert V <sub>co</sub> .....                                                                                                                                                                                                   | 51 |
| III-2-2-c) Détermination du point de puissance maximale.....                                                                                                                                                                                                                     | 51 |
| III-2-3) Cas d'une photopile réelle .....                                                                                                                                                                                                                                        | 52 |
| III-2-3-a) Détermination du courant de court-circuit J <sub>cc</sub> .....                                                                                                                                                                                                       | 52 |
| III-2-3-b) Détermination de la tension de circuit-ouvert V <sub>co</sub> .....                                                                                                                                                                                                   | 52 |
| III-2-3-c) Détermination du point de puissance maximale.....                                                                                                                                                                                                                     | 52 |
| III-2-4) Méthode et technique de résolution.....                                                                                                                                                                                                                                 | 54 |
| IV. Conclusion .....                                                                                                                                                                                                                                                             | 55 |
| <b>Chapitre III : Résultats et discussion</b> .....                                                                                                                                                                                                                              | 56 |
| I. Dispositif expérimental .....                                                                                                                                                                                                                                                 | 57 |

|                                                                                                                                                                                                  |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| I.1) Introduction.....                                                                                                                                                                           | 57        |
| I.2) Montage optique .....                                                                                                                                                                       | 57        |
| I.3) Schéma de mesure électrique .....                                                                                                                                                           | 58        |
| II. Etude théorique de réponses spectrales des homojonctions à base de $\text{CuInSe}_2$ .....                                                                                                   | 59        |
| II.1) Introduction.....                                                                                                                                                                          | 59        |
| II-2) Homojonction simple : $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ (région 2 / région 3) .....                                                                                    | 59        |
| II-2-1) Effet de l'épaisseur du front (région 2).....                                                                                                                                            | 59        |
| II-2-2) Effet de la longueur de diffusion dans la région 2 (front).....                                                                                                                          | 61        |
| II-2-3) Effet de l'épaisseur de la zone de charge d'espace (ZCE) .....                                                                                                                           | 62        |
| II-3) Homojonction en présence de couche fenêtre : $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ (Région 1 / Région 2 / Région 3).....                        | 63        |
| II-3-1) Effet de l'épaisseur de la région 2 en présence de couche fenêtre .....                                                                                                                  | 63        |
| II-3-2) Effet de la longueur de diffusion dans la région 2 en présence de couche fenêtre .....                                                                                                   | 65        |
| II-3-3) Effet de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2 .....                                                                                                              | 65        |
| II-3-4) Effet de la fenêtre sur la réponse spectrale .....                                                                                                                                       | 68        |
| II-4) Homojonction déposée sur substrat : $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ (Région2 / Région 3 / Région 4) .....                                | 69        |
| II-5) Etude comparative du rendement quantique interne des différents modèles .....                                                                                                              | 70        |
| III-1) Cas du modèle $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInS}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)$ .....                                                                    | 73        |
| II-1-1) Influence des paramètres de la base et du substrat sur le rendement quantique interne .....                                                                                              | 73        |
| III-1-2) Représentation en trois dimensions du rendement quantique interne.....                                                                                                                  | 75        |
| III-1-3) Contribution des différentes régions de la structure au rendement quantique interne .....                                                                                               | 76        |
| III-2) Cas du modèle $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInS}_2(\text{p}^+)$ .....                                                                    | 77        |
| II-2-1) Influence de l'épaisseur de la base et de la longueur de diffusion sur le rendement quantique interne.....                                                                               | 77        |
| III-2-2) Effet de la vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat sur le rendement quantique .....                                                                                       | 79        |
| III-3) Etude comparative des comportements des différentes structures à 4 couches considérées ( $\text{p}^+\text{p}/\text{nn}^+$ ou $\text{n}^+\text{n}/\text{pp}^+$ ) .....                     | 81        |
| IV. Conclusion .....                                                                                                                                                                             | 82        |
| <b>Chapitre IV : Etude des comportements des structures à 4 couches <math>\text{p}^+\text{p}/\text{nn}^+</math> et <math>\text{n}^+\text{n}/\text{pp}^+</math> .....</b>                         | <b>84</b> |
| I. Etude du comportement de la structure $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ( $\text{p}^+\text{p}/\text{nn}^+$ ) ..... | 85        |
| I-1) Etude en trois dimensions du rendement quantique interne ( $\text{p}^+\text{p}/\text{nn}^+$ ) .....                                                                                         | 85        |
| I-2) Comportement de la structure $\text{p}^+\text{p}/\text{nn}^+$ (Région 1 / Région2 / Région 3 / Région 4) sous éclairage monochromatique.....                                                | 87        |
| I-2-1) Profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction .....                                                                                                            | 88        |

|                                                                                                                                                                                               |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| I-2-2) Représentation en trois dimensions du profil du taux de génération.....                                                                                                                | 89  |
| I-2-3) Profil des densités de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur.....                                                                                                           | 89  |
| I-2-4) Profil des densités de photocourant de porteurs minoritaires.....                                                                                                                      | 92  |
| I-3) Evaluation du photocourant théorique de court-circuit sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5 (éclairage polychromatique).....                                                     | 94  |
| I-4) Comportement de la structure $p^+/p/n/n^+$ (Région 1 / Région2 / Région 3 / Région 4) sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5) .....                                          | 96  |
| I-4-1) Profil du taux de génération sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5) .....                                                                                                 | 96  |
| I-4-2) Profil des densités de porteurs minoritaires sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5).....                                                                                  | 97  |
| I-4-3) Profil des densités de photocourant de porteurs minoritaires sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5) .....                                                                 | 99  |
| II. Hétérojonction.....                                                                                                                                                                       | 104 |
| II-1) Etude du comportement de la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous éclairages mono et polychromatique .....                                                          | 104 |
| II-1-1) Eclairage monochromatique .....                                                                                                                                                       | 104 |
| II-1-1-a) Profil du taux de génération sous éclairage monochromatique dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ .....                                                      | 104 |
| II-1-1-b) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous éclairage monochromatique .....        | 106 |
| II-1-1-c) Représentation en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires et de photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ ..... | 108 |
| II-1-2) Eclairage polychromatique sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5.....                                                                                                          | 110 |
| II-1-2-a) Profils du taux de génération et de la densité totale de photocourant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5.....        | 110 |
| II-1-2-a) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5.....   | 111 |
| II-2) Etude du comportement de la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ sous éclairages mono et polychromatique .....                                                          | 113 |
| II-2-1) Eclairage monochromatique .....                                                                                                                                                       | 113 |
| II-2-1-a) Profil du taux de génération sous éclairage monochromatique dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ .....                                                      | 113 |
| II-2-1-b) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ sous éclairage monochromatique.....         | 114 |
| II-2-1-c) Représentation en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ ..... | 117 |
| II-2-2) Eclairage polychromatique sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5.....                                                                                                          | 118 |

|                                                                                                                                                                                                                              |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| II-2-2-a) Profils du taux de génération et de la densité totale de photocourant dans la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5 .....          | 118 |
| II-2-2-a) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5 .....     | 119 |
| III. Etude des caractéristiques courant-tension appliquée aux modèles $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ et $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ ..... | 121 |
| III-1) Cas du modèle $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .....                                                                                                                            | 122 |
| III-1-1) Effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .....                                                             | 122 |
| III-1-2) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .....                     | 125 |
| III-1-3) Effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .....                                                             | 126 |
| III-1-4) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .....                     | 129 |
| III-1-5) Evolution de certains paramètres de la photopile $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ en fonction des résistances parasites .....                                                 | 130 |
| III-2) Cas du modèle $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                                                                                                                            | 131 |
| III-2-1) Effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                                                             | 131 |
| III-2-2) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                     | 134 |
| III-2-3) Effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                                                             | 136 |
| III-2-4) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                     | 138 |
| III-2-5) Evolution de certains paramètres de la photopile $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ en fonction des résistances parasites .....                                                 | 139 |
| III-3) Etude comparative des deux modèles : $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ et $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .....                           | 140 |
| III-4) Influence du facteur d'idéalité sur les performances de la photopile .....                                                                                                                                            | 143 |
| IV. Conclusion .....                                                                                                                                                                                                         | 145 |
| <b>Conclusion Générale</b> .....                                                                                                                                                                                             | 146 |
| <b>Références</b> .....                                                                                                                                                                                                      | 149 |

## Nomenclature

| Symbole                                     | Définition                                                                                                     | Unité                                                                                                                   |
|---------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $i$                                         | Région (1, 2, 3 ou 4)                                                                                          |                                                                                                                         |
| $\alpha_i$                                  | Coefficient d'absorption du matériau de la région $i$                                                          | $cm^{-1}$                                                                                                               |
| $F$<br>ou<br>$\Phi$                         | Flux de photons incidents                                                                                      | $cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot eV^{-1}$<br>ou<br>$cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot \mu m^{-1}$<br>(ou $(cm^{-2} \cdot s^{-1})$ ) |
| $R$                                         | Coefficient de réflexion                                                                                       |                                                                                                                         |
| $\tau_{n_i}$<br>(ou $\tau_{p_i}$ )          | Durée de vie des électrons (ou des trous) libres photocréés dans la région $i$                                 | $\mu s$                                                                                                                 |
| $G$                                         | Taux de génération                                                                                             | $cm^{-3} \cdot s^{-1} \cdot eV^{-1}$<br>(ou $(cm^{-3} \cdot s^{-1})$ )                                                  |
| $\Delta n_i(x)$<br>(ou<br>$\Delta p_i(x)$ ) | Densité d'électrons (ou de trous) libres photocréés dans la région $i$ au point d'abscisse $x$                 | $cm^{-3} \cdot eV^{-1}$<br>(ou $(cm^{-3})$ )                                                                            |
| $J_{n_i}(x)$<br>(ou<br>$J_{p_i}(x)$ )       | Densité de photocourant d'électrons (ou de trous) libres photocréés dans la région $i$ au point d'abscisse $x$ | $A \cdot cm^{-2} \cdot eV^{-1}$<br>(ou $(A \cdot cm^{-2})$ )                                                            |
| $J_{ph}$                                    | Densité totale de photocourant de court-circuit                                                                | $A \cdot cm^{-2} \cdot eV^{-1}$<br>(ou $(A \cdot cm^{-2})$ )                                                            |
| $J_{cc}$                                    | Courant de court-circuit                                                                                       | $A \cdot cm^{-2}$                                                                                                       |
| $D_{n_i}$ (ou<br>$D_{p_i}$ )                | Coefficient de diffusion des électrons (ou des trous) libres photocréés dans la région $i$                     | $cm^2 \cdot s^{-1}$                                                                                                     |
| $L_{n_i}$ (ou<br>$L_{p_i}$ )                | Longueur de diffusion des électrons (ou des trous) libres photocréés dans la région $i$                        | $(\mu m)$                                                                                                               |
| $S_{n_i}$ ou<br>$S_{p_i}$                   | Vitesse de recombinaison à la surface (ou à l'interface) de la région $i$                                      | $cm \cdot s^{-1}$                                                                                                       |
| $H$                                         | Epaisseur totale de la structure                                                                               | $\mu m$                                                                                                                 |
| $H_i$                                       | Epaisseur de la région $i$                                                                                     | $\mu m$                                                                                                                 |
| $w_i$                                       | Epaisseur de la région $i$ de la zone de charge d'espace (ZCE)                                                 | $\mu m$                                                                                                                 |
| $q$ (ou $e$ )                               | Charge élémentaire                                                                                             | $1,602 \times 10^{-19} C$                                                                                               |
| $\chi_i$                                    | Affinité électronique du matériau de la région $i$                                                             | $eV$                                                                                                                    |
| $E_{g_i}$                                   | Gap du matériau de la région $i$                                                                               | $eV$                                                                                                                    |
| $E$                                         | Energie                                                                                                        | $eV$                                                                                                                    |
| $\eta_c$                                    | Rendement de conversion énergétique                                                                            |                                                                                                                         |
| $\eta$                                      | Facteur d'idéalité                                                                                             |                                                                                                                         |
| $J_0$                                       | Courant de saturation                                                                                          | $A \cdot cm^{-2}$                                                                                                       |

|                                 |                                                                             |                                        |
|---------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------|
| $K$                             | Constante de Boltzmann                                                      | $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ |
| $T$                             | Température                                                                 | $K$                                    |
| $J$                             | Courant fourni par la photodiode                                            | $A \cdot \text{cm}^{-2}$               |
| $V_j$                           | Tension de polarisation aux bornes de la jonction                           | V                                      |
| V                               | Tension de polarisation aux bornes de la charge alimentée par la photopile  | V                                      |
| $V_d$                           | Tension de diffusion aux bornes de la jonction                              | V                                      |
| $V_{co}$                        | Tension de circuit-ouvert                                                   | V                                      |
| $R_s$                           | Résistance série                                                            | $\Omega \cdot \text{cm}^2$             |
| $R_{sh}$                        | Résistance shunt                                                            | $\Omega \cdot \text{cm}^2$             |
| $V_m$                           | Tension de polarisation au point de puissance maximale                      | V                                      |
| $J_m$                           | Courant fourni par la photodiode au point de puissance maximale             | $A \cdot \text{cm}^{-2}$               |
| $P$                             | Puissance électrique fournie par la photopile                               | $W \cdot \text{cm}^{-2}$               |
| $P_m$                           | Puissance électrique maximale fournie par la photopile                      | $W \cdot \text{cm}^{-2}$               |
| $P_{solaire}$                   | Puissance lumineuse incidente                                               | $W \cdot \text{cm}^{-2}$               |
| $FF$                            | Facteur de forme                                                            |                                        |
| $\lambda$                       | Longueur d'onde                                                             | $\mu\text{m}$                          |
| AM                              | Air Mass                                                                    |                                        |
| $N_{cn}$ (ou $N_{cp}$ )         | Densité d'états dans la bande de conduction du semiconducteur $n$ (ou $p$ ) | $\text{cm}^{-3}$                       |
| $N_{vn}$ (ou $N_{vp}$ )         | Densité d'états dans la bande de valence du semiconducteur $n$ (ou $p$ )    | $\text{cm}^{-3}$                       |
| $N_{dn}$                        | Densité de donneurs ionisés dans le semiconducteur $n$                      | $\text{cm}^{-3}$                       |
| $N_{ap}$                        | Densité d'accepteurs ionisés dans le semiconducteur $p$                     | $\text{cm}^{-3}$                       |
| $n_{in}$ (ou $n_{ip}$ )         | Densité de porteurs intrinsèques dans le semiconducteur $n$ (ou $p$ )       | $\text{cm}^{-3}$                       |
| $\epsilon_n$ (ou $\epsilon_p$ ) | Permittivité électrique du semiconducteur $n$ (ou $p$ )                     | $F \cdot \text{m}^{-1}$                |

## Introduction Générale

Ce travail porte sur l'étude théorique de réponses spectrales de cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$ . Cette étude est particulièrement importante pour la caractérisation électrique des couches photoconductrices. Le  $\text{CuInSe}_2$  sous sa forme chalcopyrite est un semi-conducteur à gap direct l'ordre de 1,04 eV [1-3], présentant un coefficient d'absorption photonique élevé ( $\alpha > 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ) [4-6], et un intérêt considérable dans les applications solaires [7,8]. Son coefficient d'absorption étant élevé, donc les photoporteurs qui y sont générés, sont créés sur une faible profondeur (1 à 2  $\mu\text{m}$ ). Il en résulte que la vitesse de recombinaison en surface (un paramètre qui caractérise la surface du semi-conducteur) et la profondeur de jonction jouent un rôle important. En raison de la disparition de la périodicité du réseau cristallin et de l'adsorption d'atomes étrangers, la surface du semi-conducteur est le siège de centres de recombinaison [9]. La durée de vie des porteurs en surface est de ce fait toujours inférieure à leur durée de vie en volume [9], cet effet est caractérisé par une forte recombinaison des porteurs en surface. Ainsi les homojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$  sont souvent caractérisées par des pertes superficielles de porteurs au niveau de la couche frontale (face éclairée). Pour réduire ces phénomènes de surface, on dépose souvent sur la face avant une couche fenêtre ayant des paramètres cristallins et électriques très proches de la couche absorbante [10], permettant d'éloigner la surface de la zone active.

Une couche fenêtre de large bande interdite avec une faible résistance série est essentielle pour le fonctionnement d'une cellule solaire. Les affinités électroniques des couches absorbantes et fenêtres doivent être compatibles pour éviter la présence d'effets spike [11] à l'interface des couches. Les paramètres de réseau doivent être aussi proches que possible pour réduire les états d'interface provoquant des centres de recombinaison.

Dans la gamme de faibles énergies, correspondant à des coefficients d'absorption plus faibles, l'absorption des photons se fait en volume, les effets de la base et de la surface arrière deviennent déterminants sur le rendement de collecte. Le dépôt d'un substrat sur la face

arrière permet d'une part de réduire les pertes observées sur la surface arrière et d'autre part de confiner les photoporteurs minoritaires dans la base (création d'une faible barrière de potentielle) pour augmenter leur collecte au niveau de la jonction.

Notre travail comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre est subdivisé en deux parties. La première partie est consacrée aux généralités sur l'énergie photovoltaïque. Nous décrivons le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque, et de la caractéristique courant-tension d'une photopile.

La seconde partie est entièrement consacrée sur les différentes filières de photopiles solaires en couches minces et principalement sur les chalcopyrites. Nous nous sommes particulièrement intéressés du  $\text{CuInSe}_2$ , notamment sur ses propriétés structurales, électriques, optiques et sur les différentes approches de réalisation des cellules solaires à base de ce matériau.

Dans le chapitre deux, nous présentons des modèles de calcul théoriques de réponses spectrales des homo et hétérojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$ . Des modèles jusqu'à quatre couches sont considérés.

Dans le chapitre trois nous étudions les rendements quantiques internes (ou réponses spectrales) théoriques de structures en homo ou hétérojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$ .

Dans le cas des homojonctions, nous étudions les performances d'une homojonction à base de  $\text{CuInSe}_2$ , déposée sur un substrat de  $\text{CuInSe}_2$  dopé  $n^+$ , en présence d'une fenêtre à base  $\text{CuInS}_2$  dopé  $p^+$ , selon le modèle suivant :  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$  (modèle à 4 couches). Ce modèle est comparé aux différentes structures suivantes : l'homojonction simple de type  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  (modèle à 2 couches), l'homojonction en présence de fenêtre à base  $\text{CuInS}_2$  selon le modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  et l'homojonction déposée sur substrat à base de  $\text{CuInSe}_2$  selon le modèle  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$  (modèles à 3 couches). Le  $\text{CuInS}_2$  ayant un gap plus grand que le  $\text{CuInSe}_2$  est utilisé comme fenêtre.

Dans le cas des hétérojonctions nous utilisons comme fenêtres le ZnO et le CdS dont les largeurs de bande interdite sont plus élevées. les modèles à quatre couches suivants sont considérés :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .

Le but notre étude est surtout de contribuer à aider le fabricant à réaliser des dispositifs photovoltaïques performants à base de  $\text{CuInSe}_2$ .

Enfin dans le quatrième et dernier chapitre une étude du comportement des structures à quatre couches est faite dans le cas des éclairagements mono et polychromatiques.

En conclusion nous résumons l'ensemble des résultats obtenus et dégageons des perspectives.

# **Chapitre I : Généralités sur la conversion photovoltaïque et les cellules solaires à base de $\text{CuInSe}_2$**

## I. Généralités sur la conversion Photovoltaïque

### I-1) Introduction

L'énergie photovoltaïque provient de la conversion de la lumière du soleil en électricité. Cette conversion se produit au sein des matériaux semiconducteurs, qui ont comme propriété de libérer leurs porteurs de charge sous l'influence de la lumière. L'effet photovoltaïque est découvert en 1839 par Edmond Becquerel par l'apparition d'un potentiel électrique entre deux électrodes lorsqu'elles sont illuminées [12].

### I-2) Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

Une cellule solaire à semiconducteur est un dispositif constitué de deux semiconducteurs de conductions différentes, type p (les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires) et type n (les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous les porteurs minoritaires), il permet de débiter un courant électrique dans une charge externe lorsque celui-ci est exposé à la lumière, grâce à une partie du flux lumineux absorbé [13].

Le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque est illustré sur la figure suivante :

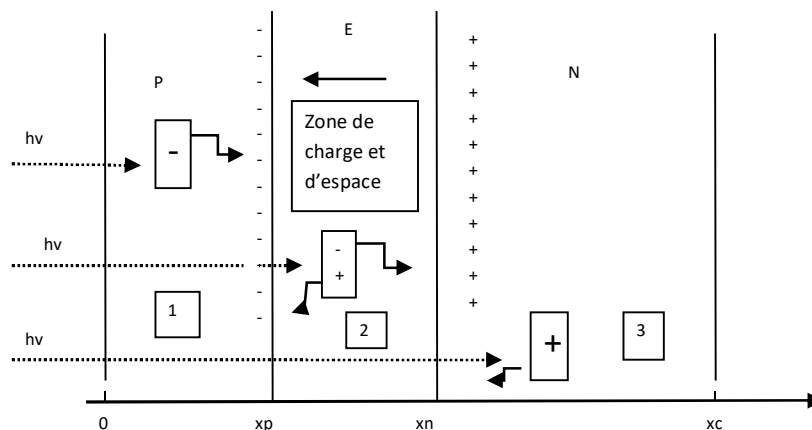


Figure 1-1: Principe de la photodiode

Les photons incidents créent des porteurs de charge dans chacune des régions 1, 2 et 3. Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les régions électriquement neutres P et N, les photoporteurs minoritaires diffusent, ceux qui

atteignent la zone de charge d'espace sont accélérés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par leur diffusion dans le matériau. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créés par les photons sont dissociés par le champ électrique, l'électron est accéléré vers la région de type N et le trou vers la région de type P. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ces différentes contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant  $I_{ph}$  qui contribue au courant inverse de la diode.

$$I = I_s \left( e^{qV/KT} - 1 \right) - I_{ph} \quad (1-1)$$

La caractéristique de la photodiode est représentée sur la figure 1-2 suivante [14] :

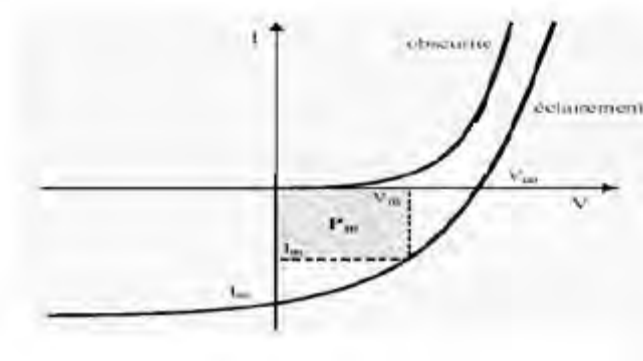


Figure 1-2 : caractéristique courant-tension  $I(V)$  de la photodiode

La photopile ou cellule solaire est une photodiode qui fonctionne sans polarisation extérieure et débite son photocourant à travers une charge. Sous éclairement la caractéristique  $I(V)$  de la diode ne passe plus par l'origine des coordonnées, il existe une région dans laquelle le produit  $I \cdot V$  est négatif (figure 1-2), la diode fournit de l'énergie.

### I-3) Modèle équivalent de la photopile

L'équation (1-1) ne modélise pas les pertes ohmiques du matériau caractérisées par une résistance série  $R_s$  et les courants parasites qui traversent la cellule caractérisés par une résistance shunt  $R_{sh}$ , ainsi que la diminution de la qualité de la diode suite aux phénomènes de recombinaison des porteurs.

Pour tenir compte des pertes ohmiques du matériau, des courants parasites et de la qualité de la diode, l'équation de la caractéristique courant – tension est écrite sous la forme :

$$I = I_{ph} - I_s \left( e^{\frac{q(V+R_s I)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V+R_s I}{R_{sh}} \quad (1-2)$$

$I_s$  est le courant de saturation de la photodiode,  $K$  est la constante de Boltzmann,  $\eta$  est le facteur d'idéalité,  $T$  est la température.

Le schéma électrique équivalent associé, est représenté sur la figure 1-3 suivante [15]:

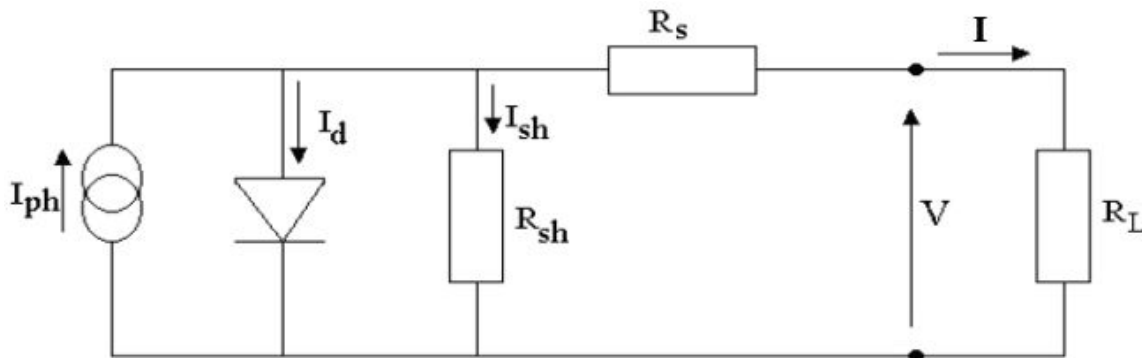


Figure 1-3 : schéma équivalent de la photopile en présence de résistances parasites

#### I-4) Rendement quantique

Le rendement quantique est le rapport entre le nombre de porteurs de charge dans le circuit externe et le nombre de photons incidents. On l'appelle aussi rendement de collecte, il est compris entre 0 et 1. C'est l'efficacité avec laquelle la photopile transforme l'énergie du rayonnement d'une certaine longueur d'onde en énergie électrique. Lorsque les photons perdus par réflexion et ceux qui sont transmis (absorption incomplète) ne sont pas pris en compte, on l'appelle rendement quantique interne ou réponse spectrale, dans le cas contraire il est appelé rendement quantique externe [16]. Le rendement quantique dépend du coefficient d'absorption des matériaux utilisés et de l'efficacité de la collecte. Il est mesuré en fonction de la longueur d'onde émise par une source monochromatique.

Soit  $F$  le flux de photons reçus par la photopile et  $R$  son coefficient de réflexion optique. La réponse spectrale (ou rendement quantique interne) est définie par [17] :

$$RS = \frac{J_{ph}}{qF(1-R)} \quad (1-3)$$

Avec :  $J_{ph}$  la densité de photocourant fourni par la photopile et  $q$  la charge de l'électron.

### I-5) rendement de conversion en puissance électrique

Le rendement de conversion photovoltaïque en puissance électrique  $\eta_c$  des cellules photovoltaïques, se définit comme le rapport entre la puissance électrique maximale délivrée par la cellule et la puissance lumineuse incidente, il est donné par :

$$\eta_c = \frac{P_m}{P_{\text{solaire}}} = \frac{FF V_{co} I_{cc}}{ES} \quad (1-4)$$

Où  $E$  est l'éclairement ( $\text{W/m}^2$ ),  $S$  la Surface active des panneaux ( $\text{m}^2$ ), avec :

$$P_m = V_m I_m = FF V_{co} I_{cc} \quad (1-5)$$

Le paramètre  $FF$  est le facteur de remplissage ou facteur de forme,  $V_{co}$  la tension de circuit ouvert et  $I_{cc}$  est le courant de court-circuit.

#### I-5-1) Facteur de forme

Le paramètre de remplissage ou facteur de forme  $FF$  représente l'efficacité de la cellule et informe sur son état de vieillissement. C'est un indicateur de la qualité de la photodiode et résulte des résistances série et parallèle.

#### I-5-2) Courant de court-circuit :

Le courant de court-circuit  $I_{cc}$  correspond au courant qu'on obtient lorsque la tension de polarisation  $V$  est nulle. Il s'agit du courant le plus important que l'on puisse obtenir avec une cellule solaire. Il croît avec l'intensité d'illumination et dépend de la surface de la cellule, du spectre d'excitation, de la stabilité des porteurs et de la température. On l'obtient en branchant directement un ampèremètre aux bornes de la photopile.

#### I-5-3) Tension de circuit ouvert :

La tension de circuit ouvert  $V_{co}$  est la tension qu'il faut appliquer à la photodiode dans le sens passant pour générer un courant qui annule le photocourant. Elle est obtenue quand le courant qui traverse la cellule est nul. On l'obtient en branchant directement un voltmètre aux bornes de la photopile.

## I-6) Les différents types de cellules solaires

Il existe deux approches de base dans la réalisation des cellules solaires. La première consiste à réaliser la cellule avec du matériau monocristallin de haute qualité, son objectif est le haut rendement. Les cellules photovoltaïques monocristallines sont composées d'un seul monocristal divisé en deux couches, leur rendement est de l'ordre de 18% à 24 % [18,19]. Cette filière est dominée par le silicium et les composés III-V tels que GaAs et InP. Il existe aussi des cellules polycristallines, constituées de plusieurs petits cristaux mais leur rendement est plus faible, il est de l'ordre de 10 à 15 % [13].

La seconde approche consiste à réaliser les cellules en couches minces, déposées sur un substrat peu coûteux comme le verre ou une feuille métallique. Parmi les différentes filières dans le domaine des couches minces, nous distinguons :

- La filière silicium amorphe (a-si) : ces cellules sont composées d'un support en verre ou en plastique sur lequel on dépose une fine couche de silicium. Leur rendement varie entre 9 et 10% [20] et se dégrade dans le temps.

- La filière des composés II-VI : Tellure de cadmium / Sulfure de cadmium ( $\text{CdTe}$  /  $\text{CdS}$ ) Cette filière exploite les propriétés optiques optimales du  $\text{CdTe}$  qui a un gap direct de l'ordre de 1,5 eV [21] et un coefficient d'absorption photonique élevé dans tout le spectre solaire [22]. Le rendement de ces cellules excède 15% [23].

- La filière chalcopryrite à base de  $\text{Cu-III-VI}_2$  : Les composés ternaires chalcopryrites utilisés comme absorbeurs sont généralement le  $\text{CuGaSe}_2$ , le  $\text{CuAlSe}_2$ , le  $\text{CuInSe}_2$  et le  $\text{CuInS}_2$ . Du fait de leurs grands coefficients d'absorption photonique, une épaisseur de 1 à 2  $\mu\text{m}$  suffit pour absorber la partie utile du spectre solaire. Le matériau le plus prometteur dans cette famille semble être le  $\text{CuInSe}_2$ , les cellules solaires à base de ce matériau peuvent atteindre un rendement de l'ordre de 18% [24].

- Les cellules solaires organiques : on les appelle aussi cellules plastiques, elles sont composées de semiconducteurs organiques, leur rendement est de l'ordre de 3 à 10% [25,26].

## II. Cellules solaires à base de $\text{CuInSe}_2$

Les cellules solaires à base de  $\text{Cu}_x\text{S}/\text{CdS}$  semblent être à l'origine du développement de la filière chalcopyrites à base de  $\text{Cu-III-VI}_2$ . Le  $\text{Cu}_x\text{S}$  est un composé instable dans le temps [27], dans le but d'améliorer la stabilité de ce matériau, on y introduit progressivement de l'indium In, ce qui a ainsi conduit au  $\text{CuInS}_2$ . Le  $\text{CuGaSe}_2$ , le  $\text{CuAlSe}_2$ , le  $\text{CuInSe}_2$  sont des composés qui dérivent du  $\text{CuInS}_2$ .

En se basant sur les modèles théoriques, Loferski propose une courbe du rendement théorique de conversion en fonction du gap du semiconducteur (figure 1-4) [28]. Ce modèle révèle qu'un matériau ayant un gap égal à 1,55 eV est optimal pour obtenir le meilleur rendement théorique de conversion photovoltaïque. De plus il doit être un matériau à gap direct, avec un coefficient d'absorption photonique élevé, et de préférence avec une conductivité de type p à cause de la longueur de diffusion des électrons qui est plus élevée que celle des trous. Dans cette posture, le  $\text{CuInS}_2$  est le matériau convenable mais sa performance reste inférieure à celle du  $\text{CuInSe}_2$ . Le gap du  $\text{CuInSe}_2$  est de l'ordre de 1,04 eV, ainsi ce gap est augmenté en introduisant du gallium Ga ou de l'aluminium Al.

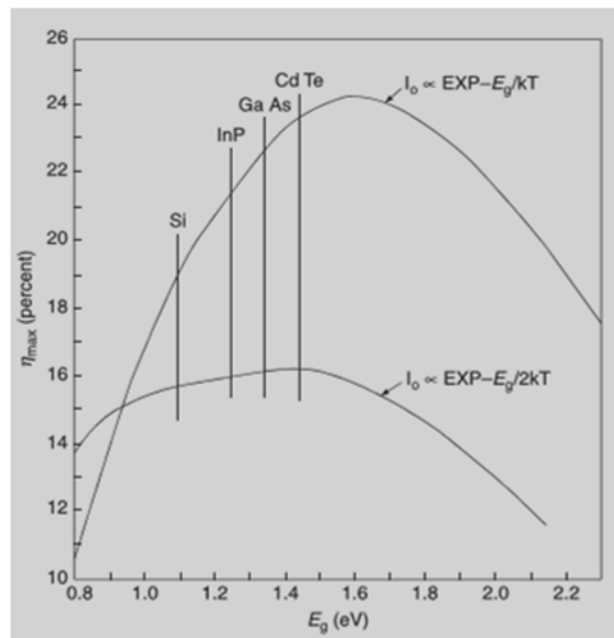


Figure 1-4 : rendement théorique de conversion en fonction du gap du matériau [28]

Le  $\text{CuInSe}_2$  est un matériau composé qui est de type I – III – VI, de structure chalcopyrite, de plus en plus prometteur pour la production de masse de modules en films

minces [29]. Dans le  $\text{CuInSe}_2$ , les écarts de composition ne traduisent pas des écarts dans le gap [30].

Des progrès considérables ont été accomplis dans le développement de cellules solaires chalcopyrites au cours des dernières années. Des hétérojonctions en couches minces utilisant des fenêtres ( $\text{CdS}$  ;  $\text{ZnO}$ ) présentent des rendements de l'ordre de 14,1% [31], une stabilité remarquable et un faible coût de fabrication. Diverses techniques ont été mises en point pour préparer des couches minces de  $\text{CuInSe}_2$ , telles que l'évaporation flash, la coévaporation, l'épitaxie par jet moléculaire, l'électrodéposition etc... [32].

## II-1) Propriétés optiques du $\text{CuInSe}_2$

Le coefficient d'absorption optique du  $\text{CuInSe}_2$  a à peu près le même seuil que celui du Silicium cristallin ( $E_g = 1,02 \text{ eV}$ ), mais il est de 100 à 1000 fois plus élevé dans la gamme 1,1 eV à 2,6 eV ce qui permet une épaisseur d'absorbeur de 1 à 2  $\mu\text{m}$  [30]. Les principales améliorations sont venues de l'élargissement de la bande interdite du  $\text{CuInSe}_2$  par l'utilisation d'alliage du type  $\text{CuGaSe}_2$  et  $\text{CuInSe}_2$ . On peut réaliser avec le  $\text{CuInSe}_2$ , des alliages quaternaires, faisant passer le gap de 1,04 eV à 2,67 eV [33,34]. Ces alliages tels que le  $\text{Cu(InGa)Se}_2$ ,  $\text{CuIn(SeS)}_2$ ,  $\text{Cu(InAl)Se}_2$  et  $\text{Cu(InGa)S}_2$  ont des gaps appropriés aux fonctionnements de cellules solaires (voir figure 1- 5).

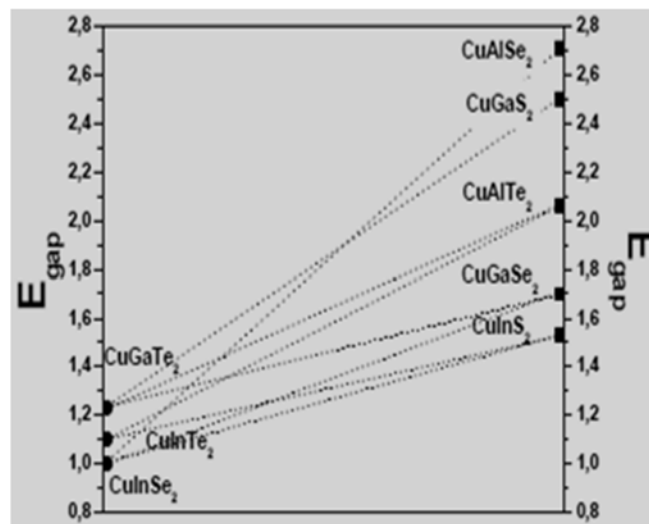


Figure 1-5 : Absorbeurs chalcopyrites à base de Cu-III-VI<sub>2</sub> [35]

En effet on peut faire varier les propriétés du  $\text{CuInSe}_2$  par substitution des atomes d'indium In et /ou de sélénium Se par des atomes de même valence (Ga ou Al pour In, S pour

Se). Ceci conduit à une famille très riche de composés, notée I-III-VI<sub>2</sub>, de largeur de bande interdite et de paramètres de maille ajustables. Le meilleur résultat est obtenu en substituant une partie des atomes d'indium par des atomes de gallium, conduisant à des matériaux de formule  $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$  notés CIGS dont la largeur de bande interdite varie entre 1,04 et 1,68 eV : un rendement optimum de 19,5% est obtenu pour  $x=0,3$ , avec  $E_g = 1,15$  eV [36]. Une autre voie consiste à jouer sur la substitution Se/S (entre 1,04 eV et 1,57 eV).

## II-2) Propriétés électriques du $\text{CuInSe}_2$

Les cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$  utilisent actuellement des couches de type p avec des concentrations de trous majoritaires comprises entre  $10^{16}$  et  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et des longueurs de diffusion des électrons minoritaires de l'ordre du micron. Le contrôle de ces concentrations de porteurs, qui dépendent des écarts à la composition stœchiométrique, comporte une part d'empirisme. Un excès de sélénium conduit au type p, un déficit au type n.

La composition du  $\text{CuInSe}_2$  joue un rôle important dans les propriétés électriques de ce matériau en raison de ses conductivités en types n, intrinsèque et p. Sa conductivité électrique dépend des rapports  $\Delta m = (\text{Cu}/\text{In}) - 1$  et  $\Delta s = [2\text{Se}/(\text{Cu}+3\text{In})] - 1$ . Si  $\Delta m > 0$  (riche en Cu) et  $\Delta s > 0$  (riche en Se) la conductivité du matériau est de type p, sinon le matériau est de type n lorsque  $\Delta s < 0$  (pauvre en Se) et  $\Delta m$  soit négatif (riche en In) ou positif. Dans certains cas les conductivités de types p et n sont observés pour  $\Delta m > 0$  et  $\Delta s < 0$  [11].

## II-3) Propriétés structurales

Le  $\text{CuInSe}_2$  est un composé ternaire de la famille des composés I-III-VI<sub>2</sub> (de formule  $\text{ABC}_2$ ) ayant une structure cristalline qui dérive de la structure cubique du silicium.

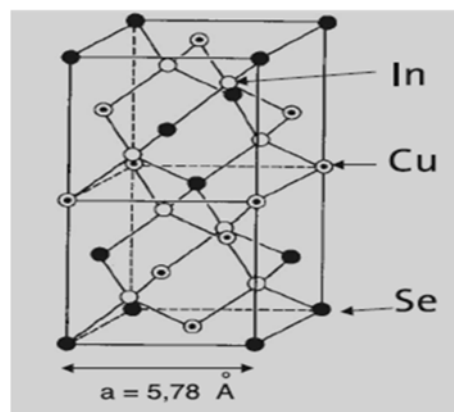


Figure 1-6 : Structure cristalline du  $\text{CuInSe}_2$

Cette structure est composée d'un sous-réseau anionique (ions  $\text{Se}^{2-}$  ou  $\text{C}^{2-}$ ) et d'un sous-réseau cationique (ions  $\text{Cu}^+$  et  $\text{In}^{3+}$  ou  $\text{A}^+$  et  $\text{B}^{3+}$ ). La phase chalcopyrite, la seule à posséder de bonnes propriétés pour les applications photovoltaïques, correspond à un agencement ordonné des cations  $\text{Cu}^+$  et  $\text{In}^{3+}$  (ou  $\text{A}^+$  et  $\text{B}^{3+}$ ) dans leur sous-réseau [37] (voir figure 1-6).

#### **II-4) Composition de la cellule solaire à base de $\text{CuInSe}_2$**

Les cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$  sont généralement du type hétérojonction c'est-à-dire les régions p et n sont constituées de matériaux différents. La figure 1-7 montre une structure de cellule solaire à base de  $\text{CuInSe}_2$ . Celle-ci comporte 5 couches minces. La première en molybdène ou d'ITO (indium tin oxyde) ( $0,5 \mu\text{m}$ ) joue le rôle de contact métallique arrière [38]. La seconde est la couche de  $\text{CuInSe}_2$  ( $2 \mu\text{m}$ ). La troisième couche appelée couche tampon est une fine couche (moins de  $50 \text{ nm}$ ) déposée à la surface du  $\text{CuInSe}_2$ , et constituée de sulfure de cadmium  $\text{CdS}$  (type n dopé à l'In). Elle se situe à l'interface avec les couches suivantes à base de  $\text{ZnO}$  ( $50 \text{ nm}$  de  $\text{ZnO}$  intrinsèque, puis  $0,5$  à  $1 \mu\text{m}$  de  $\text{ZnO}$  dopé Al). La couche de  $\text{ZnO}$  dopé Al ( $\text{ZnO} : \text{Al}$ ) est de type n fortement dopé ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). On montre aussi que la couche de  $\text{ZnO}$  intrinsèque peut être évitée en déposant une couche de  $\text{CdS}$  plus épaisse [13].

La couche de  $\text{ZnO}$  sert avec le  $\text{CdS}$  de partenaire avec le  $\text{CuInSe}_2$  pour former la jonction n-p. Elle sert également d'électrode avant pour le dispositif final. La couche tampon ( $\text{CdS}$ ) assure la transition électrique et structurale entre le  $\text{CuInSe}_2$  et le  $\text{ZnO}$ . Sa présence permet de réduction considérable des pertes électriques associées aux mécanismes de recombinaison à l'interface [37].

La couche de  $\text{ZnO}$  intrinsèque complète la couche tampon sur le plan électrique en évitant le contact direct avec le  $\text{ZnO} : \text{Al}$  fortement dopé. Du fait de largeurs de bande interdite élevées, les couches de  $\text{ZnO}$  et de  $\text{CdS}$  laissent passer le rayonnement visible (d'où leur nom de couches fenêtres), qui est ensuite absorbé dans la couche de  $\text{CuInSe}_2$ . Les caractéristiques des cellules dépendent étroitement de celles des couches individuelles et de leurs interfaces. L'augmentation par exemple de la largeur de la bande interdite du  $\text{CuInSe}_2$ , s'accompagne d'une augmentation de la tension de circuit ouvert et d'une diminution du photocourant [37].

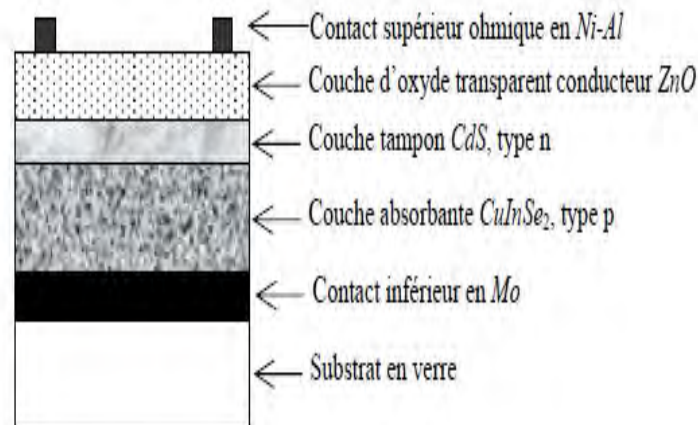


Figure 1-7 : schéma représentatif d'une cellule solaire typique à base de  $\text{CuInSe}_2$  [13]

### III) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement présenté en première partie, une étude générale sur l'énergie photovoltaïque, notamment sur son histoire et sur son principe de fonctionnement. Les différentes caractéristiques et paramètres associés au fonctionnement des cellules photovoltaïques ont été illustrés. Les influences de ces paramètres sur leur performance ont été également exposées. Dans la seconde partie, nous avons abordé les différentes approches de réalisation d'une cellule solaire, qui s'appuient principalement sur les filières en couches minces, mono et polycristallines. Nous nous sommes intéressés sur les cellules solaires à base de semiconducteurs appartenant à la famille des chalcopyrites, et principalement sur le  $\text{CuInSe}_2$  et ses alliages, élaborés en couches minces. Les différentes propriétés (électriques, optiques et structurales) du  $\text{CuInSe}_2$  ont été mises en évidence, un exemple de cellule à base de ce matériau a été également présenté. Ce matériau peut se comporter comme un semiconducteur de types p et n sans l'introduction d'atomes étrangers. Une simple variation de sa composition stœchiométrique lui confère les différents types de conductivité (p, n et intrinsèque). Il peut être donc utilisé en homo ou hétérojonction dans les applications solaires.

# **Chapitre II :**

# **Modèles de calcul de**

# **réponses spectrales**

# **des homo et**

# **hétérojonctions à**

# **base de $\text{CuInSe}_2$**

## I. Homojonction

### I-1) Introduction

Dans cette partie nous faisons l'étude des réponses spectrales de cellules solaires en couches minces à base de  $\text{CuInSe}_2$ . Des modèles jusqu'à 4 couches sont étudiés de types :  $p/n$  ;  $p^+p/n$  ;  $p/nn^+$  et  $p^+p/nn^+$ . L'objectif vise à étudier les performances d'une homojonction à base de  $\text{CuInSe}_2$  déposée sur un substrat de  $\text{CuInSe}_2$  dopé  $n^+$ , en présence d'une fenêtre à base de  $\text{CuInS}_2$  dopé  $p^+$  selon le modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$  (modèle à 4 couches). Ce modèle à 4 couches est comparé à ceux de l'homojonction simple de type  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  (modèle à 2 couches), de l'homojonction en présence de fenêtre de type  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  et de l'homojonction déposée sur substrat de type  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$  (modèles à 3 couches). Des modèles de calcul pour la détermination du photocourant de court-circuit et du rendement quantique interne sont établis pour les différentes structures. Ces résultats théoriques permettent de comparer les performances de ces différents modèles en étudiant les effets de la fenêtre et du substrat, et d'optimiser certains paramètres géométriques qui caractérisent la photopile (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison en surface, épaisseur des couches, etc.) afin d'améliorer le rendement global. En vue de tester la validité de nos modèles de calcul, les résultats théoriques obtenus sont comparés à certains résultats expérimentaux publiés dans la littérature.

Le  $\text{CuInS}_2$  a un gap plus grand ( $E_g = 1,57$  eV) que celui du  $\text{CuInSe}_2$  ( $E_g = 1,04$  eV) [11]. Ces deux matériaux appartiennent également à la même famille (groupe Cu- III-VI<sub>2</sub>) [39] et ont des paramètres de maille assez proches (voir tableau 2-1). Ainsi le  $\text{CuInS}_2$  peut être utilisé comme fenêtre mais dans une gamme d'énergie de radiation limitée allant de 1,04 eV à 1,57 eV. Le substrat dopé  $n^+$  est de même nature que la base. Les phénomènes d'interface sont négligés puisqu'il y a une continuité des couches. L'étude de la réponse spectrale des différents modèles est exploitée pour une comparaison de ces différentes structures et l'optimisation des paramètres géométriques en vue d'augmenter le rendement quantique interne.

## I-2) Théorie et méthode

Pour chaque structure proposée, le modèle théorique utilisé pour la détermination de la réponse spectrale, est basé sur les effets des coefficients d'absorption des différents matériaux et des paramètres géométriques modélisant la photopile (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison à la surface avant et arrière et à l'interface des différentes couches, épaisseurs des couches etc.). On supposera que le coefficient de réflexion optique est négligeable au niveau de chaque interface dans la gamme d'énergie des photons utilisée. On considérera aussi que la zone de charge d'espace se localise uniquement entre les régions p et n de chaque structure et que le champ électrique est nul à l'extérieur de cette zone. De plus, dans cette même région, on négligera les phénomènes de recombinaison. Ces phénomènes sont souvent dus aux centres de recombinaison.

Cependant la résolution littérale des équations de continuité modélisant le fonctionnement de notre photopile nous permet de tirer des informations précieuses pour la caractérisation et l'optimisation des divers paramètres géométriques des couches photoconductrices, et le choix des matériaux et de la structure en vue d'améliorer le rendement.

Le tableau 2-1 mentionne les différents paramètres physiques utilisés dans cette partie, ils permettent la construction du diagramme de bande d'énergie de chaque structure. Le choix de ces données réside de certaines valeurs publiées dans la littérature [11, 40-45].

| Matériau                  | $E_g$ (gap)     | a (paramètre de maille) | C (paramètre de maille) | $\chi$ (affinité électronique) | Taux de dopage                                       |
|---------------------------|-----------------|-------------------------|-------------------------|--------------------------------|------------------------------------------------------|
| CuInSe <sub>2</sub> (p,n) | 0,96 – 1,04 eV  | 5,78 Å                  | 11,62 Å                 | 4,58 eV                        | 10 <sup>14</sup> - 10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup> |
| CuInS <sub>2</sub> (p)    | 1,438 - 1,57 eV | 5,51 Å                  | 11 Å                    | 4,04 eV                        | 10 <sup>16</sup> - 10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup> |

**Tableau 2- 1. Paramètres physiques utilisés [11, 40 - 45].**

Les coefficients d'absorption des différents matériaux (CuInSe<sub>2</sub> et CuInS<sub>2</sub>) utilisés dans cette partie sont illustrés sur la figure 2-1). Nous utilisons les valeurs des coefficients d'absorption données par Subba Ramaiah Kodigala [11] pour les photons d'énergie allant de 1 à 2 eV. Nous avons approximativement complété les valeurs par extrapolation pour les photons d'énergie supérieure à 2 eV.

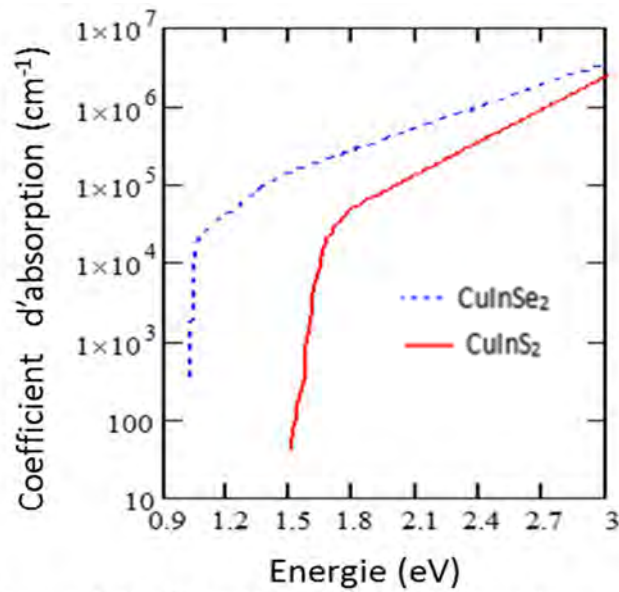


Figure 2-1. Coefficient d'absorption des matériaux en fonction de l'énergie des photons [11]

### I-3) Modèle à 2 couches de type p/n : Cas de l'homojonction $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$

Dans le cas de l'homojonction  $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ , les schémas de principe de la photopile et du diagramme de bande d'énergie associé, sont respectivement représentés sur les figures 2-2 et 2-3 suivantes :

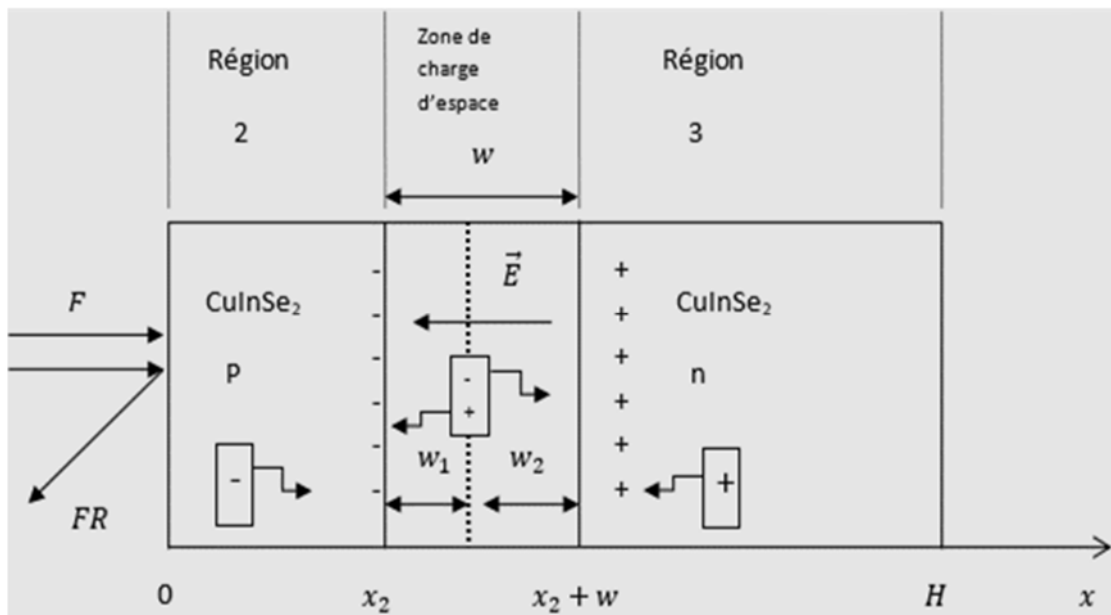


Figure 2-2 : Schéma de principe de la photopile  $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$

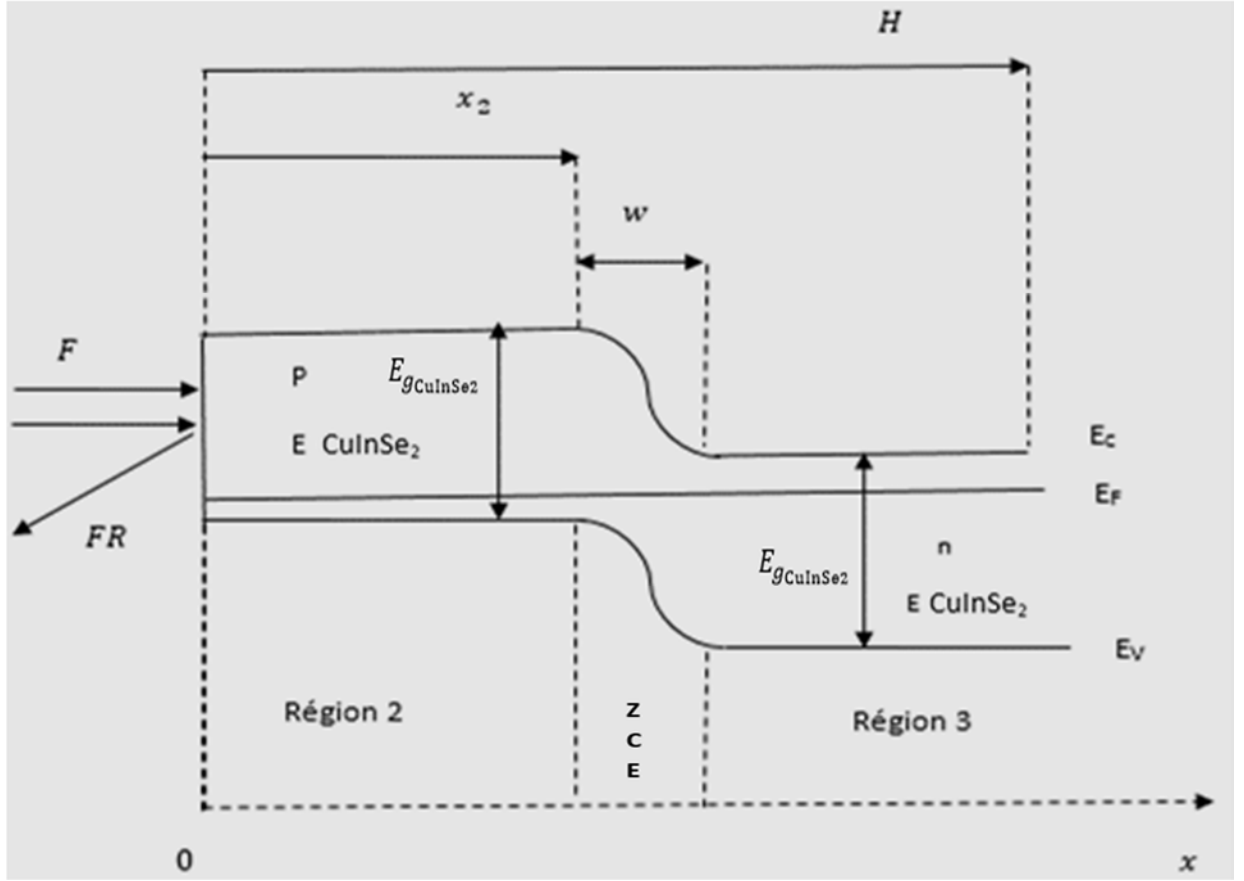


Figure 2- 3 : Diagramme de bande d'énergie de la photopile  $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$

Le photocourant résultant est la somme de trois composantes, le courant de diffusion des électrons de la région de type p, le courant généré dans la zone de charge d'espace (ZCE) et le courant de diffusion des trous dans la région de type n. On obtient le photocourant total en ajoutant ces trois composantes.

### I-3-1) Expression du photocourant dans le front

Dans la région 2 (front),  $0 \leq x \leq x_2$ , l'équation de continuité s'écrit pour les électrons :

$$\frac{d^2 \Delta n_2}{dx^2} - \frac{\Delta n_2}{L_{n_2}^2} = \frac{-\alpha_2 F(1-R)e^{-\alpha_2 x}}{D_{n_2}} \quad (2-1)$$

Avec :  $L_{n_2}^2 = D_{n_2} \tau_{n_2}$  (2-2)

Les conditions aux limites sont données par [46] :

$$D_{n_2} \frac{d\Delta n_2}{dx} = S'_{n_2} \Delta n_2 \quad \text{pour } x = 0 \quad (2-3)$$

$$\Delta n_2 = 0 \quad \text{pour } x = x_2 \quad (2-4)$$

$S'_{n_2}$  est la vitesse de recombinaison sur la face avant de la région 2 (couche active) en l'absence de fenêtre.

La solution de l'équation (2-1) peut être écrite, sous la forme :

$$\Delta n_2(x) = -\frac{\alpha_2 L_{n_2}^2 F(1-R)}{D_{n_2}(\alpha_2^2 L_{n_2}^2 - 1)} \cdot \left[ e^{-\alpha_2 x} + \frac{\left( \frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} + \alpha_2 L_{n_2} \right) \cdot \text{sh}\left(\frac{x-x_2}{L_{n_2}}\right) - e^{-\alpha_2 x_2} \left[ \left( \frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \right) \cdot \text{sh}\left(\frac{x}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x}{L_{n_2}}\right) \right]}{\frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \text{sh}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right)} \right] \quad (2-5)$$

L'expression du photocourant d'électrons est donnée par  $J_{n_2} = q D_{n_2} \frac{d\Delta n_2}{dx} \Big|_{x=x_2}$ , soit :

$$J_{n_2} = -\frac{q \alpha_2 F(1-R) L_{n_2}}{(\alpha_2^2 L_{n_2}^2 - 1)} \left\{ \frac{\left( \frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} + \alpha_2 L_{n_2} \right) e^{-\alpha_2 x_2} \left[ \frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \text{ch}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right) + \text{sh}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right) \right]}{\frac{S'_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \text{sh}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2}{L_{n_2}}\right)} - \alpha_2 L_{n_2} e^{-\alpha_2 x_2} \right\} \quad (2-6)$$

### I-3-2) Expression du photocourant dans la zone de charge d'espace

Comme nous l'avons indiqué au début de ce paragraphe, les phénomènes de recombinaison sont négligés dans la zone de charge d'espace,  $x_2 \leq x \leq x_2 + w$ . L'expression du photocourant d'électrons dans cette zone de déplétion est donnée par :

$$J_{ZCE} = qF(1-R)e^{-\alpha_2 x_2} [e^{-\alpha_2 w_1} - 1] + qF(1-R)e^{-\alpha_2 [(x_2+w_1)]} [e^{-\alpha_3 w_2} - 1] \quad (2-7)$$

### I-3-3) Expression du photocourant à l'arrière (base : région 3)

Dans la région 3 (base),  $x_2 + w \leq x \leq H$ , le photocourant est un courant de trous, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{d^2 \Delta p_3}{dx^2} - \frac{\Delta p_3}{L_{p_3}^2} = \frac{-\alpha_3}{D_{p_3}} F(1-R) e^{-\alpha_2 [(x_2+w_1)]} e^{\alpha_3 (x_2+w_1)} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-8)$$

$$\text{Avec : } L_{p_3}^2 = D_{p_3} \tau_{p_3} \quad (2-9)$$

Les conditions aux limites sont données par [46] :

$$D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} = -S_{p_3} \Delta p_3 \quad \text{pour } x = H \quad (2-10)$$

$$\Delta p_3 = 0 \quad \text{pour } x = x_2 + w \quad (2-11)$$

$S_{p_3}$  est la vitesse de recombinaison sur la face arrière de la région 3 en l'absence de substrat.

La variation de la densité de trous à l'arrière (région 3) est donnée par la solution de l'équation 2-8, elle s'écrit :

$$\Delta p_3(x) = -\frac{\alpha_3 L_{P_3}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{(\alpha_3^2 L_{P_3}^2 - 1)} \times \left\{ e^{-\alpha_3 \cdot x} + \frac{e^{-\alpha_3 H} \left( \alpha_3 L_{P_3} - \frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \right) \cdot \text{sh} \left[ \frac{x - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] + e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \cdot \left\{ \frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \text{sh} \left[ \frac{x - H}{L_{P_3}} \right] - \text{ch} \left[ \frac{x - H}{L_{P_3}} \right] \right\}}}{\frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right]} \right\} \quad (2-12)$$

Le photocourant de trous dans la base est donné par  $J_{p_3} = -q D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} \Big|_{x=x_2+w}$ , soit :

$$J_{p_3} = \frac{q \alpha_3 L_{P_3} F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{(\alpha_3^2 L_{P_3}^2 - 1)} \times \left\{ \left( \alpha_3 L_{P_3} - \frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \right) e^{-\alpha_3 H} + e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \left\{ \frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] + \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] \right\} \right\} - \alpha_3 L_{P_3} e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \left\{ \frac{S_{P_3} L_{P_3}}{D_{P_3}} \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{P_3}} \right] \right\} \right\} \quad (2-13)$$

Le photocourant total est donné par

$$J_{ph} = J_{n_2} + J_{ZCE} + J_{p_3} \quad (2-14)$$

- Remarque 1 :

Il faudra noter que nous faisons l'étude d'une homojonction, alors on a :

$$\alpha_2 = \alpha_3 \quad (2-15)$$

- Remarque 2 :

Nous supposerons que dans le cas d'une hétérojonction ( $\alpha_2 \neq \alpha_3$ ) ce modèle à deux couches reste valable.

#### I-4) Modèle à 3 couches de type p<sup>+</sup>p/n : Cas de l'homojonction en présence de fenêtre de type CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)

Pour réduire les phénomènes de surface entraînant souvent des centres de recombinaison, on dépose souvent une couche fenêtre sur la surface avant (face éclairée). Ceci permet d'éloigner la surface de la zone active (couche absorbante). Les paramètres de maille étant très proches, peu de dislocations ou de défauts existent à l'interface entre les deux matériaux (CuInS<sub>2</sub> et CuInSe<sub>2</sub>) entraînant une diminution de la vitesse de recombinaison à l'interface.

Le schéma de principe de la structure est représenté sur la figure 2-4.

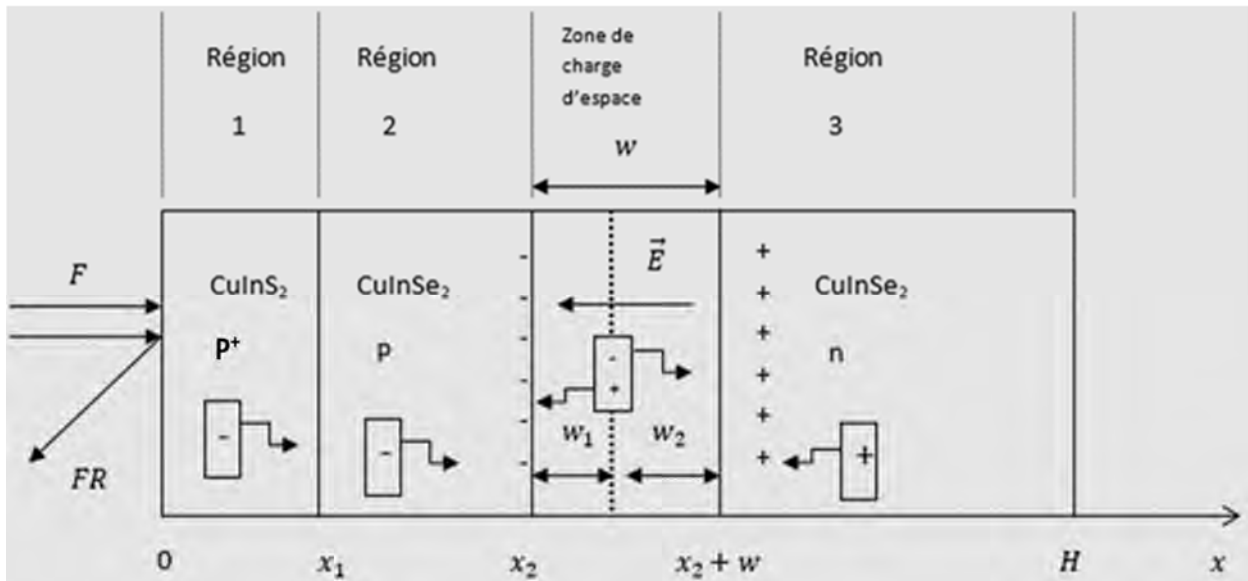


Figure 2-4 : Schéma de principe de la photopile  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$

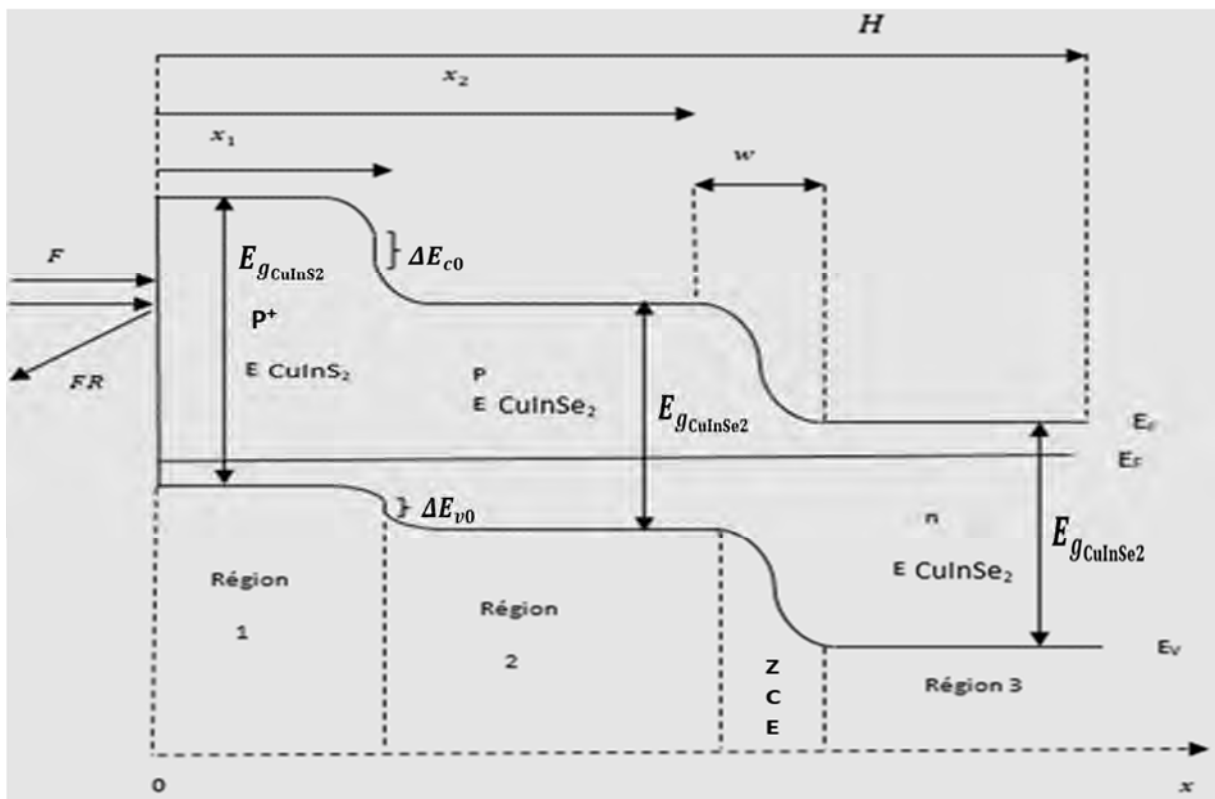


Figure 2-5 : Diagramme de bande d'énergie de  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$

Le principe de construction du diagramme énergétique repose sur le modèle d'Anderson [47], il tient compte de certaines propriétés électroniques des matériaux utilisés tels que l'affinité électronique, La largeur de la bande interdite (le gap) et le taux de dopage (voir tableau 2-1).

Nous noterons :

$$\Delta E_{c0} = E_{c0\text{CuInSe}_2} - E_{c0\text{CuInS}_2} = -(\chi_{\text{CuInSe}_2} - \chi_{\text{CuInS}_2}), \text{ soit : } \Delta E_{c0} = -0,54 \text{ eV}$$

$$\Delta E_g = E_{g\text{CuInSe}_2} - E_{g\text{CuInS}_2}, \text{ soit } \Delta E_g = -0,53 \text{ eV}$$

$$\Delta E_{v0} = E_{v0\text{CuInSe}_2} - E_{v0\text{CuInS}_2} = \Delta E_{c0} - \Delta E_g, \text{ soit } \Delta E_{v0} = -0,01 \text{ eV}$$

En tenant compte de ces grandeurs et du taux de dopage des différentes couches, le diagramme de bande d'énergie est représenté sur la figure (2-5).

#### I-4-1) Calcul du photocourant dans la région 1 (fenêtre)

Dans la région 1 (fenêtre),  $0 \leq x \leq x_1$ , le photocourant est essentiellement dû aux électrons, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{d^2 \Delta n_1}{dx^2} - \frac{\Delta n_1}{L_{n_1}^2} = \frac{-\alpha_1 F (1-R) e^{-\alpha_1 x}}{D_{n_1}} \quad (2-16)$$

$$\text{Avec : } L_{n_1}^2 = D_{n_1} \tau_{n_1} \quad (2-17)$$

On a les conditions aux limites suivantes [46] :

$$D_{n_1} \left( \frac{d\Delta n_1}{dx} \right) = S_{n_1} \Delta n_1 \quad \text{pour } x = 0 \quad (2-18)$$

$$\Delta n_1 = 0 \quad \text{pour } x = x_1 \quad (2-19)$$

La variation de la densité d'électrons dans le front devient :

$$\Delta n_1(x) = -\frac{\alpha_1 L_{n_1}^2 F (1-R)}{D_{n_1} (\alpha_1^2 L_{n_1}^2 - 1)} \cdot \left[ e^{-\alpha_1 x} + \frac{\left( \frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} + \alpha_1 L_{n_1} \right) \cdot \text{sh}\left(\frac{x-x_1}{L_{n_1}}\right) - e^{-\alpha_1 x_1} \left[ \frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x}{L_{n_1}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x}{L_{n_1}}\right) \right]}{\frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right)} \right] \quad (2-20)$$

L'expression du photocourant est donnée par  $J_{n_1} = q D_{n_1} \frac{d\Delta n_1}{dx} \Big|_{x=x_1}$ , soit :

$$J_{n_1} = \frac{q \alpha_1 F (1-R) L_{n_1}}{(\alpha_1^2 L_{n_1}^2 - 1)} \left[ \frac{\left( \frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} + \alpha_1 L_{n_1} \right) \cdot e^{-\alpha_1 x_1} \left[ \frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} \cdot \text{ch}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right) + \text{sh}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right) \right]}{\frac{S_{n_1} L_{n_1}}{D_{n_1}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right)} - \alpha_1 L_{n_1} e^{-\alpha_1 x_1} \right] \quad (2-21)$$

#### I-4-2) Calcul du photocourant dans la région 2

Dans cette zone,  $x_1 \leq x \leq x_2$ , le photocourant est un courant d'électrons, il résulte de la contribution des régions 1 et 2 en tenant compte de l'effet d'interface caractérisé par une vitesse de recombinaison à l'interface notée  $S_{n_2}$ . L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{d^2 \Delta n_2}{dx^2} - \frac{\Delta n_2}{L_{n_2}^2} = \frac{-\alpha_2 F(1-R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 (x-x_1)}}{D_{n_2}} \quad (2-22)$$

$$\text{Avec : } L_{n_2}^2 = D_{n_2} \tau_{n_2} \quad (2-23)$$

Les conditions aux limites dans ce cas s'écrivent [48,49] :

$$D_{n_2} \frac{d\Delta n_2}{dx} = S_{n_2} \Delta n_2 + D_{n_1} \frac{d\Delta n_1}{dx} \quad \text{pour } x = x_1 \quad (2-24)$$

$$\Delta n_2 = 0 \quad \text{pour } x = x_2 \quad (2-25)$$

La solution de l'équation (2-22), est donnée par :

$$\Delta n_2(x) = -\frac{\alpha_2 L_{n_2}^2 F(1-R) e^{-\alpha_1 x_1}}{D_{n_2} (\alpha_2^2 L_{n_2}^2 - 1)} \cdot \left[ e^{-\alpha_2 (x-x_1)} + \frac{\left( \frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} + \alpha_2 L_{n_2} \right) \cdot \text{sh}\left(\frac{x-x_2}{L_{n_2}}\right) - e^{-\alpha_2 (x_2-x_1)} \left[ \frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x-x_1}{L_{n_2}}\right) \right]}{\frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right)} \right] + \frac{\text{sh}\left(\frac{x-x_2}{L_{n_2}}\right) \cdot J_{n_1}}{\frac{q D_{n_2}}{L_{n_2}} \left( \frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) \right)} \quad (2-26)$$

Nous pouvons remarquer que cette expression a deux composantes, la première représente la variation de la densité des photoporteurs issus de la zone 2 et la seconde est due par la variation des photoporteurs dans la zone frontale.

Le photocourant donné par  $J_{n_2} = q D_{n_2} \frac{d\Delta n_2}{dx} \Big|_{x=x_2}$ , a pour expression :

$$J_{n_2} = -\frac{q \alpha_2 F(1-R) L_{n_2} e^{-\alpha_1 x_1}}{(\alpha_2^2 L_{n_2}^2 - 1)} \left\{ \frac{\left( \frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} + \alpha_2 L_{n_2} \right) - e^{-\alpha_2 (x_2-x_1)} \left[ \frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \text{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) \right]}{\frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right)} - \alpha_2 L_{n_2} e^{-\alpha_2 (x_2-x_1)} \right\} + \frac{J_{n_1}(x_1)}{\frac{S_{n_2} L_{n_2}}{D_{n_2}} \cdot \text{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{n_2}}\right)} \quad (2-27)$$

#### I-4-3) Calcul du photocourant dans la zone de charge d'espace

Nous rappelons que dans la zone de déplétion (zone de charge d'espace),  $x_2 \leq x \leq x_2 + w$ , les recombinaisons sont négligées, on suppose que le temps de transit des porteurs libres dans cette zone est très inférieur à leurs plus basses durées de vie à cause du fort champ

électrique qui y règne [50], Ils n'auront pas le temps de se recombinaison et sont tous collectés.

L'expression du photocourant d'électrons est donnée par :

$$J_{ZCE} = qF(1 - R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 (x_2 - x_1)} [e^{-\alpha_2 w_1} - 1] + qF(1 - R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 [(x_2 + w_1) - x_1]} [e^{-\alpha_3 w_2} - 1] \quad (2-28)$$

#### I-4-4) Calcul du photocourant dans la région 3

Dans cette région,  $x_2 + w \leq x \leq H$ , le photocourant est un courant de trous, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{d^2 \Delta p_3}{dx^2} - \frac{\Delta p_3}{L_{p_3}^2} = \frac{-\alpha_3}{D_{p_3}} F(1 - R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 [(x_2 + w_1) - x_1]} e^{\alpha_3 (x_2 + w_1)} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-29)$$

$$\text{Avec : } L_{p_3}^2 = D_{p_3} \tau_{p_3} \quad (2-30)$$

Les conditions aux limites s'écrivent [46] :

$$D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} = -S_{p_3} \Delta p_3 \quad \text{pour } x = H \quad (2-31)$$

$$\Delta p_3 = 0 \quad \text{pour } x = x_2 + w \quad (2-32)$$

Des équations (2-29), (2-31) et (2-32), on tire la variation de la densité de trous dans la base, donnée par :

$$\Delta p_3(x) = -\frac{\alpha_3 L_{p_3}^2 F(1-R)e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{D_{p_3}(\alpha_3^2 L_{p_3}^2 - 1)} \times \left\{ e^{-\alpha_3 \cdot x} + \frac{e^{-\alpha_3 H} \left( \alpha_3 L_{p_3} - \frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \right) \cdot \text{sh} \left[ \frac{x - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] + e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \cdot \left[ \frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \text{sh} \left[ \frac{x - H}{L_{p_3}} \right] - \text{ch} \left[ \frac{x - H}{L_{p_3}} \right] \right]}{\frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right]} \right\} \quad (2-33)$$

Le photocourant de trous donné par  $J_{p_3} = -q D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} \Big|_{x=x_2+w}$ , a pour expression :

$$J_{p_3} = \frac{q \alpha_3 L_{p_3} F(1-R)e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{(\alpha_3^2 L_{p_3}^2 - 1)} \times \left\{ \left( \alpha_3 L_{p_3} - \frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \right) e^{-\alpha_3 H} + e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \left\{ \frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] + \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] \right\} \right. \\ \left. - \frac{S_{p_3} L_{p_3}}{D_{p_3}} \text{sh} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{H - (x_2 + w)}{L_{p_3}} \right] \right\} - \alpha_3 L_{p_3} e^{-\alpha_3 (x_2 + w)} \right\} \quad (2-34)$$

### I-5) Modèle à 3 couches de type p/n n<sup>+</sup> : Cas de l'homojonction déposée sur substrat de type CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>)

Dans cette partie on se propose d'étudier l'effet du substrat sur le photocourant total. Le substrat peut jouer un rôle important sur le rendement global de la photopile. Il permet de réduire les pertes liées à la surface arrière, et d'améliorer la collecte des porteurs minoritaires photogénérés dans la base. Il contribue également au photocourant total dans le cas de faibles absorptions correspondant aux photons de grande longueur d'onde.

Les schémas de principe de la structure et du diagramme de bande d'énergie sont respectivement représentés sur les figures 2-6 et 2-7.

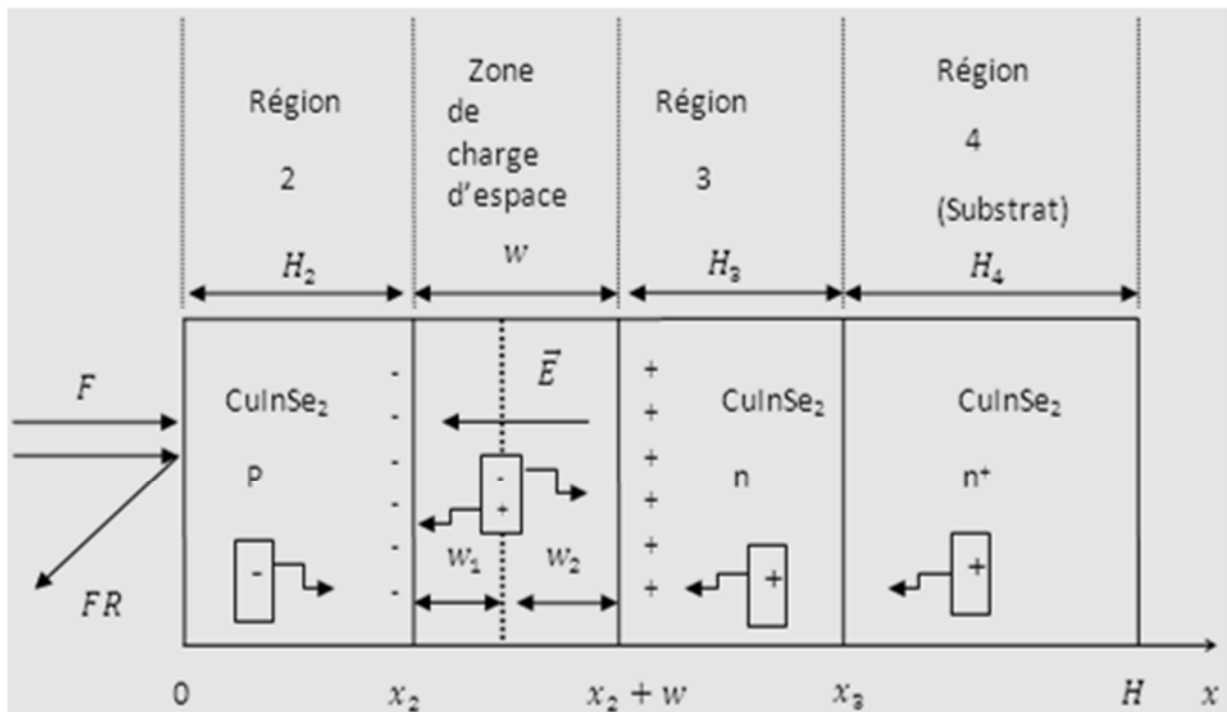


Figure 2-6 : Schéma de principe de la photopile CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>)

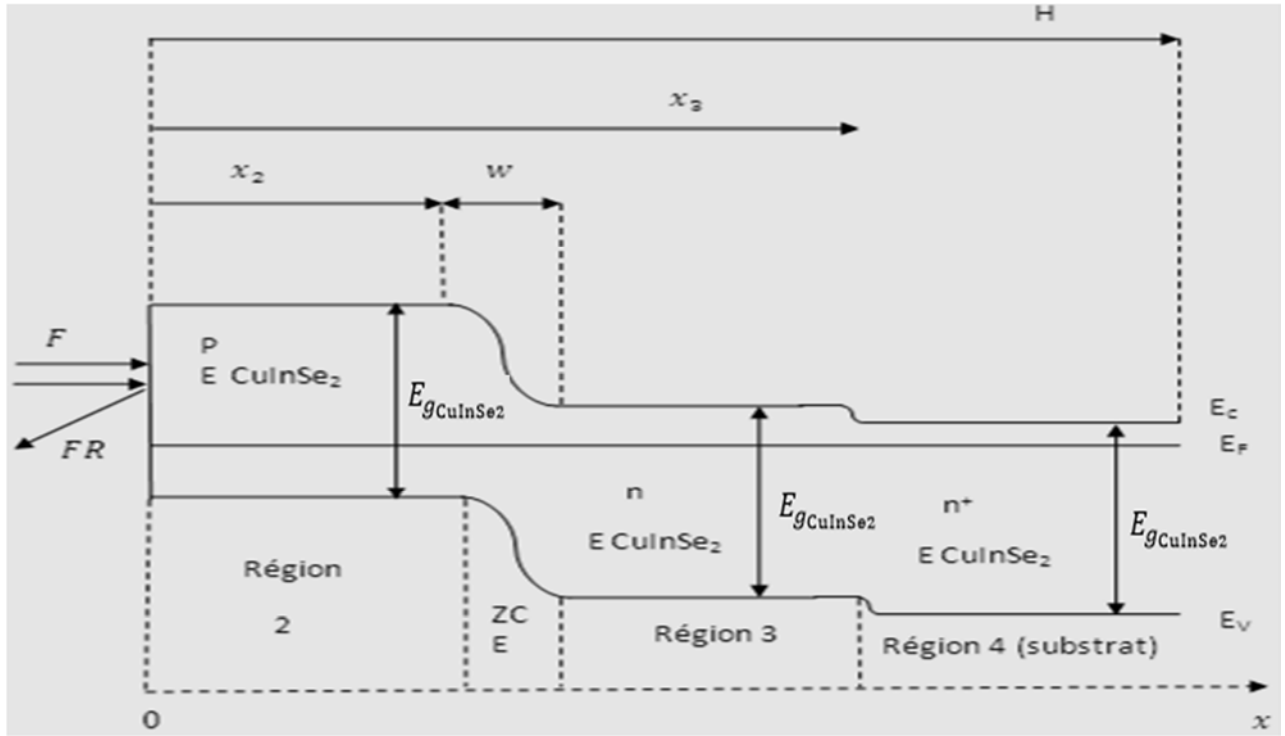


Figure 2-7 : Diagramme de bande d'énergie de  $CuInSe_2(p)/CuInSe_2(n)/CuInSe_2(n^+)$

#### I-5-1) Calcul du photocourant dans la région 2 et dans la zone de charge d'espace

Les expressions du photocourant d'électrons dans la région 2 et dans la zone de charge d'espace sont identiques à celles de l'homojonction simple. Elles sont respectivement données par les équations établies dans les paragraphes I-3-1) et I-3-2).

#### I-5-2) Calcul du photocourant dans les régions 3 et 4

L'expression du photocourant change dans la région 3, elle est différente de celle déjà exprimée dans le paragraphe I-3-3), l'influence du substrat doit être tenue en compte. Les équations de continuité dans la région 3 (base) et la région 4 (substrat) sont respectivement données par les équations (2-35) et (2-37) suivantes:

$$\frac{d^2\Delta p_3}{dx^2} - \frac{\Delta p_3}{L_{p_3}^2} = \frac{-\alpha_3}{D_{p_3}} F(1 - R)e^{-\alpha_2[(x_2+w_1)]} \times e^{\alpha_3(x_2+w_1)} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-35)$$

$$\text{Avec : } L_{p_3}^2 = D_{p_3} \tau_{p_3} \quad (2-36)$$

$$\frac{d^2\Delta p_4}{dx^2} - \frac{\Delta p_4}{L_{p_4}^2} = \frac{-\alpha_4}{D_{p_4}} F(1 - R)e^{-\alpha_2[(x_2+w_1)]} \times e^{-\alpha_3[x_3-(x_2+w_1)]} e^{\alpha_4 x_3} e^{-\alpha_4 x} \quad (2-37)$$

$$\text{Avec : } L_{p_4}^2 = D_{p_4} \tau_{p_4} \quad (2-38)$$

Les conditions aux limites sont données par [51,52] :

$$\Delta p_3(x) = 0 \quad \text{pour } x = x_2 + w \quad (2-39)$$

$$\Delta p_3(x) = \Delta p_4(x) \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-40)$$

$$D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} = D_{p_4} \frac{d\Delta p_4}{dx} \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-41)$$

$$D_{p_4} \frac{d\Delta p_4}{dx} = -S_{p_4} \Delta p_4 \quad \text{pour } x = H \quad (2-42)$$

La base et le substrat sont deux semiconducteurs de même nature, différenciés seulement par le taux de dopage. Ils sont tous les deux dopés du même type (n), la barrière de potentiel qui s'établit au contact entre les deux couches reste donc faible vu que le dopage est de même nature. Nous avons négligé cette faible zone de déplétion qui prend naissance à l'interface des deux matériaux et avons supposé qu'il y a une continuité entre les deux couches entraînant une continuité des densités de porteurs minoritaires et du courant résultant à l'interface. La face arrière du substrat est caractérisée par une vitesse de recombinaison en surface, et la limite à la zone de charge d'espace en  $x = x_2 + w$  par une forte collecte des porteurs minoritaires. Ces hypothèses permettent d'établir les conditions aux limites précédentes.

La solution de l'équation (2-35) donne la variation de la densité de trous dans la base, elle s'écrit :

$$\Delta p_3(x) = A'_3 e^{x/L_{p_3}} + B'_3 e^{-x/L_{p_3}} + K'_{p_3} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-43)$$

$$\text{Avec : } K'_{p_3} = \frac{-\alpha_3 L_{p_3}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{D_{p_3}(\alpha_3^2 L_{p_3}^2 - 1)} \quad (2-44)$$

La variation de la densité de trous dans le substrat est donnée par la solution de l'équation (2-37), elle s'écrit :

$$\Delta p_4(x) = A'_4 e^{x/L_{p_4}} + B'_4 e^{-x/L_{p_4}} + K'_{p_4} e^{-\alpha_4 x} \quad (2-45)$$

$$\text{Avec : } K'_{p_4} = \frac{-\alpha_4 L_{p_4}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{[(\alpha_4 - \alpha_3)x_3]}}{D_{p_4}(\alpha_4^2 L_{p_4}^2 - 1)} \quad (2-46)$$

L'utilisation des équations (2-43), (2-45) et des conditions aux limites permet d'obtenir le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} e^{\frac{x_2+w}{L_{p3}}} & e^{-\frac{x_2+w}{L_{p3}}} & 0 & 0 \\ e^{\frac{x_3}{L_{p3}}} & e^{-\frac{x_3}{L_{p3}}} & -e^{\frac{x_3}{L_{p4}}} & -e^{-\frac{x_3}{L_{p4}}} \\ -\frac{D_{p3}}{L_{p3}} e^{\frac{x_3}{L_{p3}}} & \frac{D_{p3}}{L_{p3}} e^{-\frac{x_3}{L_{p3}}} & \frac{D_{p4}}{L_{p4}} e^{\frac{x_3}{L_{p4}}} & -\frac{D_{p4}}{L_{p4}} e^{-\frac{x_3}{L_{p4}}} \\ 0 & 0 & -e^{\frac{H}{L_{p4}}} \left( \frac{D_{p4}}{L_{p4}} + S_{p4} \right) & e^{-\frac{H}{L_{p4}}} \left( \frac{D_{p4}}{L_{p4}} - S_{p4} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \\ A'_4 \\ B'_4 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\alpha_3 L_{p3}^2 F(1-R) e^{-\alpha_2 (x_2+w_1)}}{D_{p3} (\alpha_3^2 L_{p3}^2 - 1)} \\ F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2+w_1)]} e^{-\alpha_3 x_3} \left[ \frac{\alpha_3 L_{p3}^2}{D_{p3} (\alpha_3^2 L_{p3}^2 - 1)} - \frac{\alpha_4 L_{p4}^2}{D_{p4} (\alpha_4^2 L_{p4}^2 - 1)} \right] \\ F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2+w_1)]} e^{-\alpha_3 x_3} \left[ \frac{\alpha_3^2 L_{p3}^2}{(\alpha_3^2 L_{p3}^2 - 1)} - \frac{\alpha_4^2 L_{p4}^2}{(\alpha_4^2 L_{p4}^2 - 1)} \right] \\ -\frac{\alpha_4 L_{p4}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2+w_1)]} e^{[(\alpha_4 - \alpha_3)x_3]}}{D_{p4} (\alpha_4^2 L_{p4}^2 - 1)} \times e^{-\alpha_4 H} [S_{p4} - D_{p4} \alpha_4] \end{bmatrix} \quad (2-47)$$

Ce système d'équations linéaires est sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & 0 & 0 \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} & Y_{24} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} & Y_{34} \\ 0 & 0 & Y_{43} & Y_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \\ A'_4 \\ B'_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y'_1 \\ Y'_2 \\ Y'_3 \\ Y'_4 \end{bmatrix} \quad (2-48)$$

Les constantes sont déterminées en utilisant l'algorithme de Gauss [53], cette méthode sera entièrement développée dans le paragraphe suivant. L'expression du photocourant de trous est donnée par :

$$J_{p3} = -qD_{p3} \left[ \frac{A'_3}{L_{p3}} e^{(x_2+w)/L_{p3}} - \frac{B'_3}{L_{p3}} e^{-(x_2+w)/L_{p3}} - \alpha_3 K'_{p3} e^{-\alpha_3 (x_2+w)} \right] \quad (2-49)$$

#### I-6) Modèle à 4 couches de type p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> : Cas de l'homojonction déposée sur substrat en présence de fenêtre de type CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>)

Dans cette partie on se propose d'étudier simultanément les effets de la base et du substrat sur le photocourant total, conduisant ainsi à un modèle à 4 couches.

Les schémas de principe de la structure et du diagramme de bande d'énergie sont respectivement représentés sur les figures 2-8 et 2-9 suivantes :

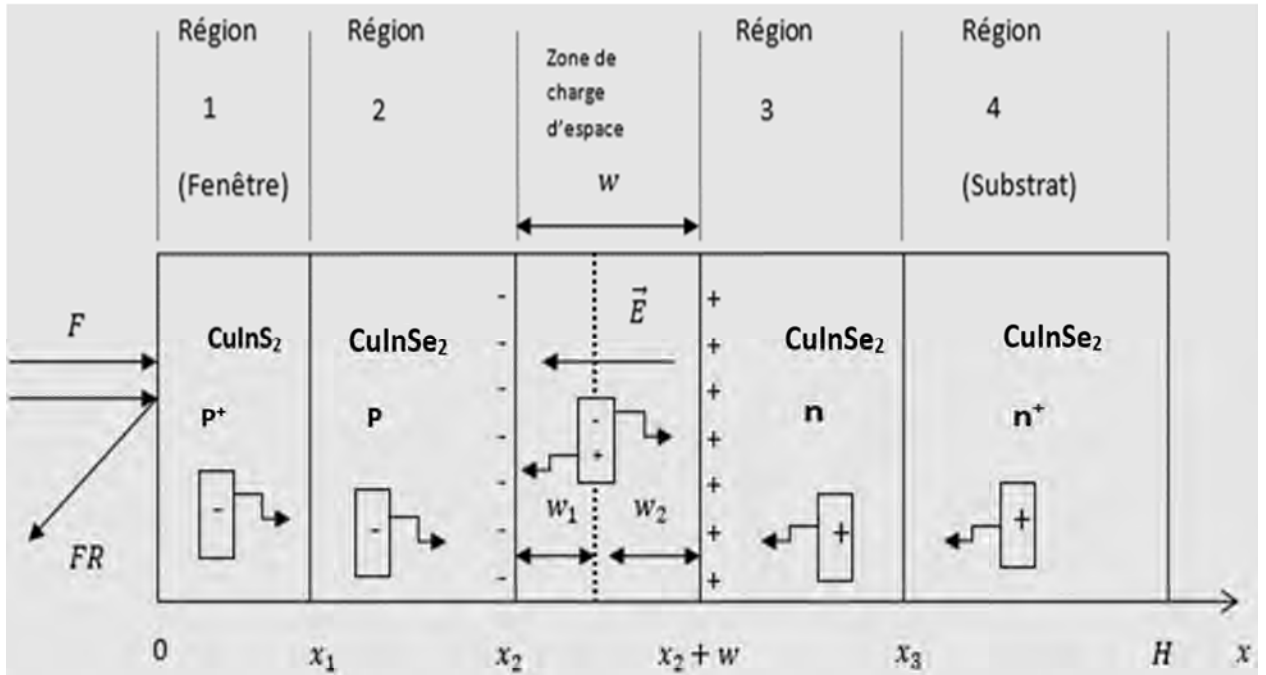


Figure 2-8 : Schéma de principe de la photopile  $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$

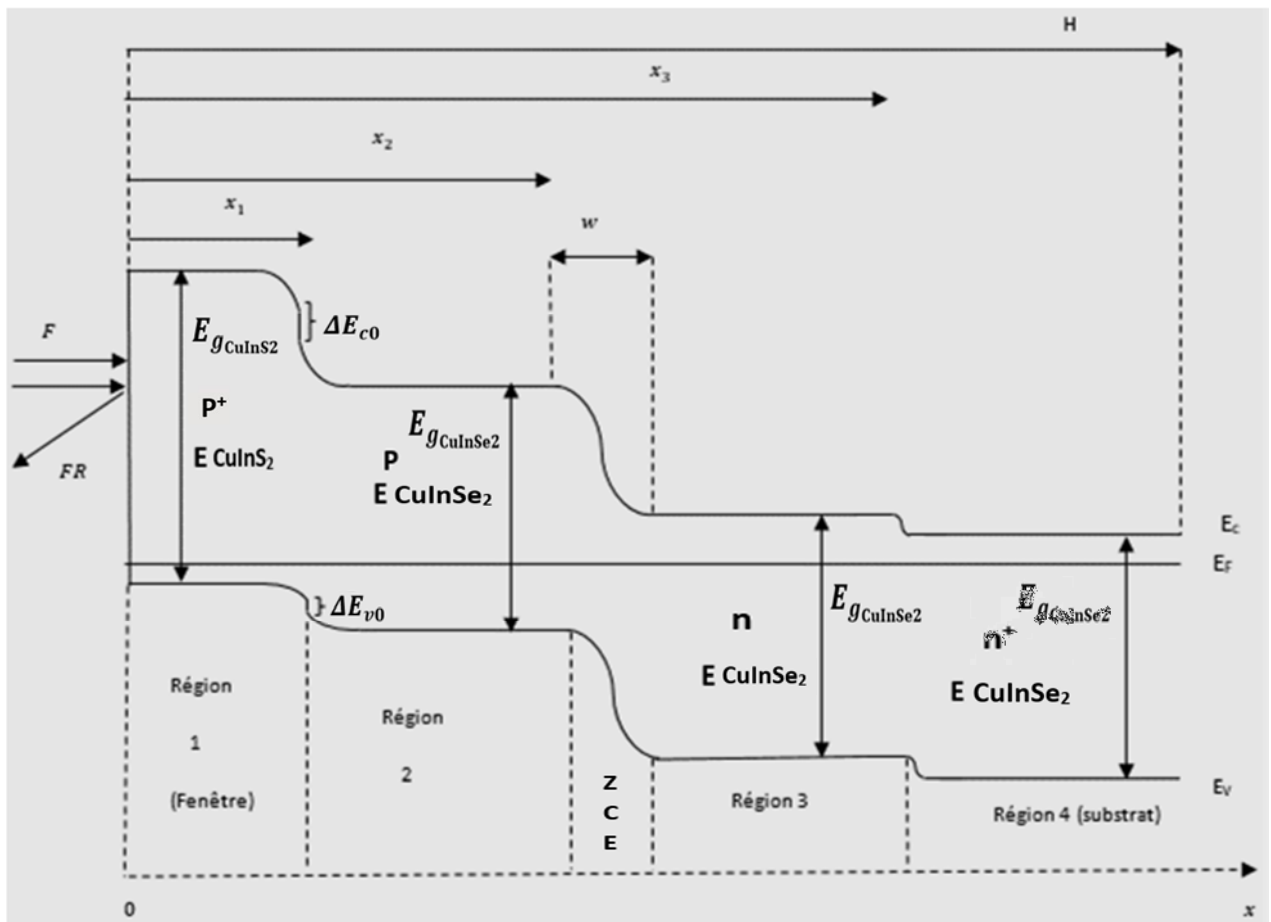


Figure 2-9 : Diagramme de bande d'énergie de  $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$

### I-6-1) Calcul du photocourant dans les régions 1, 2 et dans la zone de charge d'espace

Les expressions du photocourant d'électrons dans les régions 1, 2 et dans la zone de charge d'espace sont déjà calculées, elles sont respectivement données par celles établies dans les paragraphes I-4-1) ; I-4-2) et I-4-3), le modèle utilisé dans le cas de l'homojonction en présence de fenêtre restant toujours valable dans ces 3 zones précitées.

### I-6-2) Calcul du photocourant dans les régions 3 et 4

Cependant l'expression du photocourant change dans la région 3, elle est différente de celle déjà exprimée dans le paragraphe I-4-4), l'influence du substrat est considérée. Les équations de continuité dans la région 3 (base) et la région 4 (substrat) sont respectivement données par les équations (2-50) et (2-52) suivantes:

$$\frac{d^2 \Delta p_3}{dx^2} - \frac{\Delta p_3}{L_{p_3}^2} = \frac{-\alpha_3}{D_{p_3}} F(1 - R) e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 [(x_2 + w_1) - x_1]} e^{\alpha_3 (x_2 + w_1)} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-50)$$

$$\text{Avec : } L_{p_3}^2 = D_{p_3} \tau_{p_3} \quad (2-51)$$

$$\frac{d^2 \Delta p_4}{dx^2} - \frac{\Delta p_4}{L_{p_4}^2} = \frac{-\alpha_4}{D_{p_4}} F(1 - R) e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 [(x_2 + w_1) - x_1]} e^{-\alpha_3 [x_3 - (x_2 + w_1)]} e^{\alpha_4 x_3} e^{-\alpha_4 x} \quad (2-52)$$

$$\text{Avec : } L_{p_4}^2 = D_{p_4} \tau_{p_4} \quad (2-53)$$

Les conditions aux limites sont toujours données par celles établies dans le paragraphe I-5-2) (cas de la structure p/nn<sup>+</sup>), elles sont données par les équations (2-39), (2-40), (2-41), (2-42) suivantes :

$$\Delta p_3(x) = 0 \quad \text{pour } x = x_2 + w \quad (2-39)$$

$$\Delta p_3(x) = \Delta p_4(x) \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-40)$$

$$D_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} = D_{p_4} \frac{d\Delta p_4}{dx} \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-41)$$

$$D_{p_4} \frac{d\Delta p_4}{dx} = -S_{p_4} \Delta p_4 \quad \text{pour } x = H \quad (2-42)$$

La solution de l'équation (2-50) donne la variation de la densité de trous dans la base, elle s'écrit :

$$\Delta p_3(x) = A''_3 e^{x/L_{P3}} + B''_3 e^{-x/L_{P3}} + K''_{P3} e^{-\alpha_3 x} \quad (2-54)$$

$$\text{Avec : } K''_{P3} = \frac{-\alpha_3 L_{P3}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{D_{P3}(\alpha_3^2 L_{P3}^2 - 1)} \quad (2-55)$$

$A''_3$  et  $B''_3$  étant des constantes à déterminer.

La variation de la densité de trous dans le substrat est donnée par la solution de l'équation (2-52), elle s'écrit :

$$\Delta p_4(x) = A''_4 e^{x/L_{P4}} + B''_4 e^{-x/L_{P4}} + K''_{P4} e^{-\alpha_4 x} \quad (2-56)$$

$$\text{Avec : } K''_{P4} = \frac{-\alpha_4 L_{P4}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{[(\alpha_4 - \alpha_3)x_3]}}{D_{P4}(\alpha_4^2 L_{P4}^2 - 1)} \quad (2-57)$$

$A''_4$  et  $B''_4$  étant des constantes à déterminer.

L'utilisation des équations (2-54), (2-56) et des conditions aux limites permet d'obtenir le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} X_{11} & X_{12} & 0 & 0 \\ X_{21} & X_{22} & X_{23} & X_{24} \\ X_{31} & X_{32} & X_{33} & X_{34} \\ 0 & 0 & X_{43} & X_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A''_3 \\ B''_3 \\ A''_4 \\ B''_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X'_1 \\ X'_2 \\ X'_3 \\ X'_4 \end{bmatrix} \quad (2-58), \text{ avec :}$$

$$X_{11} = e^{\frac{x_2 + w}{L_{P3}}}; X_{12} = e^{-\frac{x_2 + w}{L_{P3}}}; X_{21} = e^{\frac{x_3}{L_{P3}}}; X_{22} = e^{-\frac{x_3}{L_{P3}}}; X_{23} = -e^{\frac{x_3}{L_{P4}}}; X_{24} = -e^{-\frac{x_3}{L_{P4}}}$$

$$X_{31} = -\frac{D_{P3}}{L_{P3}} e^{\frac{x_3}{L_{P3}}}; X_{32} = \frac{D_{P3}}{L_{P3}} e^{-\frac{x_3}{L_{P3}}}; X_{33} = \frac{D_{P4}}{L_{P4}} e^{\frac{x_3}{L_{P4}}}; X_{34} = -\frac{D_{P4}}{L_{P4}} e^{-\frac{x_3}{L_{P4}}};$$

$$X_{43} = -e^{\frac{H}{L_{P4}}} \left( \frac{D_{P4}}{L_{P4}} + S_{P4} \right); X_{44} = e^{-\frac{H}{L_{P4}}} \left( \frac{D_{P4}}{L_{P4}} - S_{P4} \right);$$

$$X'_1 = \frac{\alpha_3 L_{P3}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{-\alpha_2 (x_2 + w_1)}}{D_{P3}(\alpha_3^2 L_{P3}^2 - 1)} ;$$

$$X'_2 = F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{-\alpha_3 x_3} \left[ \frac{\alpha_3 L_{P3}^2}{D_{P3}(\alpha_3^2 L_{P3}^2 - 1)} - \frac{\alpha_4 L_{P4}^2}{D_{P4}(\alpha_4^2 L_{P4}^2 - 1)} \right];$$

$$X'_3 = F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{-\alpha_3 x_3} \left[ \frac{\alpha_3^2 L_{P3}^2}{(\alpha_3^2 L_{P3}^2 - 1)} - \frac{\alpha_4^2 L_{P4}^2}{(\alpha_4^2 L_{P4}^2 - 1)} \right];$$

$$X'_4 = \frac{-\alpha_4 L_{P4}^2 F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{[(\alpha_4 - \alpha_3)x_3]}}{D_{P4}(\alpha_4^2 L_{P4}^2 - 1)} e^{-\alpha_4 H} [S_{P4} - D_{P4} \alpha_4].$$

La détermination des constantes ne pose aucune difficulté de calcul, nous proposons une méthode très simple pour la résolution de ce problème. Mais cependant leurs expressions sont assez lourdes, nous les appellerons toujours  $A''_3, B''_3, A''_4$  et  $B''_4$ .

L'équation (2-58) peut s'écrire sous la forme [53] :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ L_{21} & 1 & 0 & 0 \\ L_{31} & L_{32} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & L_{43} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{11} & U_{12} & 0 & 0 \\ 0 & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ 0 & 0 & U_{33} & U_{34} \\ 0 & 0 & 0 & U_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A''_3 \\ B''_3 \\ A''_4 \\ B''_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X'_1 \\ X'_2 \\ X'_3 \\ X'_4 \end{bmatrix} \quad (2-59), \text{ avec :}$$

$$U_{11} = X_{11} ; U_{12} = X_{12}$$

$$L_{21} = \frac{X_{21}}{U_{11}} ; U_{22} = X_{22} - L_{21} \cdot U_{12} ; U_{23} = X_{23} ; U_{24} = X_{24} ;$$

$$L_{31} = \frac{X_{31}}{U_{11}} ; L_{32} = \frac{X_{32} - L_{31} \cdot U_{12}}{U_{22}} ; U_{33} = X_{33} - L_{32} \cdot U_{23} ; U_{34} = X_{34} - L_{32} \cdot U_{24}$$

$$L_{43} = \frac{X_{43}}{U_{33}} ; U_{44} = X_{44} - L_{43} \cdot U_{34}$$

La résolution de l'équation (2-59) se fait en deux étapes, il s'agit d'abord de résoudre le système :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ L_{21} & 1 & 0 & 0 \\ L_{31} & L_{32} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & L_{43} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ Z_3 \\ Z_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X'_1 \\ X'_2 \\ X'_3 \\ X'_4 \end{bmatrix} \quad (2-60), \text{ la solution de ce problème est donnée par :}$$

$$Z_1 = X'_1 ; Z_2 = X'_2 - L_{21} \cdot Z_1 ; Z_3 = X'_3 - L_{31} \cdot Z_1 - L_{32} \cdot Z_2 ; Z_4 = X'_4 - L_{43} \cdot Z_3$$

Ensuite de résoudre le système suivant :

$$\begin{bmatrix} U_{11} & U_{12} & 0 & 0 \\ 0 & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ 0 & 0 & U_{33} & U_{34} \\ 0 & 0 & 0 & U_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A''_3 \\ B''_3 \\ A''_4 \\ B''_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ Z_3 \\ Z_4 \end{bmatrix} \quad (2-61), \text{ la solution est donnée par :}$$

$$B''_4 = \frac{Z_4}{U_{44}} ; A''_4 = \frac{Z_3 - U_{34} \cdot B''_4}{U_{33}} ; B''_3 = \frac{Z_2 - U_{23} \cdot A''_4 - U_{24} \cdot B''_4}{U_{22}} ; A''_3 = \frac{Z_1 - U_{12} \cdot B''_3}{U_{11}}$$

Les expressions du photocourant dans les régions 3 et 4 sont respectivement données par :

$$J_{p_3}(x) = -qD_{p_3} \frac{d\Delta p_3}{dx} = -qD_{p_3} \left( \frac{A''_3}{L_{P_3}} e^{x/L_{P_3}} - \frac{B''_3}{L_{P_3}} e^{-x/L_{P_3}} - \alpha_3 K''_{P_3} e^{-\alpha_3 x} \right) \quad (2-62)$$

$$J_{p_4}(x) = -qD_{p_4} \frac{d\Delta p_4}{dx} = -qD_{p_4} \left( \frac{A''_4}{L_{P_4}} e^{x/L_{P_4}} - \frac{B''_4}{L_{P_4}} e^{-x/L_{P_4}} - \alpha_4 K''_{P_4} e^{-\alpha_4 x} \right) \quad (2-63)$$

Le photocourant de trous résultant est donné par :

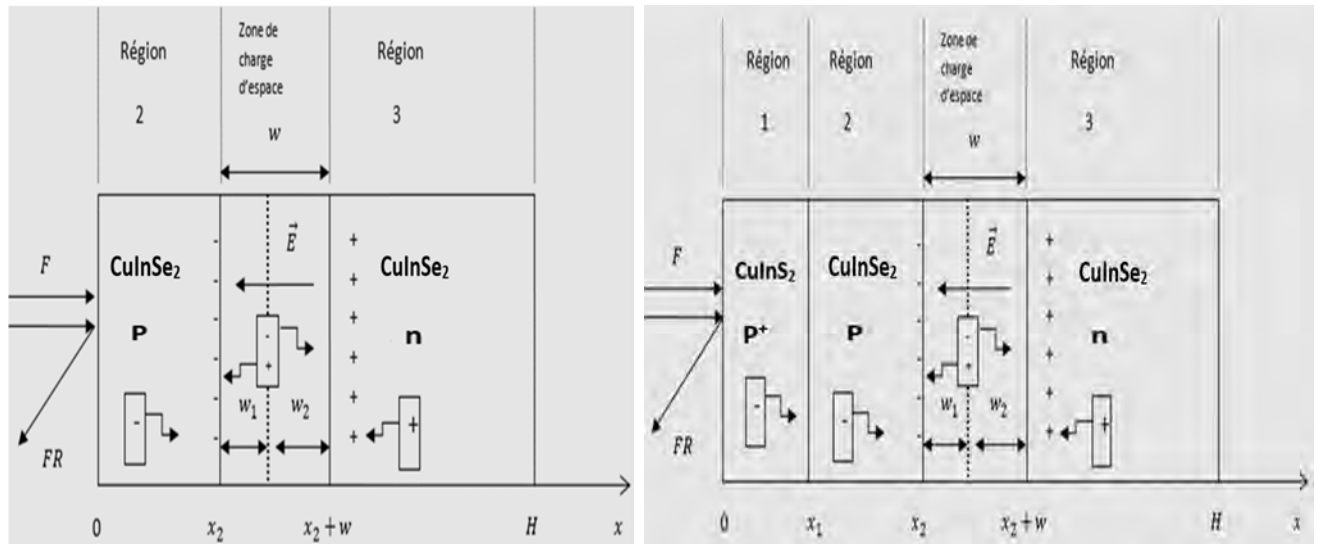
$$J_{p_3} = -qD_{p_3} \left( \frac{A''_3}{L_{P_3}} e^{(x_2+w)/L_{P_3}} - \frac{B''_3}{L_{P_3}} e^{-(x_2+w)/L_{P_3}} - \alpha_3 K''_{P_3} e^{-\alpha_3(x_2+w)} \right) \quad (2-64)$$

Remarque :

Les résultats établis avec les modèles à 2 et à 3 couches peuvent être retrouvés très facilement en utilisant les résultats obtenus avec le modèle à 4 couches :

- dans le cas du modèle à 3 couches de type p<sup>+</sup>p/n il suffira juste de poser  $\alpha_4 = \alpha_3$  et d'enlever le substrat (région 4) sur les figures 2-8 et 2-9 ;
- pour celui de type p/nn<sup>+</sup> il suffira de poser  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$  et d'enlever la fenêtre (région 1) sur les figures 2-8 et 2-9 ;
- pour le modèle à 2 couches de type p/n il suffira de poser  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$  ;  $\alpha_4 = \alpha_3$  et d'enlever la fenêtre (région 1) et le substrat (région 4) sur les figures 2-8 et 2-9.

Ces différentes conditions de passage sont résumées sur les figures 2-10 suivantes.



(a). On prend  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$  ;  $\alpha_4 = \alpha_3$  et on enlève la fenêtre (région 1) et le substrat (région 4)

(b). On prend  $\alpha_4 = \alpha_3$  et on enlève le substrat (région 4)

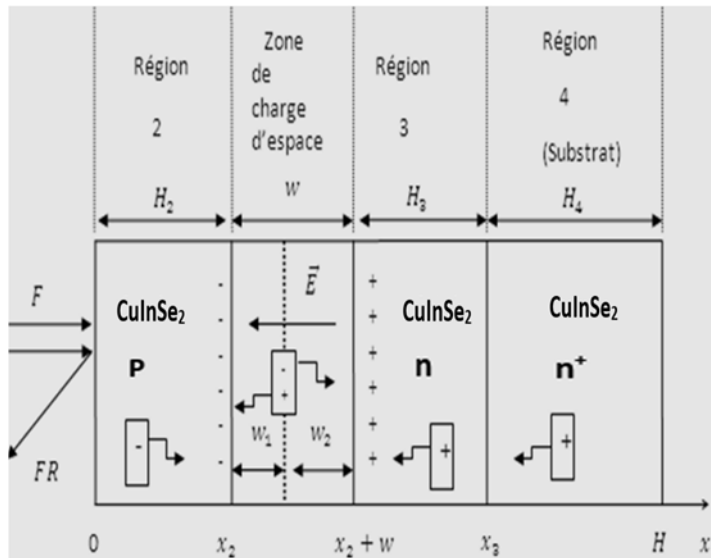


Figure 2-10. Schémas de principe des autres modèles :

(a) :  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$

(b) :  $\text{CuInSe}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$

(c) :  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$

(c). On prend  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$  et on enlève la fenêtre (région 1)

Le photocourant total est toujours donné par l'équation (2-14), cette expression est valable pour les 4 modèles étudiés, elle s'écrit :

$$J_{ph} = J_{n_2} + J_{ZCE} + J_{p_3}$$

Le rendement quantique interne (ou réponse spectrale) est donné par [17] :

$$RS = \left| \frac{J_{ph}}{J_0} \right| \quad (2-65)$$

$$\text{Avec : } J_0 = qF(1 - R) \quad (2-66)$$

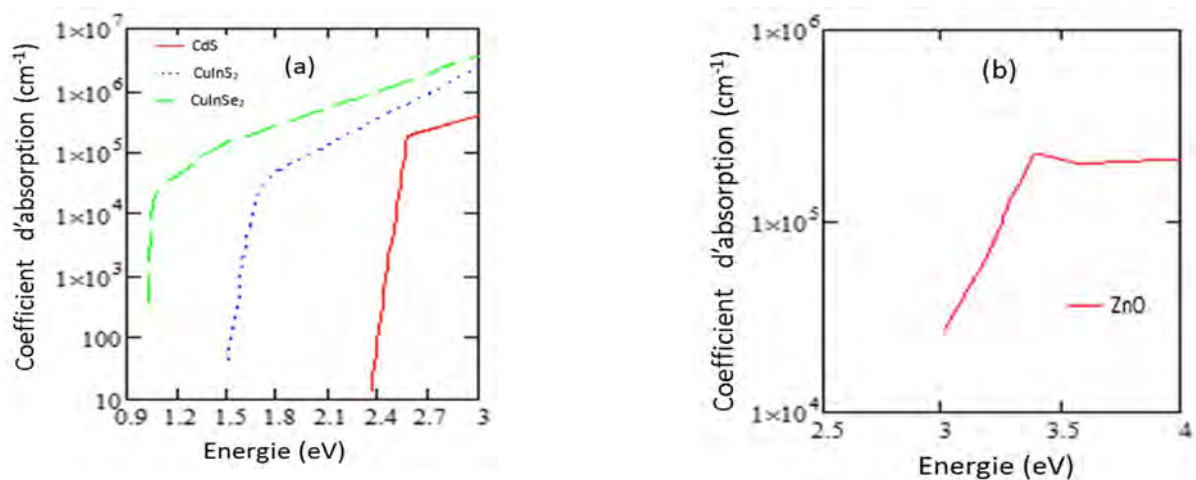
## II Hétérojonction

### II-1) Introduction

Dans cette partie, nous utilisons des fenêtres à base de ZnO et de CdS. Ces deux matériaux ont des gaps plus élevés (de l'ordre de 2,35 eV pour le CdS et de 3 eV pour le ZnO) et des paramètres de maille qui s'adaptent à certains matériaux tels que le CuInSe<sub>2</sub> et le CuInS<sub>2</sub> (voir tableau 2-2). Le ZnO utilisé comme fenêtre a un coefficient de réflexion optique inférieur à 0,2 dans la gamme spectrale allant de 1 eV à 3 eV [54]. La couche de CdS appelée couche tampon joue aussi le rôle de fenêtre et permet une bonne transition électrique et structurale entre le CuInSe<sub>2</sub> et le ZnO.

Comme le ZnO et le CdS ne peuvent être dopés que de type n [55-58] (leur dopage en type p étant instable), par l'intermédiaire de l'aluminium (Al) pour le ZnO et de l'indium (In) pour le CdS [37], les structures étudiées dans cette partie sont principalement du type n<sup>+</sup>n/pp<sup>+</sup>. Dans le but d'optimiser le rendement et de choisir la structure la plus performante, nous utilisons d'abord comme base le CuInS<sub>2</sub> et comme substrat le CuInSe<sub>2</sub> selon le modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>), et en second lieu le CuInSe<sub>2</sub> est utilisé comme base et le CuInS<sub>2</sub> comme substrat selon le modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>). Dans cette partie, la base et le substrat sont de natures différentes et on tient compte des phénomènes d'interface. Il s'agit ici d'une étude d'hétérostructures.

Sur les figures 2-11) nous représentons les coefficients d'absorption optique des différents matériaux [11,54].



**Figure 2-11. Coefficient d'absorption des matériaux utilisés en fonction de l'énergie des photons (a) CdS, CuInS<sub>2</sub>, CuInSe<sub>2</sub> [11]; (b) ZnO [54]**

Les paramètres physiques des différents matériaux utilisés sont résumés dans le tableau 2-2 suivant et sont tirés à partir des valeurs expérimentales publiées dans la littérature [11, 40-45, 55-58] :

| Matériau                  | $E_g$ (gap)     | a (paramètre de maille) | C (paramètre de maille) | $\chi$ (affinité électronique) | Taux de dopage                         |
|---------------------------|-----------------|-------------------------|-------------------------|--------------------------------|----------------------------------------|
| CuInSe <sub>2</sub> (p,n) | 0,96 – 1,04 eV  | 5,78 Å                  | 11,62 Å                 | 4,58 eV                        | $10^{14}$ - $10^{20}$ cm <sup>-3</sup> |
| CuInS <sub>2</sub> (p,n)  | 1,438 - 1,57 eV | 5,51 Å                  | 11 Å                    | 4,04 eV                        | $10^{14}$ - $10^{20}$ cm <sup>-3</sup> |
| CdS (n)                   | 2,35 – 2,42 eV  | 4,14                    | 6,72                    | 4,4 eV                         | $10^{17}$ - $10^{20}$ cm <sup>-3</sup> |
| ZnO (n)                   | 3 – 3,3 eV      | 3,25                    | 5,21                    | 4,5 eV                         | $10^{18}$ - $10^{20}$ cm <sup>-3</sup> |

**Tableau 2-2. Paramètres physiques utilisés [11, 40-45 , 55-58]**

En notant à l'interface entre deux matériaux 1 et 2 :

$$\Delta E_{c0} = E_{c01} - E_{c02} = -(\chi_1 - \chi_2)$$

$$\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2}$$

$$\Delta E_{v0} = E_{v01} - E_{v02} = \Delta E_{c0} - \Delta E_g$$

Les variations des différents paramètres au niveau des différentes interfaces sont résumées dans le tableau 2-3 suivant :

| Interface (1/2)                             | $\Delta E_{c0}$ | $\Delta E_g$ | $\Delta E_{v0}$ |
|---------------------------------------------|-----------------|--------------|-----------------|
| ZnO/CdS (1)                                 | -0,1 eV         | 0,65 eV      | -0,75 eV        |
| CdS/CuInS <sub>2</sub> (2)                  | -0,36 eV        | 0,78 eV      | -1,14 eV        |
| CdS/CuInSe <sub>2</sub> (3)                 | 0,18 eV         | 1,31 eV      | -1,13 eV        |
| CuInSe <sub>2</sub> /CuInS <sub>2</sub> (4) | -0,54 eV        | -0,53 eV     | -0,01 eV        |

**Tableau 2-3. Variations des différents paramètres physiques utilisés**

Le schéma de principe d'une structure à 4 couches n<sup>+</sup>n/p p<sup>+</sup> est représenté sur la figure 2-12). En tenant compte des tableaux 2-2 et 2-3, et des taux de dopage des différentes couches, le diagramme de bande d'énergie du modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) est représenté sur la figure 2-13). Celui du modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) est représenté sur la figure 2-14). La construction de nos digrammes de bande d'énergie est basée sur le modèle d'Anderson.

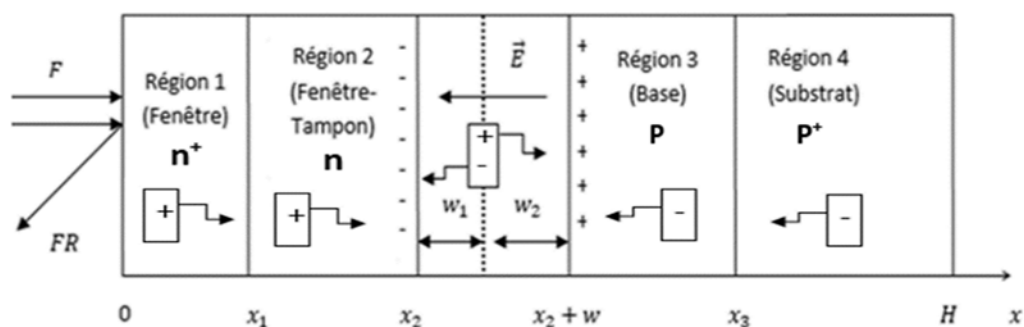


Figure 2-12 : Schéma de principe de la structure  $n^+n/p p^+$

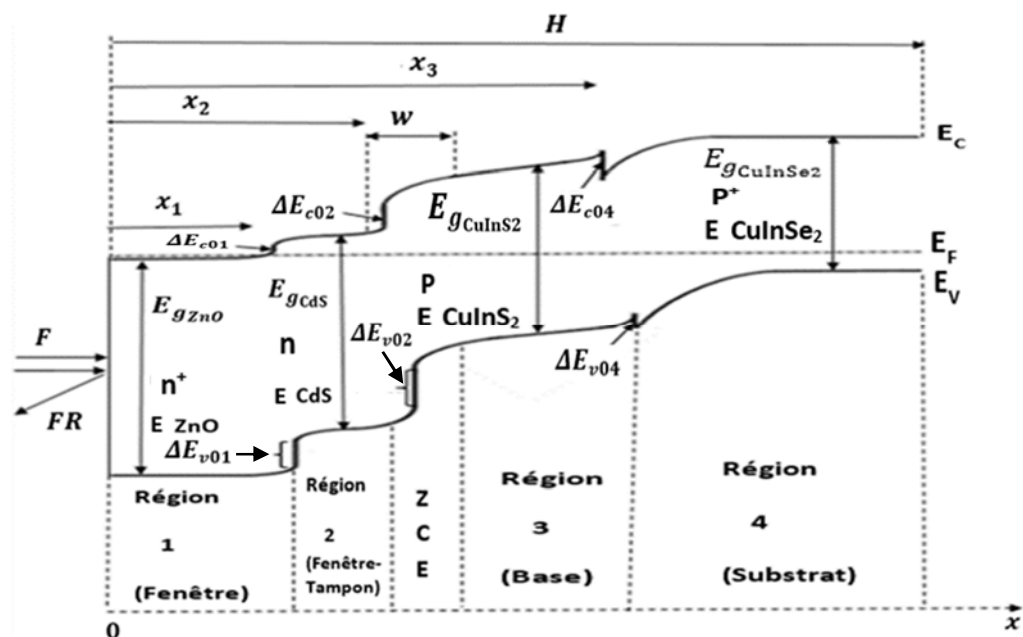


Figure 2-13 : Diagramme de bande d'énergie de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$

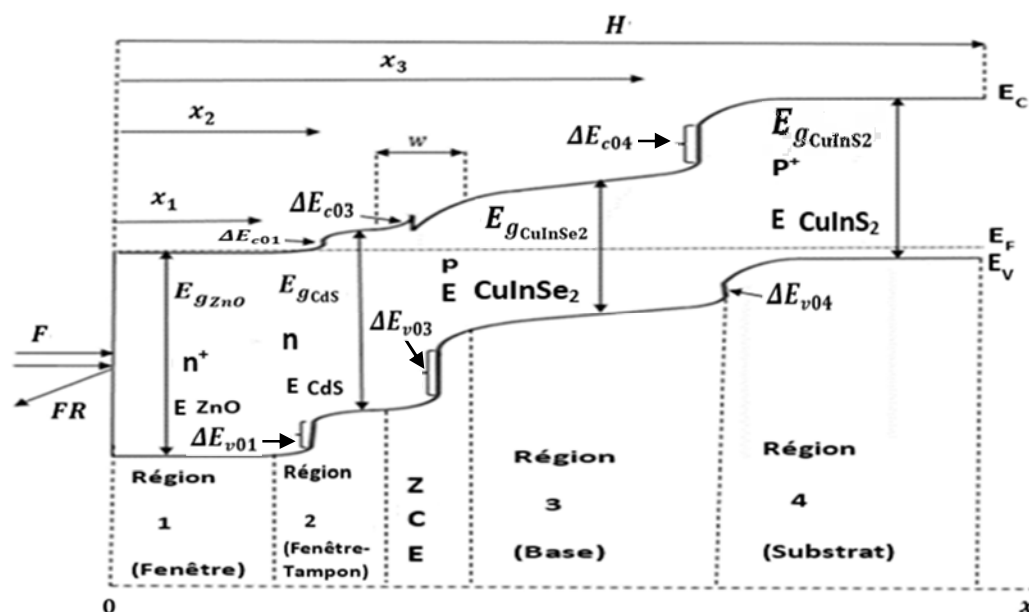


Figure 2-14 : Diagramme de bande d'énergie de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$

## II-2) Calcul du photocourant dans les différentes régions de la structure n<sup>+</sup>n/pp<sup>+</sup>

### II-2-1) Expressions des photocourants dans les régions 1 - 2 et dans la zone de charge d'espace

Dans les régions 1 et 2, les équations de continuité et les conditions aux limites associées au photocourant des trous sont similaires à celles établies dans l'étude du modèle à 3 couches de type p<sup>+</sup>/p/n dans le paragraphe I-4. On remplacera  $\Delta n$  par  $\Delta p$  au niveau du résultat. L'expression du photocourant de trous résultant de la contribution des régions 1 et 2 est donnée par :

$$J_{p_2} = \frac{q\alpha_2 F(1-R)L_{p_2}e^{-\alpha_1 x_1}}{(\alpha_2^2 L_{p_2}^2 - 1)} \left\{ \frac{\left( \frac{Sp_2 L_{p_2}}{D_{p_2}} + \alpha_2 L_{p_2} \right) - e^{-\alpha_2(x_2-x_1)} \left[ \frac{Sp_2 L_{p_2}}{D_{p_2}} \operatorname{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right) \right]}{\frac{Sp_2 L_{p_2}}{D_{p_2}} \operatorname{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right)} - \alpha_2 L_{p_2} e^{-\alpha_2(x_2-x_1)} \right\} +$$

$$\frac{q\alpha_1 F(1-R)L_{p_1}}{(\alpha_1^2 L_{p_1}^2 - 1) \left[ \frac{Sp_2 L_{p_2}}{D_{p_2}} \operatorname{sh}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{x_2-x_1}{L_{p_2}}\right) \right]} \times \left\{ \frac{\left( \frac{Sp_1 L_{p_1}}{D_{p_1}} + \alpha_1 L_{p_1} \right) - e^{-\alpha_1 x_1} \left[ \frac{Sp_1 L_{p_1}}{D_{p_1}} \operatorname{ch}\left(\frac{x_1}{L_{p_1}}\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_{p_1}}\right) \right]}{\frac{Sp_1 L_{p_1}}{D_{p_1}} \operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_{p_1}}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{x_1}{L_{p_1}}\right)} - \alpha_1 L_{p_1} e^{-\alpha_1 x_1} \right\} \quad (2-67)$$

L'expression du photocourant résultant de la contribution de la zone de charge d'espace est donnée par :

$$J_{ZCE} = -qF(1-R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2(x_2-x_1)} [e^{-\alpha_2 w_1} - 1] - qF(1-R)e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2[(x_2+w_1)-x_1]} [e^{-\alpha_3 w_2} - 1] \quad (2-68)$$

### II-2-2) Expression du photocourant dans les régions 3 et 4 (base et substrat):

Dans les régions 3 et 4 le photocourant est un courant d'électrons, les équations de continuité sont similaires à celles établies dans le cas de la structure p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> dans le paragraphe I-6-2), on remplacera  $\Delta p$  par  $\Delta n$  au niveau des équations 2-50 et 2-52. Comme le substrat est de nature différente de celle de la base, les phénomènes d'interface sont tenus en compte et peuvent être modélisés par une vitesse de recombinaison à l'interface que nous noterons  $S_{n_3}$ , paramètre caractérisant l'état de l'interface entre la base et le substrat.

Les conditions aux limites peuvent s'écrire sous la forme :

$$\Delta n_3 = 0 \quad \text{pour } x = x_2 + w \quad (2-69)$$

$$D_{n_3} \frac{d\Delta n_3}{dx} = -S_{n_3} \Delta n_3 + D_{n_4} \frac{d\Delta n_4}{dx} \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-70)$$

$$\Delta n_4 = 0 \quad \text{pour } x = x_3 \quad (2-71)$$

$$D_{n_4} \frac{d\Delta n_4}{dx} = -S_{n_4} \Delta n_4 \quad \text{pour } x = H \quad (2-72)$$

Le photocourant d'électrons qui résulte de la contribution des régions 3 et 4 (base et substrat) est donné par :

$$\begin{aligned} J_{n_3} = & -\frac{q \alpha_3 L_{n_3} F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]}}{(\alpha_3^2 L_{n_3}^2 - 1)} \times \\ & \left[ \frac{\left( \alpha_3 L_{n_3} - \frac{S_{n_3} L_{n_3}}{D_{n_3}} \right) e^{-\alpha_3 x_3} + e^{-\alpha_3(x_2 + w)} \left[ \frac{S_{n_3} L_{n_3}}{D_{n_3}} \cdot \text{ch} \left( \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right) + \text{sh} \left( \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right) \right]}{\frac{S_{n_3} L_{n_3}}{D_{n_3}} \text{sh} \left[ \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right]} - \alpha_3 L_{n_3} e^{-\alpha_3(x_2 + w)} \right] - \\ & \frac{q \alpha_4 L_{n_4} F(1-R) e^{[(\alpha_2 - \alpha_1)x_1]} e^{[(\alpha_3 - \alpha_2)(x_2 + w_1)]} e^{[(\alpha_4 - \alpha_3)x_3]}}{(\alpha_4^2 L_{n_4}^2 - 1) \left\{ \frac{S_{n_3} L_{n_3}}{D_{n_3}} \text{sh} \left[ \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right] + \text{ch} \left[ \frac{x_3 - (x_2 + w)}{L_{n_3}} \right] \right\}} \times \\ & \left[ \frac{\left( \alpha_4 L_{n_4} - \frac{S_{n_4} L_{n_4}}{D_{n_4}} \right) e^{-\alpha_4 H} + e^{-\alpha_4 x_3} \left[ \frac{S_{n_4} L_{n_4}}{D_{n_4}} \cdot \text{ch} \left( \frac{H - x_3}{L_{n_4}} \right) + \text{sh} \left( \frac{H - x_3}{L_{n_4}} \right) \right]}{\frac{S_{n_4} L_{n_4}}{D_{n_4}} \text{sh} \left( \frac{H - x_3}{L_{n_4}} \right) + \text{ch} \left( \frac{H - x_3}{L_{n_4}} \right)} - \alpha_4 L_{n_4} e^{-\alpha_4 x_3} \right] \end{aligned} \quad (2-73)$$

### II-2-3) photocourant total

Le photocourant total est dû par la contribution des différentes zones de la structure, il est donné par :

$$J_{ph} = J_{p_2} + J_{ZCE} + J_{n_3} \quad (2-74)$$

Le rendement quantique interne (ou réponse spectrale) est toujours donné par la relation 2-65 :

$$Rs = \left| \frac{J_{ph}}{J_0} \right|$$

$$\text{Avec } J_0 = qF(1 - R)$$

### II-3) Cas des structures de types $n^+ n/p$ , $n/p$ et $n/p p^+$

- Pour retrouver les résultats qui correspondent dans le cas d'une structure de type  $n^+ n/p$  (exemple :  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)$  ou  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)$ ) il suffira de supprimer le substrat et de poser :  $\alpha_4 = 0$  ;  $x_3 = H$ .
- Pour retrouver ceux qui conviennent dans le cas d'une structure  $n/p$  (exemple  $CdS(n)/CuInS_2(p)$  ou  $CdS(n)/CuInSe_2(p)$ ) il faut supprimer les régions 1 (front) et 4 (substrat), et poser :  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$  ;  $\alpha_4 = 0$  ;  $x_3 = H$ .
- Dans le cas d'une structure  $n/pp^+$  (exemple :  $CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  ou  $CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ ), il faudra enlever la région 1 ( $ZnO$ ) et poser :  $\alpha_1 = 0$  ;  $x_1 = 0$ .

## III. Etude des caractéristiques courant – tension

Nous déterminons dans ce paragraphe les autres paramètres électriques caractéristiques de la cellule photovoltaïque : le courant de saturation, le courant de court-circuit, la tension de circuit-ouvert, le point de puissance maximale et le facteur de forme. La détermination de ces paramètres est particulièrement importante pour évaluer la performance de la photopile notamment la détermination du rendement de conversion électrique en fonction de l'éclairement énergétique. Les résultats obtenus seront appliqués à certaines de nos structures déjà étudiées et particulièrement aux modèles  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  et  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ .

### III-1) Equation caractéristique d'une photodiode (ou Photopile)

A l'obscurité, la photodiode se comporte comme une diode classique et obéit à la loi de Schokley qui peut s'écrire dans le cas d'une jonction  $n/p$  sous la forme suivante [59] :

$$J_v = -J_0 \cdot \left( e^{qV_j/\eta KT} - 1 \right) \quad (2-75)$$

$J_0$  est le courant de saturation de la photodiode,  $K$  est la constante de Boltzmann,  $\eta$  est le facteur d'idéalité,  $T$  est la température.

Sous éclairement, il faut tenir compte du courant photogénéré  $J_{ph}$  et on obtient :

$$J = J_{ph} + J_v = J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{qV_j/\eta KT} - 1 \right) \quad (2-76)$$

$J_{ph}$  est le courant photoélectrique généré par l'éclairement, son expression est déjà établie selon les différents modèles considérés : homojonction ou hétérojonction.

$J$  est le courant fourni par la photodiode.

$V_j$  est la tension de polarisation aux bornes de la jonction n/p. Cependant la tension  $V_j$  qui apparaît aux bornes de la jonction peut être exprimée en fonction de la tension de polarisation  $V$  qui apparaît aux bornes de la charge alimentée par la photopile. Pour cela, deux cas sont considérés :

- **Photopile idéale :**

On néglige les chutes de tension qui peuvent être entraînées par la résistivité de la photopile et de ses éléments de contact, et les pertes en courant dues aux dislocations et aux phénomènes de recombinaison au sein des matériaux. Dans le modèle de la photopile idéale on a :  $V_j = V$

L'équation caractéristique de la photopile est donnée par :

$$J = J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{qV/\eta KT} - 1 \right) \quad (2-77)$$

- **Photopile réelle :**

Dans ce cas on tient compte des chutes de tension ohmiques au sein des couches de matériaux qui constituent la cellule, modélisées par une résistance série  $R_s$  et des fuites de courant modélisées par une résistance shunt  $R_{sh}$ . Dans le modèle de la photopile réelle on a :

$$V_j = V + R_s \cdot J$$

L'équation caractéristique de la photopile est donnée par :

$$J = J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta KT}} - 1 \right) - \frac{V+R_s J}{R_{sh}} \quad (2-78)$$

## III-2) Méthode de détermination de quelques paramètres importants caractéristiques d'une photopile

### III-2-1) Détermination du courant de saturation

Le courant de saturation  $J_0$  peut être déterminé théoriquement en faisant appel aux notions fondamentales de physique des semiconducteurs. Les hypothèses des quasi-niveaux

de Fermi et de Shockley-Read sont exploitées pour la détermination de ce paramètre [50, 60, 61]. Il peut se mettre sous la forme :

$$J_0 = \frac{qD_n}{L_n} \frac{\left[ \text{ch}\left(\frac{H_p}{L_n}\right) \right]}{\text{sh}\left(\frac{H_p}{L_n}\right)} \cdot \frac{n_{ip}^2}{N_{ap}} + \frac{qD_p}{L_p} \frac{\left[ \text{ch}\left(\frac{H_n}{L_p}\right) \right]}{\text{sh}\left(\frac{H_n}{L_p}\right)} \cdot \frac{n_{in}^2}{N_{dn}} + \left( q \times \frac{1}{\tau_n} \frac{n_{in}}{2} \times W_n + q \times \frac{1}{\tau_p} \frac{n_{ip}}{2} \times W_p \right)$$

Avec :

$$n_{in} = (N_{cn} \cdot N_{vn})^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{-E_{gn}}{2 \cdot k \cdot T}} \quad \text{et} \quad n_{ip} = (N_{cp} \cdot N_{vp})^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{-E_{gp}}{2 \cdot k \cdot T}}$$

$$kT \ln \left( \frac{n_{ip}^2}{N_{ap} N_{dn}} \frac{N_{cn}}{N_{cp}} \right) = -q(\chi_n - \chi_p) - q \cdot V_d$$

Dans une hétérojonction, on peut aussi facilement montrer que la tension de diffusion  $V_d$  au niveau de la jonction n/p peut se mettre sous la forme :

$$V_d = \frac{E_{gp} + E_{gn}}{2q} - \left[ \frac{\Delta E_g}{2q} + \Delta\chi + \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_{cn} N_{vp}}{N_{dn} N_{ap}} \right) \right]$$

Avec :  $\Delta E_g = E_{gn} - E_{gp}$  et  $\Delta\chi = \chi_n - \chi_p$

On supposera que :

$$W_n \approx \left( \frac{2 N_{ap}}{q N_{dn}} \cdot \frac{\epsilon_n \cdot \epsilon_p}{\epsilon_n N_{dn} + \epsilon_p N_{ap}} \cdot V_d \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad W_p \approx \left( \frac{2 N_{dn}}{q N_{ap}} \cdot \frac{\epsilon_n \cdot \epsilon_p}{\epsilon_n N_{dn} + \epsilon_p N_{ap}} V_d \right)^{\frac{1}{2}}$$

On note  $\beta = n$  ou  $p$

$H_\beta$  : épaisseur du semiconducteur  $\beta$

$q \chi_\beta$  : affinité électronique du semiconducteur  $\beta$

$E_{g\beta}$  : gap du semiconducteur du  $\beta$

$N_{c\beta}$  : densité d'états dans la bande de conduction du semiconducteur  $\beta$

$N_{v\beta}$  : densité d'états dans la bande de valence du semiconducteur  $\beta$

$N_{d\beta}$  : densité de donneurs ionisés dans le semiconducteur  $\beta$

$N_{a\beta}$  : densité d'accepteurs ionisés dans le semiconducteur  $\beta$

$n_{i\beta}$  : densité de porteurs intrinsèques dans le semiconducteur  $\beta$

$\tau_\beta$  : durée de vie des porteurs dans la zone de charge d'espace du semiconducteur  $\beta$

$\epsilon_\beta$  : permittivité électrique du semiconducteur  $\beta$

$D_n$  et  $L_n$  sont respectivement le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion des électrons dans le semiconducteur de type p

$D_p$  et  $L_p$  sont respectivement le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion des trous dans le semiconducteur de type n

### III-2-2) Cas d'une photopile idéale

#### III-2-2-a) Détermination du courant de court-circuit $J_{cc}$

Le courant de court-circuit correspond au courant que l'on obtient lorsque la tension de polarisation  $V$  est nulle et l'équation (2-77) s'écrit :

$$J_{cc} = J_{ph} \quad (2-79)$$

Donc le courant de court-circuit correspond au photocourant généré par la photopile.

#### III-2-2-b) Détermination de la tension de circuit-ouvert $V_{co}$

C'est la tension qui apparaît aux bornes de la photopile lorsque le courant qui la traverse  $J$  est nul. On l'obtient en résolvant l'équation suivante :

$$0 = J_{ph} - J_0 \cdot (e^{q V_{co} / \eta K T} - 1) \quad (2-80)$$

Soit :

$$V_{co} = \frac{\eta K T}{q} \ln \left( 1 + \frac{J_{ph}}{J_0} \right) \quad (2-81)$$

Donc une diminution du courant de saturation  $J_0$  entraîne une augmentation de la tension de circuit-ouvert. Nous remarquons également dans l'expression (2-81) que la tension de circuit-ouvert augmente avec le facteur de qualité  $\eta$  et aussi avec le courant photoélectrique  $J_{ph}$ . Donc elle augmente avec l'éclairement pour une température donnée. L'expérience montre qu'une augmentation de la température se traduit par une baisse de la tension de circuit-ouvert [62].

#### III-2-2-c) Détermination du point de puissance maximale

L'expression de la puissance  $P$  est donnée par :

$$P = V [J_{ph} - J_0 \cdot (e^{q V / \eta K T} - 1)] \quad (2-82)$$

Le point de puissance maximale  $P_m$  caractérisé par un courant  $J_m$  et une tension  $V_m$ , est défini par la relation  $\frac{dP}{dV} = 0$ , soit :

$$V_{co} = V_m + \frac{\eta K T}{q} \cdot \ln \left( 1 + \frac{q V_m}{\eta K T} \right) \quad (2-83)$$

L'équation (2-83) est implicite, une méthode de résolution de ce problème sera présentée au paragraphe III-2-4. Le courant  $J_m$  correspondant est calculé à partir de la relation suivante :

$$J_m = J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{q V_m / \eta K T} - 1 \right) \quad (2-84)$$

La puissance maximale est donnée par :

$$P_m = J_m \cdot V_m = \left( J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{q V_m / \eta K T} - 1 \right) \right) \cdot V_m \quad (2-85)$$

Comme nous l'avons défini au premier chapitre, le facteur de forme est donné par la relation :

$$FF = \frac{P_m}{J_{cc} \cdot V_{co}} = \frac{\left( J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{q V_m / \eta K T} - 1 \right) \right) \cdot V_m}{J_{ph} \cdot \left( V_m + \frac{\eta K T}{q} \ln \left( 1 + \frac{q V_m}{\eta K T} \right) \right)} \quad (2-86)$$

Le rendement de conversion énergétique est donné par :

$$\eta_c = \frac{P_m}{P_{solaire}} = \frac{\left( J_{ph} - J_0 \cdot \left( e^{q V_m / \eta K T} - 1 \right) \right) \cdot V_m}{P_{solaire}} = \frac{FF J_{ph} \cdot \left( V_m + \frac{\eta K T}{q} \ln \left( 1 + \frac{q V_m}{\eta K T} \right) \right)}{P_{solaire}} \quad (2-87)$$

### III-2-3) Cas d'une photopile réelle

#### III-2-3-a) Détermination du courant de court-circuit $J_{cc}$

Dans le cas d'une photopile réelle modélisée par l'équation (2-78), le courant de court-circuit n'est plus égal au photocourant généré, il est donné par la relation implicite suivante :

$$J_{cc} = \frac{\eta K T}{q R_s} \cdot \ln \left( \frac{J_{ph}}{J_0} - \frac{J_{cc}}{J_0} - \frac{R_s J_{cc}}{R_{sh} J_0} + 1 \right) \quad (2-88)$$

Le courant de court-circuit dépend donc des résistances shunt et série.

#### III-2-3-b) Détermination de la tension de circuit-ouvert $V_{co}$

En annulant le courant, la tension de circuit-ouvert obéit aussi à la relation implicite suivante :

$$V_{co} = \frac{\eta K T}{q} \ln \left( \frac{J_{ph}}{J_0} - \frac{V_{co}}{R_{sh} J_0} + 1 \right) \quad (2-89)$$

Elle est indépendante de la résistance série.

#### III-2-3-c) Détermination du point de puissance maximale

La puissance est définie par la relation :  $P = J \cdot V$

Où  $J$  est le courant fourni par la photopile et  $V$  la tension de polarisation à ses bornes.

Nous avons donc :  $\frac{\partial P}{\partial V} = V \frac{\partial J}{\partial V} + J$

Or on a :

$$J = J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V+R_s J}{R_{sh}}, \text{ donc on peut écrire :}$$

$$\frac{\partial J}{\partial V} = -J_0 \frac{\partial}{\partial V} \left( \frac{q(V+R_s J)}{\eta K T} \right) e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - \frac{\partial}{\partial V} \left( \frac{V+R_s J}{R_{sh}} \right), \text{ soit :}$$

$$\frac{\partial J}{\partial V} = -J_0 \frac{q}{\eta K T} \left( \frac{\partial V}{\partial V} + R_s \frac{\partial J}{\partial V} \right) e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - \frac{1}{R_{sh}} \frac{\partial V}{\partial V} - \frac{R_s}{R_{sh}} \frac{\partial J}{\partial V}$$

$$\frac{\partial J}{\partial V} = -J_0 \frac{q}{\eta K T} \left( \frac{\partial V}{\partial V} + R_s \frac{\partial J}{\partial V} \right) e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - \frac{1}{R_{sh}} \frac{\partial V}{\partial V} - \frac{R_s}{R_{sh}} \frac{\partial J}{\partial V}$$

$$\frac{\partial J}{\partial V} \left( 1 + \frac{q J_0 R_s}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{R_s}{R_{sh}} \right) = -\frac{\partial V}{\partial V} \left( \frac{q J_0}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{1}{R_{sh}} \right), \text{ or } \frac{\partial V}{\partial V} = 1, \text{ soit :}$$

$$\frac{\partial J}{\partial V} = -\frac{\frac{q J_0}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{1}{R_{sh}}}{1 + \frac{q J_0 R_s}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{R_s}{R_{sh}}}$$

Au point de puissance maximale on a :  $\frac{\partial P}{\partial V} = V \frac{\partial J}{\partial V} + J = 0$ , soit :

$$J - \frac{\frac{q V J_0}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{V}{R_{sh}}}{1 + \frac{q J_0 R_s}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{R_s}{R_{sh}}} = 0 \quad (2-90)$$

Cependant la solution de la relation (2-90) devrait vérifier l'équation (2-78) qui modélise la photopile réelle, donc le courant  $J_m$  et la tension  $V_m$  au point de puissance maximale  $P_m$  doivent vérifier le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} J - \frac{\frac{q V J_0}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{V}{R_{sh}}}{1 + \frac{q J_0 R_s}{\eta K T} e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} + \frac{R_s}{R_{sh}}} = 0 \\ J = J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V+R_s J}{R_{sh}} \end{cases} \quad (2-91)$$

Des techniques de résolution approchée sont utilisées pour résoudre les différentes équations implicites. En considérant que la zone de charge d'espace se localise uniquement entre les régions n et p de chaque structure et que le champ électrique est nul à l'extérieur de cette

zone, les résultats obtenus peuvent être appliqués aux différentes structures considérées dans ce chapitre. Nous les appliquerons aux hétérojonctions  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  pour évaluer leurs performances et les comparer à celles publiées dans la littérature.

### III-2-4) Méthode et technique de résolution

Les équations implicites établies n'admettent pas de solution analytique mais elles peuvent être résolues en utilisant une méthode graphique ou en faisant appel à une méthode numérique de résolution (calcul approché). Pour résoudre ces équations afin d'avoir accès aux paramètres caractéristiques de la photopile, nous avons principalement utilisé une méthode numérique de résolution et particulièrement la méthode de la sécante [53].

Cependant notre technique de résolution sera illustrée en traçant la caractéristique  $J(V)$  de la photopile modélisée par l'équation implicite (2-78) suivante :

$$J = J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{q(V+R_s J)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V+R_s J}{R_{sh}}$$

Pour tracer la caractéristique courant - tension de la photopile, il suffit pour chaque valeur de  $V$  donnée, de déterminer le courant  $J$  correspondant. Cependant nous pouvons prendre des valeurs de  $V$  allant de 0 à  $V_{co}$  idéale, puisque  $V_{co}$  réelle est inférieure à  $V_{co}$  idéale :  $V \in \left[ 0, \frac{\eta K T}{q} \ln \left( 1 + \frac{J_{ph}}{J_0} \right) \right]$  en volt

En posant  $V_1 = 0$  ;  $V_{m+1} = \frac{\eta K T}{q} \ln \left( 1 + \frac{J_{ph}}{J_0} \right)$  et  $\delta V = \frac{V_{m+1}-V_1}{m}$ , alors la tension  $V$  peut être discrétisée sous la façon suivante :

$$V_i = V_1 + (i - 1)\delta V, \quad i : 1 \dots m+1$$

Donc pour chaque valeur  $V_i$  donnée, il s'agira de résoudre le problème suivant :

$f(x) = 0$  avec  $f(x) = x - \left[ J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{q(V_i+R_s x)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V_i+R_s x}{R_{sh}} \right]$ , où  $x = J_i$  courant correspondant à la tension  $V_i$ .

Il s'agira d'utiliser une méthode de résolution itérative qui repose sur le principe suivant :

- il faut d'abord initialiser par la donnée de valeurs  $x_0$  et  $x_1$  qui devraient encadrer la solution ;

- ensuite il faudra procéder à la résolution itérative suivante :

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n) [x_n - x_{n-1}]}{f(x_n) - f(x_{n-1})}$$

A l'approche de la solution du problème  $x_{n+1}$  tend vers  $x_n$  et les solutions sont quasi-stationnaires, et donc on peut imposer un critère d'arrêt  $\xi$  défini par :  $|x_{n+1} - x_n| < \xi$ .

Cependant il est parfois nécessaire d'utiliser une résolution graphique pour localiser la solution et de choisir des valeurs de  $x_0$  et  $x_1$  aussi proches que possible de la solution. Cela permet d'augmenter la convergence de la méthode, car dans certains cas surtout lorsque les valeurs de  $x_0$  et  $x_1$  sont un peu éloignées de la solution, la méthode peut être divergente.

Cette même technique de calcul est utilisée pour résoudre les autres équations implicites établies.

Cependant pour le système d'équations (2-91) permettant de déterminer le point de puissance maximale, nous faisons d'abord une résolution graphique pour localiser la solution, ensuite parmi les différentes solutions de l'équation (2-78) obtenues par la méthode de la sécante, nous vérifions parmi les couples de solution  $(J, V)$ , celui qui vérifie l'équation (2-90) à une précision près.

#### IV. Conclusion

Dans ce chapitre, des structures à deux, trois et quatre couches sont modélisées pour la détermination théorique du rendement quantique interne et du photocourant de court-circuit. Nous avons fait l'étude des homo et hétérojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$  en considérant les modèles :  $p/n$  ;  $p^+p/n$  ;  $p/nn^+$  ;  $p^+p/nn^+$  et  $n^+n/pp^+$ . Les effets de la couche fenêtre et du substrat sont mis en évidence. Pour chaque structure, nous avons représenté le diagramme de bande d'énergie et avons déterminé l'expression du photocourant. Cette expression dépend des paramètres géométriques, électriques et optiques qui caractérisent la photopile. Nous avons aussi proposé une méthode de détermination de quelques paramètres importants caractéristiques d'une photopile (courant de saturation, courant de court-circuit, tension de circuit-ouvert et point de puissance maximale) en utilisant des notions de physique des semiconducteurs et en proposant des techniques de résolution approchée (graphiques et numériques). Leur détermination permet d'évaluer les performances de la photopile.

# **Chapitre III : Résultats et discussion**

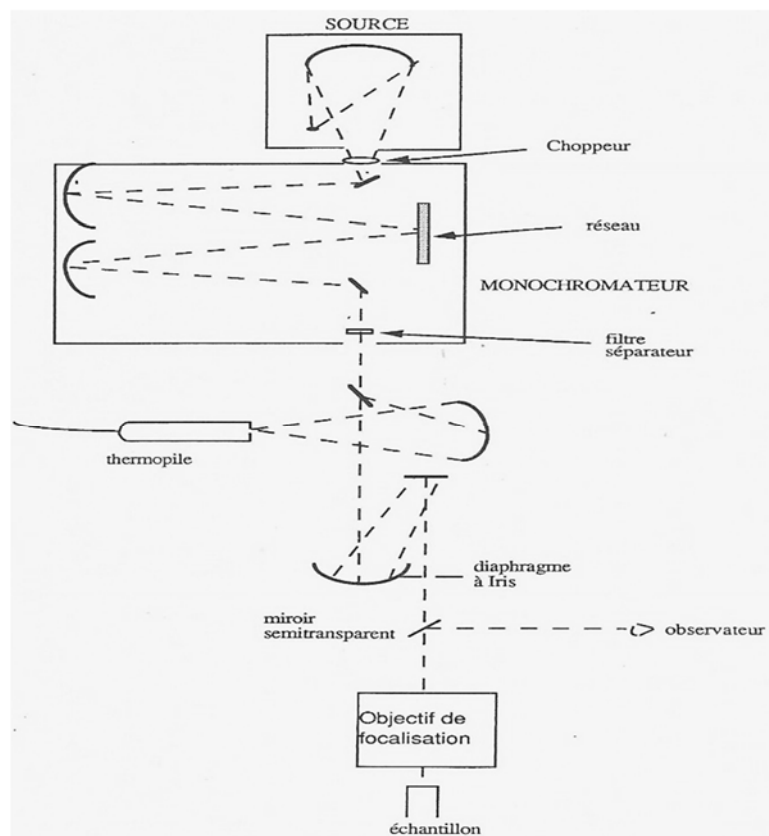
## I. Dispositif expérimental

### I.1) Introduction

L'étude de la réponse spectrale en fonction de la longueur d'onde (ou de l'énergie) est une méthode de caractérisation des cellules photoconductrices. Sa modélisation permet de déterminer, en particulier, le gap, les vitesses de recombinaison en surface et les différentes longueurs de diffusion. Ci-dessous nous représentons le dispositif expérimental permettant d'obtenir la réponse spectrale des cellules photoconductrices. Ce dispositif est utilisé à l'UNIVERSITE MONTPELLIER II – SCIENCE ET TECHNIQUE DU LANGUEDOC [62].

### I.2) Montage optique

Le montage permet d'envoyer sur un échantillon (cellule photoconductrice) une énergie lumineuse constante ou une densité de photons constante dans une gamme spectrale dépendant du réseau du monochromateur (voir figure 3-1) et d'enregistrer le signal obtenu.



*Figure 3-1. Dispositif expérimental [62]*

A partir d'une source lumineuse qui utilise une lampe halogène, le faisceau lumineux est modulé mécaniquement à basse fréquence avant de traverser un monochromateur à réseau. La rotation du réseau de ce dernier est assurée grâce à un moteur pas à pas monté

directement sur son axe. Afin d'éliminer les harmoniques générés par le réseau à la sortie du monochromateur, on intercale en transmission des filtres optiques appropriés. A l'aide d'un système de quatre miroirs (deux sphériques et deux plans), le faisceau est partagé en deux, une partie est envoyée sur l'échantillon à étudier, l'autre sur une thermopile qui va constituer le capteur d'intensité lumineuse. La tension qu'elle délivre est proportionnelle à l'intensité lumineuse reçue. Elle va permettre de réguler l'alimentation de la source lumineuse afin d'obtenir une énergie constante.

### I.3) Schéma de mesure électrique

Une des bornes de la cellule photoconductrice (ou photodiode) est reliée à la masse et l'autre à la détection par l'intermédiaire d'un système d'amplification. On place en parallèle à la photodiode une résistance de charge  $R_C$  puis on éclaire sur l'une des faces. Le courant  $I_d$  qui circule dans la diode sous éclairement est donné par la caractéristique  $I_d = f(V_d)$  (figure 3-2). Le courant  $I_d$  vérifie la droite de charge (a) de la droite  $V_d = R_C I_d$ . Le point de fonctionnement est donc le point  $M_0(I_0, V_0)$  de la caractéristique. Un premier essai consiste à mesurer à l'aide de la détection synchrone, la tension  $V_{co}$  qui apparaît lorsque ( $R_C = \infty$ ). Puis on place une résistance  $R_C$  telle que la tension mesurée  $V_0 = V_{co}/100$ , ce qui consiste à mesurer pratiquement le courant de court-circuit  $I_{cc} = V_0/R_C$ .

Pour la mesure de la réponse spectrale, il faut mesurer le courant de court-circuit qui est proportionnel à l'intensité lumineuse tandis que la tension  $V_{co}$  est proportionnelle au logarithme de l'intensité lumineuse  $((KT/q) \ln(I_{cc}/I_s))$ .

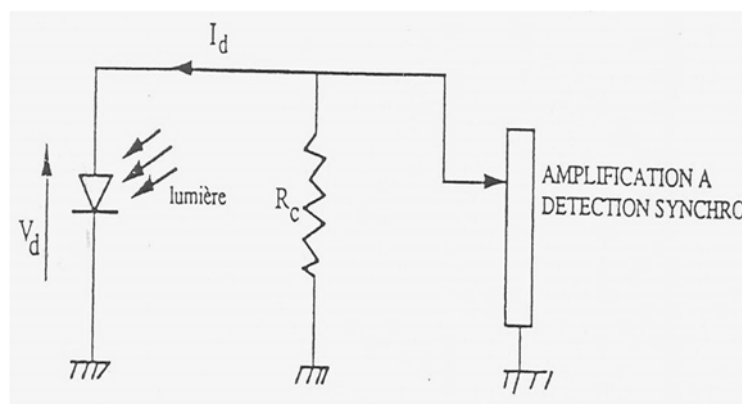


Figure 3-2 Schéma de mesure électrique de la réponse spectrale [62]

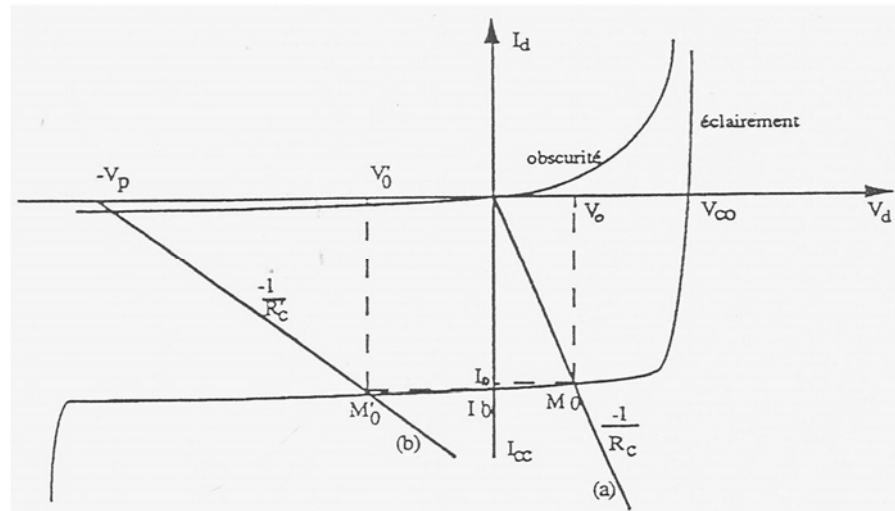


Figure 3-3. Caractéristique I-V de la photodiode et des droites de charges en polarisation directe (a) et inverse (b) [62]

## II. Etude théorique de réponses spectrales des homojonctions à base de $\text{CuInSe}_2$

### II.1) Introduction

Dans cette partie nous présentons une simulation des différents modèles théoriques élaborés, en étudiant les effets des différents paramètres géométriques sur le rendement quantique interne. Une étude comparative sera faite entre les différentes structures étudiées. Nous noterons  $H_i$  l'épaisseur de la région  $i$ .

### II-2) Homojonction simple : $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ (région 2 / région 3)

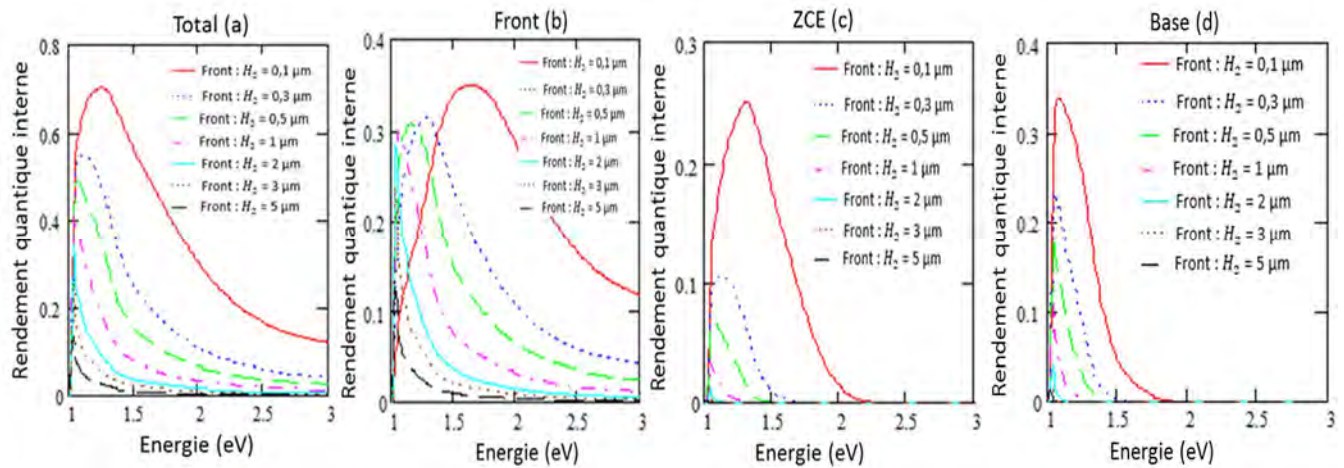
#### II-2-1) Effet de l'épaisseur du front (région 2)

Les figures 3-4), 3-5) et 3-6) montrent respectivement les effets de l'épaisseur du front, de la longueur de diffusion et de la zone de charge d'espace sur la réponse spectrale. La figure 3-7) montre la contribution des différentes zones pour différentes épaisseurs du front. La vitesse de recombinaison en surface est estimée à  $S'_{n_2} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ , permettant d'inclure les effets des pertes superficielles de porteurs sur la surface avant (face éclairée).

La figure 3-4-a) représente le rendement quantique interne global en fonction de l'énergie des photons pour différentes épaisseurs du front  $H_2$  allant de  $0,1 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ .

Les figures 3-4-b), 3-4-c) et 3-4-d) représentent respectivement la contribution du front, de la zone de charge d'espace et de la base au rendement quantique interne global en fonction de l'énergie.

Sur la figure 3-4-a) nous remarquons que le rendement diminue lorsque l'épaisseur du front augmente. Cela s'explique d'une part, par le fait que lorsque l'épaisseur du front augmente, la majorité des photons incidents est absorbée par ce dernier ; peu de photons arrivent dans les zones arrière (base et zone de charge d'espace). Or la vitesse de recombinaison sur la surface avant étant élevée, ce qui entraîne beaucoup de pertes de porteurs en surface par phénomène de recombinaison ; il en résulte que la densité de porteurs excédentaires en surface devient inférieure à sa valeur en volume. Ce gradient de concentration entraîne un flux de porteurs dirigé vers la surface avant où ils vont se recombiner, entraînant ainsi des pertes et une faible contribution du front au rendement quantique interne (figure 3-4-b). Avec les faibles épaisseurs, l'influence du front est minimisée. Les pertes de porteurs en surface sont ainsi évitées en réduisant la contribution du front, les photons incidents atteignent en majorité la zone de charge d'espace et la base, provoquant ainsi une grande contribution de l'arrière comme l'illustrent les figures 3-4-c) et 3-4-d).



**Figure 3-4. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons pour différentes épaisseurs du front dans le cas de la structure  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  : a) rendement quantique interne total ; b) contribution du front ; c) contribution de la zone de charge d'espace ; d) contribution de la base.**

$$(s'_{n2}=2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; s_{p3}=2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; L_{n2}=3 \mu\text{m} ; L_{p3}=0,5 \mu\text{m} ; W_1=0,05 \mu\text{m} ; W_2=0,05 \mu\text{m} ; W=0,1 \mu\text{m} ; H=100 \mu\text{m})$$

Nous remarquons également que pour chaque épaisseur donnée le rendement est maximal dans la gamme de faibles énergies (voisinage du seuil d'absorption ou du gap du

CuInSe<sub>2</sub> : 1,04 eV < E < 1,3 eV), correspondant ainsi à des absorptions volumiques où les contributions de la zone de charge d'espace et de la base sont importantes (figures 3-4-c et 3-4-d). Dans la gamme des énergies plus grandes (assez loin du seuil d'absorption ou du gap du CuInSe<sub>2</sub> : E > 1,4 eV), l'absorption des photons incidents est superficielle, ils sont quasiment absorbés par le front ; les phénomènes de surface deviennent déterminants entraînant ainsi la chute du rendement.

## II-2-2) Effet de la longueur de diffusion dans la région 2 (front)

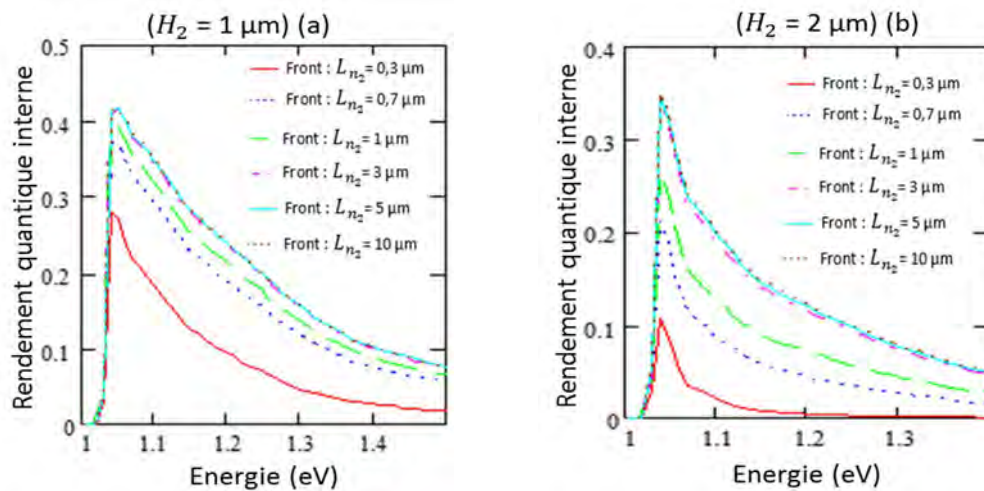


Figure 3-5. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons dans le cas de la structure CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n) : effet de la longueur de diffusion

a) épaisseur du front  $H_2 = 1 \mu\text{m}$  ; b) épaisseur du front  $H_2 = 2 \mu\text{m}$

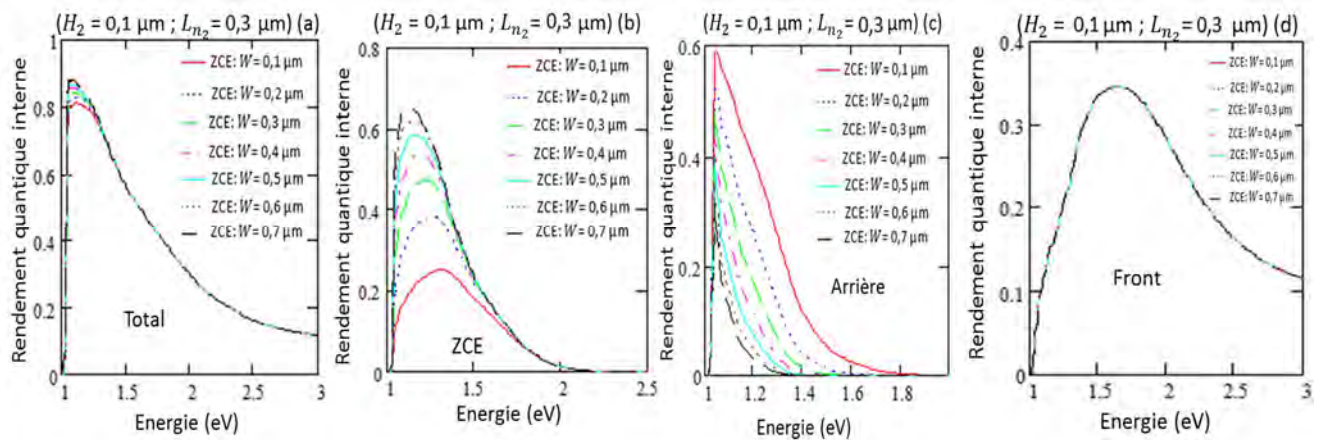
( $s'_{n_2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $s_{p_3} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p_3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

Les figures 3-5) représentent le rendement quantique en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la longueur de diffusion dans la couche frontale. Sur la figure 3-5-a) nous avons fixé l'épaisseur du front à 1  $\mu\text{m}$ . La longueur de diffusion  $L_{n_2}$  variant de 0,3 à 10  $\mu\text{m}$ . Nous remarquons que pour les longueurs de diffusion inférieures à l'épaisseur du front ( $L_{n_2} < H_2$ ) le rendement chute. Pour celles qui sont supérieures ( $L_{n_2} > H_2$ ), le rendement reste toujours faible, ce qui montre une faible influence de l'augmentation de la longueur de diffusion en cas de fortes pertes de porteurs en surface. Cet effet s'explique par le fait que la diffusion des porteurs minoritaires (les électrons dans le front) se fait d'une part vers la zone de collecte (zone de charge d'espace) et d'autre part vers la surface avant. Cette dernière provoque une recombinaison des photoporteurs, affectant ainsi l'influence de la longueur de diffusion. Sur la figure 3-5-b) le rendement est plus faible ; l'épaisseur du front est augmentée

à 2  $\mu\text{m}$ , ce qui augmente le nombre de photons absorbés dans cette région, causant une augmentation des pertes de porteurs.

### II-2-3) Effet de l'épaisseur de la zone de charge d'espace (ZCE)

Sur les figures 3-6) nous avons représenté le rendement quantique interne tracé en fonction de l'énergie des photons. Nous mettons en évidence l'effet de la zone arrière, en variant l'épaisseur de la zone de charge d'espace de 0,1 à 0,7  $\mu\text{m}$ . Nous avons évalué la longueur de diffusion dans la base  $L_{P_3}$  à 2,5  $\mu\text{m}$ , l'épaisseur du front étant fixée à 0,1  $\mu\text{m}$ .



**Figure 3-6. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons pour différentes épaisseurs de la zone de charge d'espace (zce) dans le cas de la structure  $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$**   
**a) rendement quantique interne global; b) contribution de la zce ; c) contribution de la base ; d) contribution du front**  
 $(s'_{n_2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; s_{p_3} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; L_{n_2} = 3 \mu\text{m} ; L_{p_3} = 2,5 \mu\text{m} ; H_2 = 0,1 \mu\text{m} ; H = 100 \mu\text{m})$

Nous notons que sur la figure 3-6-b), la contribution de la zone de charge d'espace au rendement quantique interne augmente en élargissant son épaisseur. Celle de la base (figure 3-6-c) augmente avec une diminution de l'épaisseur de la zone de charge d'espace. La réduction de la largeur de la zone de charge d'espace permet ainsi aux photons d'accéder à la base. Ainsi nous notons sur la figure 3-6-a) une nette amélioration du rendement global qui passe au-delà de 80% dans la gamme des faibles énergies (gamme comprise entre 1,04 eV et 1,4 eV). Une variation de l'épaisseur de la zone de déplétion entraîne une faible variation du rendement global, cela s'explique par la contribution non négligeable de la base. Pour des énergies supérieures à 1,4 eV le rendement global décroît progressivement modélisant ainsi une absorption considérable des photons par le front (figure 3-6-d). Ce phénomène est illustré sur les figures 3-7-a) et 3-7-b) où la contribution de chaque région est mise en évidence pour des épaisseurs du front  $H_2$  fixées respectivement à 0,1  $\mu\text{m}$  et 0,5  $\mu\text{m}$ .

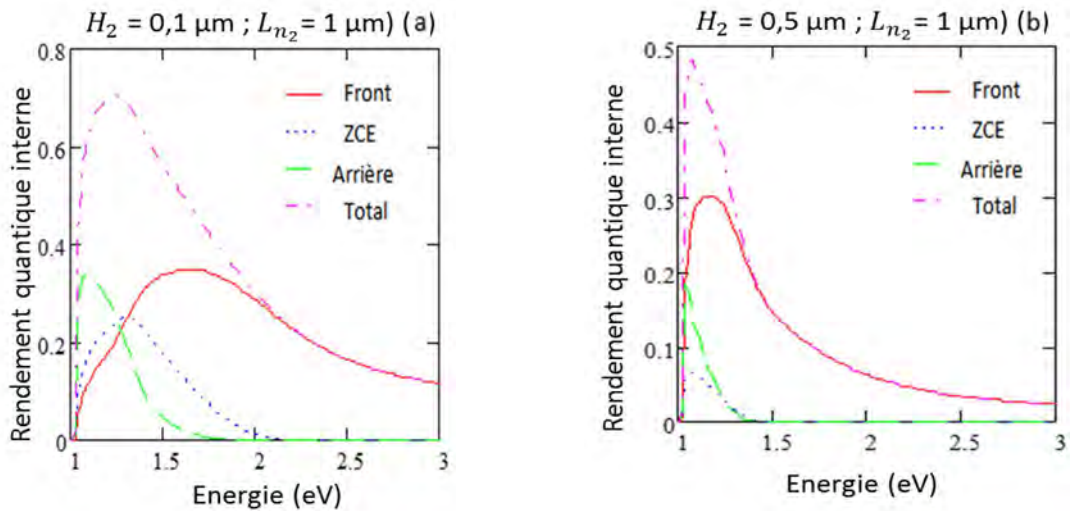


Figure 3-7. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons dans le cas de la structure  $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$  : contribution de chaque région de la photopile

a) épaisseur du front  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$ ; b) épaisseur du front  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$   
 $(s'_{n_2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; s_{p_3} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ; L_{n_2} = 3 \mu\text{m} ; L_{p_3} = 0,5 \mu\text{m} ; W_1 = 0,05 \mu\text{m} ; W_2 = 0,05 \mu\text{m} ; W = 0,1 \mu\text{m} ; H = 100 \mu\text{m})$

### II-3) Homojonction en présence de couche fenêtre : $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ (Région 1 / Région 2 / Région 3)

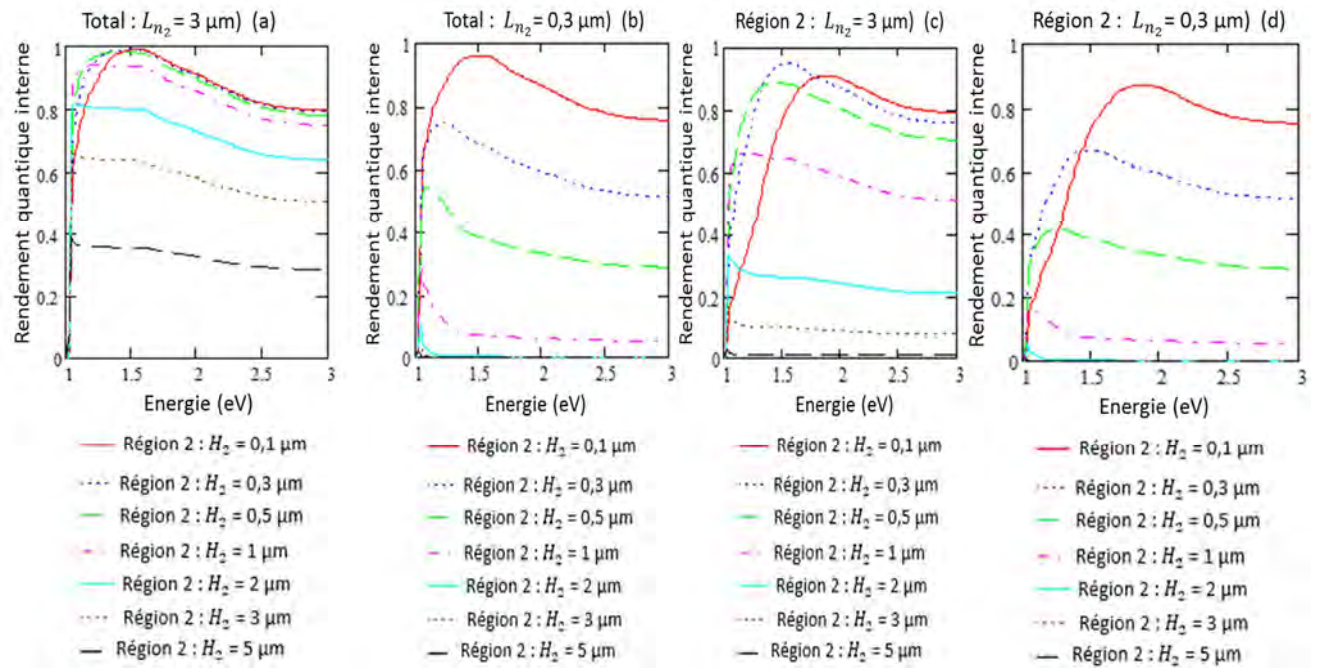
#### II-3-1) Effet de l'épaisseur de la région 2 en présence de couche fenêtre

Sur les figures 3-8) nous avons représenté les effets de l'épaisseur de la région 2 en présence d'une couche fenêtre sur le rendement quantique interne tracé en fonction de l'énergie des photons.

Sur la figure 3-8-a) nous étudions l'effet de l'épaisseur de la région 2, la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  étant fixée à  $3 \mu\text{m}$ , la vitesse de recombinaison à l'interface  $S_{n_2}$  est évaluée à  $2.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ . Nous remarquons une bonne amélioration de la réponse spectrale. Pour des épaisseurs comprises entre  $0,1 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$  le rendement varie de 80 à 100% ; celles appartenant à l'intervalle  $0,3 - 0,5 \mu\text{m}$  donnant les meilleures performances. Le rendement passe de 80 à 60% pour des épaisseurs comprises dans l'intervalle  $2 - 3 \mu\text{m}$ , et moins de 60% pour des valeurs de  $H_2$  supérieures à la longueur de diffusion. On peut déduire de ces résultats que pour chaque épaisseur donnée il existe une longueur de diffusion à partir de laquelle le rendement est maximal. Par exemple pour des épaisseurs comprises entre  $0,3 - 0,5 \mu\text{m}$  une longueur de diffusion  $L_{n_2}$  égale à  $3 \mu\text{m}$  suffit pour avoir le meilleur rendement.

Dans le cas d'une faible longueur de diffusion, les faibles épaisseurs donnent les meilleurs rendements. Sur la figure 3-8-b) nous avons réduit la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  à  $0,3 \mu\text{m}$ , le rendement est dominé par les faibles épaisseurs comprises entre  $0,1$  et  $0,3 \mu\text{m}$ . Ainsi

donc, la valeur de l'épaisseur  $H_2$  doit être inférieure ou proche à celle de la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  pour obtenir un bon rendement en présence de couche fenêtre.



**Figure 3-8. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : effet de l'épaisseur de la région 2 en présence de couche fenêtre (cas de la structure  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )**

**Rendement global :  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$  (a) et  $L_{n_2} = 0,3 \mu\text{m}$  (b) ; Contribution région 2 :  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$  (c) et  $L_{n_2} = 0,3 \mu\text{m}$  (d)**

$(s_{n_1}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}; H_1 = 0,1 \mu\text{m}; L_{n_1} = 0,2 \mu\text{m}; s_{n_2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}; s_{p_3}=2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}; L_{p_3} = 0,5 \mu\text{m}; W_1 = 0,05 \mu\text{m}; W_2 = 0,05 \mu\text{m}; W = 0,1 \mu\text{m}; H = 100 \mu\text{m})$

Nous notons une légère chute du rendement dans la gamme d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ). Cela s'explique par le fait qu'il existe des pertes de porteurs dans la fenêtre mais sa contribution reste non négligeable, c'est pourquoi la chute du rendement n'est pas drastique. La vitesse de recombinaison sur la surface de la fenêtre  $S_{n_1}$  est fixée à  $2.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ . Le comportement de la région 2 pour les deux cas ( $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$  et  $L_{n_2} = 0,3 \mu\text{m}$ ) est illustré sur les figures 3-8-c) et 3-8-d). Pour des énergies inférieures au gap de la fenêtre ( $E < 1,57 \text{ eV}$ ), la contribution de la région 2 au rendement quantique interne dépend de son épaisseur et de la longueur de diffusion des électrons dans cette zone. Pour  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$  (longueur de diffusion suffisante) elle est dominée par les épaisseurs allant de  $0,3$  à  $1 \mu\text{m}$  et pour  $L_{n_2} = 0,3 \mu\text{m}$  (faible longueur de diffusion) par des épaisseurs comprises entre  $0,3$  et  $0,5 \mu\text{m}$ . Pour des énergies supérieures au gap de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) la contribution de la région 2 est dominée par les épaisseurs les plus faibles à cause des pertes entraînées par l'absorption de la fenêtre.

### II-3-2) Effet de la longueur de diffusion dans la région 2 en présence de couche fenêtre

La figure 3-9-a) représente les effets de la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  sur la réponse spectrale. Pour une épaisseur  $H_2 = 1 \mu m$ , nous notons cette fois une influence de la longueur de diffusion sur le rendement. Cela s'explique par le fait que les pertes de porteurs à l'interface sont minimisées par la présence de la fenêtre. Pour cette épaisseur de  $1 \mu m$ , une longueur de diffusion  $L_{n_2}$  supérieure à  $3 \mu m$  suffit pour obtenir le meilleur rendement. Cependant nous remarquons pour des valeurs de  $L_{n_2}$  très inférieures à  $H_2$  le rendement reste faible. La figure 3-9-b) montre les effets des pertes de porteurs dans la fenêtre ( $S_{n_1} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ) entraînant la chute du rendement pour des énergies élevées ( $E > \text{gap de la fenêtre}$ ).

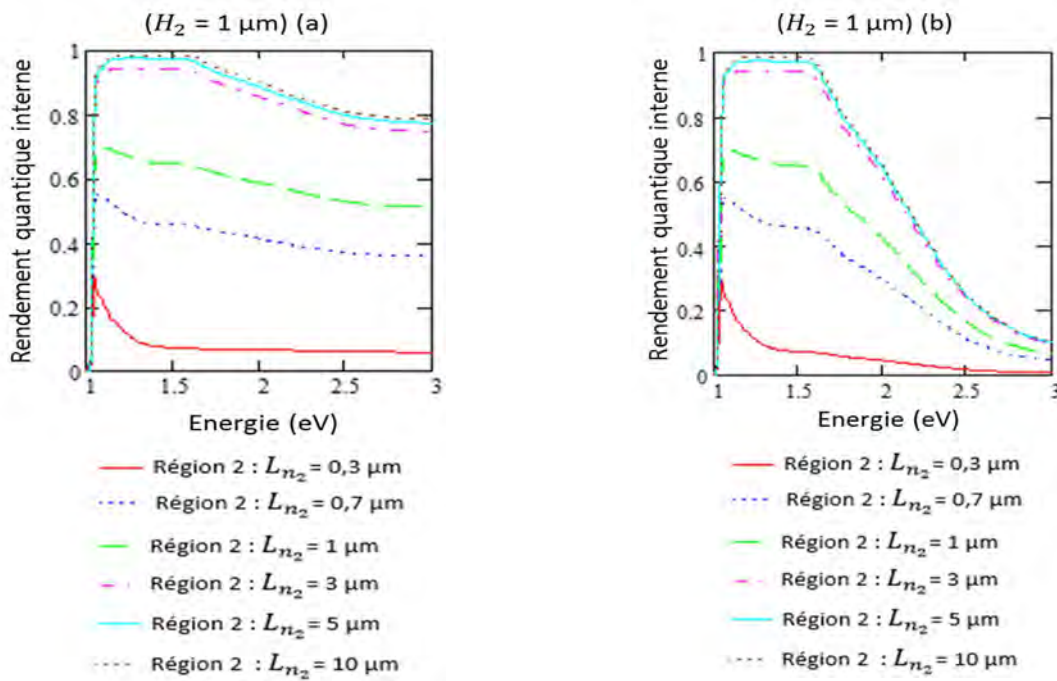


Figure 3-9. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : effet de la longueur de diffusion dans la région 2 en présence de couche fenêtre (cas de la structure  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

(a) :  $H_2 = 1 \mu m$  et  $s_{n_1} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ; (b) :  $H_2 = 1 \mu m$  et  $s_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$

( $H_1 = 0,1 \mu m$  ;  $L_{n_1} = 0,2 \mu m$  ;  $s_{n_2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $s_{p_3} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p_3} = 0,5 \mu m$  ;  $W_1 = 0,05 \mu m$  ;  $W_2 = 0,05 \mu m$  ;  $W = 0,1 \mu m$  ;  $H = 100 \mu m$ )

### II-3-3) Effet de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2

Sur la figure 3-10-a) nous étudions l'effet de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre-région 2 sur la réponse spectrale. Nous avons choisi  $H_2 = 1 \mu m$  et  $L_{n_2} = 6 \mu m$ . Nous remarquons que les pertes superficielles de porteurs restent faibles pour des vitesses de recombinaison  $S_{n_2}$  inférieures à  $2.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ , gamme donnant ainsi les meilleurs rendements.

Pour des valeurs de  $S_{n_2}$  comprises entre  $2.10^3$  et  $2.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  les pertes deviennent non négligeables et commencent à affecter le rendement. Pour celles qui sont supérieures à  $2.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$  les effets des pertes superficielles de porteurs sont déterminants et font chuter considérablement le rendement malgré une optimisation de la longueur de diffusion ( $L_{n_2} = 6 \text{ }\mu\text{m}$ ).

Les figures 3-10-b) et 3-10-d) montrent les comportements des différentes zones de la structure sur la réponse spectrale, respectivement dans le cas d'une vitesse de recombinaison nulle ( $S_{n_2} = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et d'une forte vitesse de recombinaison ( $S_{n_2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ) à l'interface fenêtre – région 2. L'épaisseur de la région 2 est fixée à  $0,1 \text{ }\mu\text{m}$ . Nous constatons que la zone de charge d'espace et la base ne sont pas affectées par les effets de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2, on observe toujours leurs contributions dans la gamme de non absorption de la fenêtre ( $E < 1,57 \text{ eV}$ ).

Sur la figure 3-10-b) nous remarquons que, pour une vitesse de recombinaison nulle au niveau de l'interface fenêtre – région 2, traduisant une bonne miscibilité entre les deux couches et peu de défauts au niveau de leur contact, la contribution de la fenêtre et de la région 2 au rendement global est importante. Elle évolue entre 20 et 90 % pour des énergies des photons comprises entre 1 et  $1,57 \text{ eV}$  (gamme de non absorption de la fenêtre). Pour des photons ayant une énergie supérieure à  $1,57 \text{ eV}$ , correspondant à la gamme d'absorption de la fenêtre, elle évolue entre 90 et 85%. La légère chute du rendement observée (90 à 85 %) est due aux recombinaisons de certains porteurs au niveau de la surface frontale où la vitesse de recombinaison est fixée à  $S_{n_1} = 2.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Sur la figure 3-10-c) la longueur de diffusion dans la région 2 est réduite à  $L_{n_2} = 1 \text{ }\mu\text{m}$  et l'épaisseur de la fenêtre est augmentée à  $H_1 = 1 \text{ }\mu\text{m}$ . Ainsi nous notons que la contribution de la région 2 est réduite, elle évolue entre 20 et 80 % pour des énergies inférieures au gap de la fenêtre. L'augmentation de l'épaisseur de la fenêtre a augmenté les pertes de porteurs au niveau de la surface frontale, réduisant ainsi l'apport du front et la collecte des porteurs au niveau de la région 2. Elle fait chuter fortement le rendement global dans sa gamme d'absorption ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) malgré que la vitesse de recombinaison est nulle à l'interface ( $S_{n_2} = 0 \text{ cm.s}^{-1}$ ).

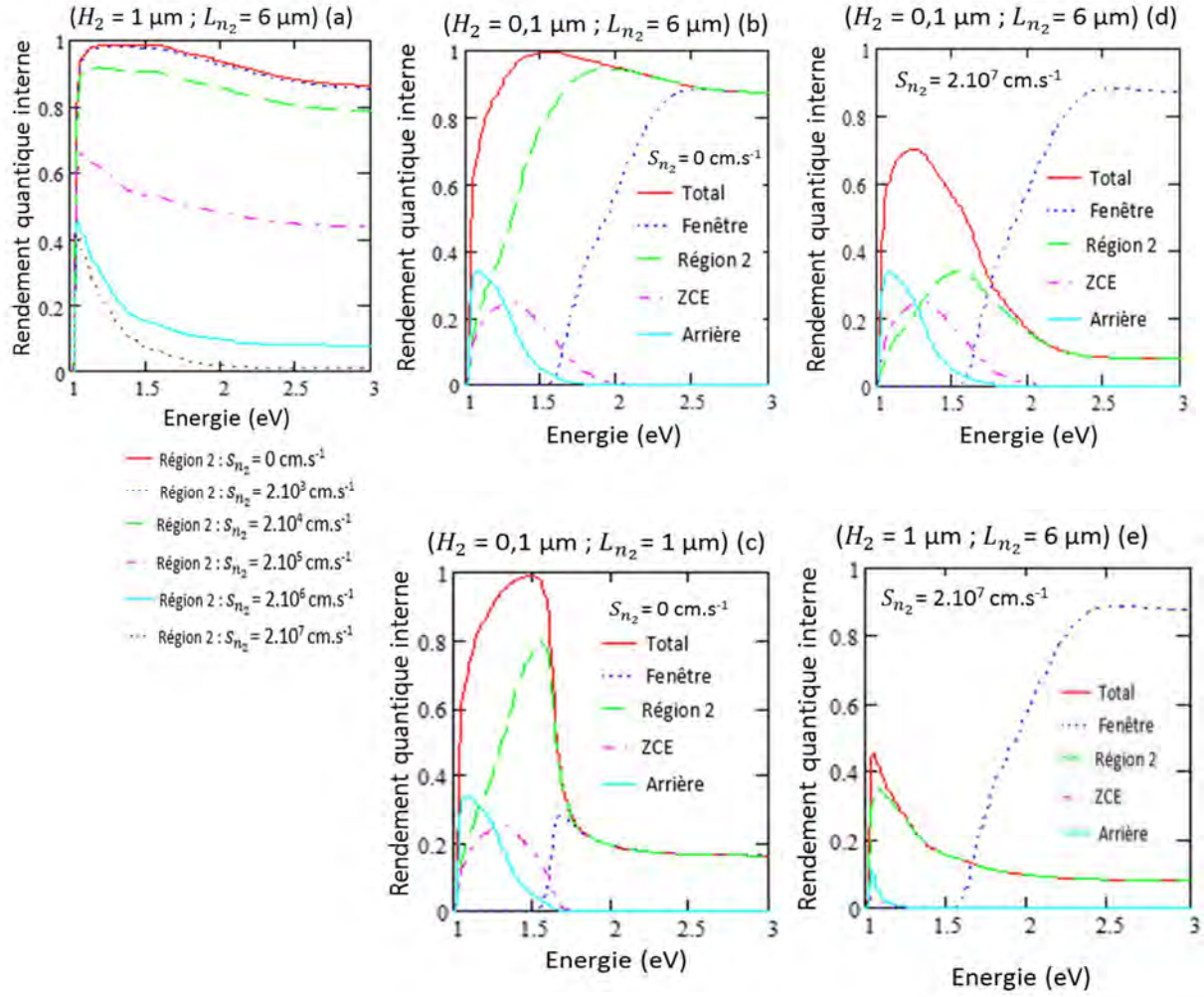


Figure 3-10. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : effet de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2 (cas de la structure  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

(a) : rendement quantique interne global ( $s_{n2}=0 - 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ); (b, c, d, e) : contribution des différentes régions ( $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$  (a, b, d, e) et  $1 \mu\text{m}$  (c);  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $s_{n1}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_2 = 1 \mu\text{m}$  (a, c et e) et  $0,1 \mu\text{m}$  (b et d);  $L_{n2} = 6 \mu\text{m}$  (a, b, d et e) et  $1 \mu\text{m}$  (c);  $s_{n2}=0 \text{ cm.s}^{-1}$  (b et c) et  $2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  (d et e);  $s_{p3}=2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p3}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

Sur la figure 3-10-d) la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2 est estimée à  $S_{n2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ , traduisant une forte lacune de miscibilité, beaucoup de défauts et de centres de recombinaison à l'interface. Nous constatons que le rendement global chute fortement et ne dépasse pas 70 %. Cette chute s'explique par une faible contribution de la région 2, qui ne dépasse pas 35 % dans la gamme de non absorption de la fenêtre ( $E < 1,57 \text{ eV}$ ). Une grande partie des porteurs générés dans la région 2 est perdue par recombinaison à l'interface. Dans la gamme d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ), le rendement global chute profondément et ne dépasse pas 15 % pour  $E > 2 \text{ eV}$ . Pourtant nous constatons que la contribution de la fenêtre dépasse 80 %, mais la majeure partie de ces porteurs n'est pas

collectée au niveau de la région 2, elle est perdue par recombinaison au niveau de l'interface à cause des dislocations qui existent entre la fenêtre et la région 2.

Sur la figure 3-10-e) l'épaisseur de la région 2 est fixée à  $H_2 = 1 \mu\text{m}$  et la vitesse de recombinaison à l'interface est toujours estimée à  $S_{n_2} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ . Nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur de la région 2 a augmenté les pertes de porteurs au niveau de l'interface. Elle a réduit la contribution de la zone arrière (zone de charge d'espace et base), et fait diminuer encore le rendement global qui reste inférieur à 45%. L'intérêt est donc de réduire l'épaisseur de la région 2 dans le cas de fortes dislocations à l'interface ( $S_{n_2} > 2.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ ).

#### **II-3-4) Effet de la fenêtre sur la réponse spectrale**

Sur la figure 3-11-a) nous représentons le rendement quantique interne en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de l'épaisseur de la fenêtre variant de 0,1 à 3  $\mu\text{m}$ , nous avons fixé la longueur de diffusion  $L_{n_1} = 0,5 \mu\text{m}$ . Nous remarquons qu'une faible épaisseur de la fenêtre suffit pour améliorer le rendement.

La figure 3-11-b) montre l'effet de la longueur de diffusion dans la fenêtre, la longueur de diffusion  $L_{n_1}$  variant de 0,1 à 10  $\mu\text{m}$ . Nous remarquons qu'une augmentation de la longueur de diffusion dans la fenêtre, augmente sa contribution au rendement. Nous notons également que malgré une augmentation notable de la longueur de diffusion, une faible épaisseur de la fenêtre suffit ; cela s'explique par le fait qu'il existe des pertes de porteurs sur la surface frontale de la fenêtre. Les figures 3-11-c) et 3-11-d) mettent en évidence les effets de ces pertes. Sur la figure 3-11-c) avec  $S_{n_1} = 2.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  la chute du rendement est faible, contrairement au cas de la figure 3-11-d) avec  $S_{n_1} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  la chute est plus importante. La contribution de la fenêtre au rendement quantique interne augmente lorsque la vitesse de recombinaison à sa surface est faible.

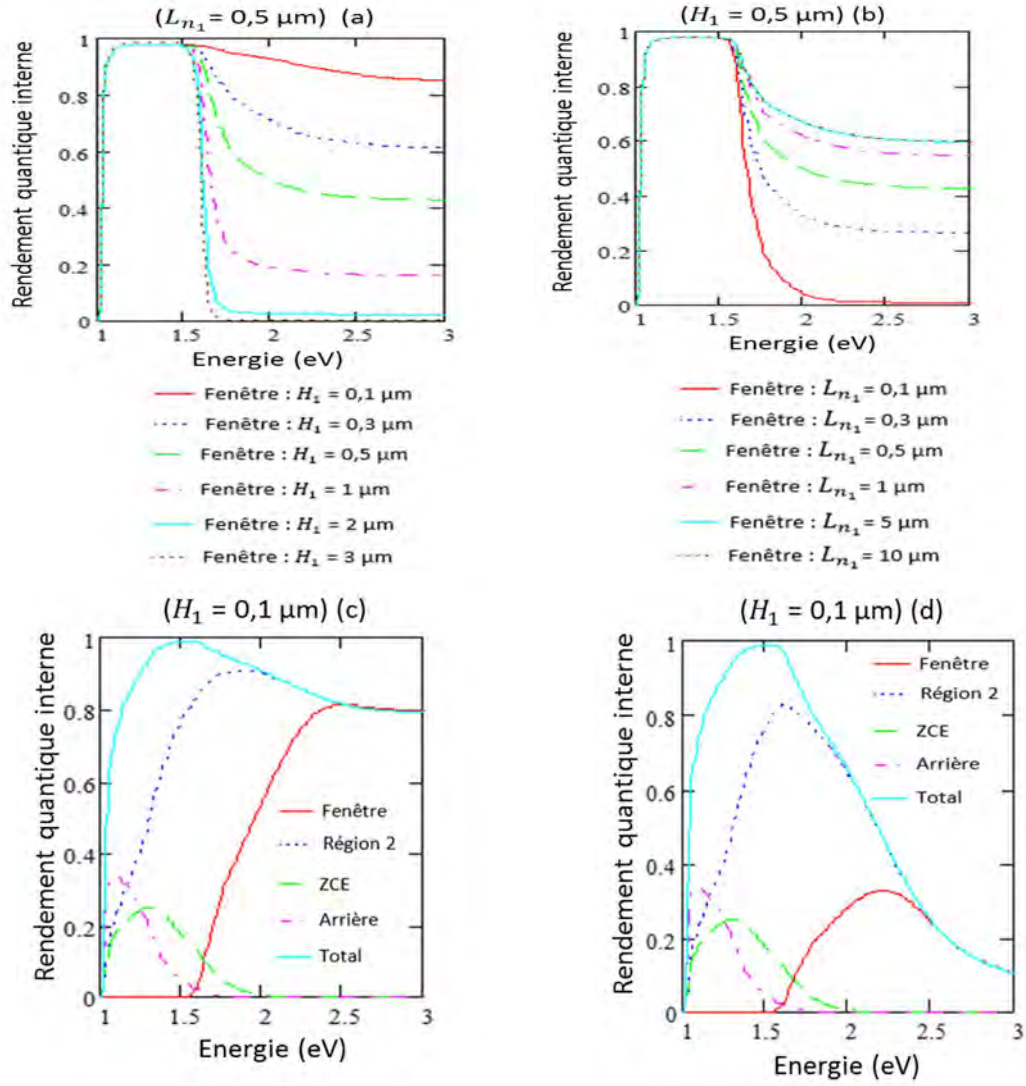


Figure 3-11. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : effet de la fenêtre sur la réponse spectrale (a) : effet de l'épaisseur  $H_1$  ; (b) : effet de la longueur de diffusion  $L_{n1}$  ; (c et d) : effet de la vitesse de recombinaison  $s_{n1}$  (cas de la structure  $\text{CuInSe}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

( $H_1 = 0,5 \mu\text{m}$  (b) et  $0,1 \mu\text{m}$  (c et d) ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$  (a) et  $0,2 \mu\text{m}$  (c et d) ;  $s_{n1} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  (a, b et c) et  $2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  (d) ;  $H_2 = 1 \mu\text{m}$  (a et b) et  $0,1 \mu\text{m}$  (c et d) ;  $L_{n2} = 6 \mu\text{m}$  (a et b) et  $1 \mu\text{m}$  (c et d) ;  $s_{n2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $s_{p3} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

#### II-4) Homojonction déposée sur substrat : $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ (Région2 / Région 3 / Région 4)

Sur les figures 3-12) les effets de la base et du substrat sur le rendement quantique interne représenté en fonction de l'énergie des photons sont étudiés.

La figure 3-12-a) est relative à l'influence de l'épaisseur de la base sur le rendement, nous avons fixé la longueur de diffusion dans la base  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$ . Nous constatons que pour des épaisseurs de la base inférieures à  $L_{p3}$  le rendement augmente avec l'épaisseur, pour

celles qui sont supérieures ou égales à  $L_{p3}$ , le rendement reste constant. La figure 3-12-b) confirme ce constat en étudiant l'effet de la longueur de diffusion dans la base ; pour une épaisseur  $H_3 = 10 \mu\text{m}$ , le rendement augmente avec la longueur de diffusion,  $L_{p3}$  variant de 1 à 6  $\mu\text{m}$ .

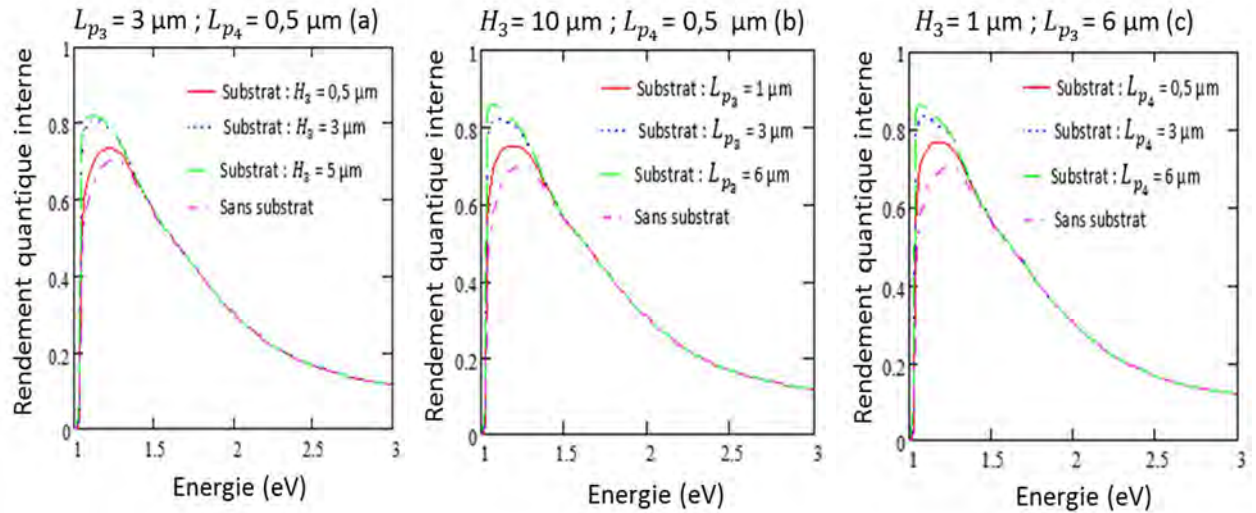


Figure 3-12. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : effets de la base et du substrat sur la réponse spectrale (a) : effet de l'épaisseur  $H_3$  ; (b) : effet de la longueur de diffusion  $L_{p3}$  ; (c) : effet de la longueur de diffusion  $L_{p4}$  (cas de la structure  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ )

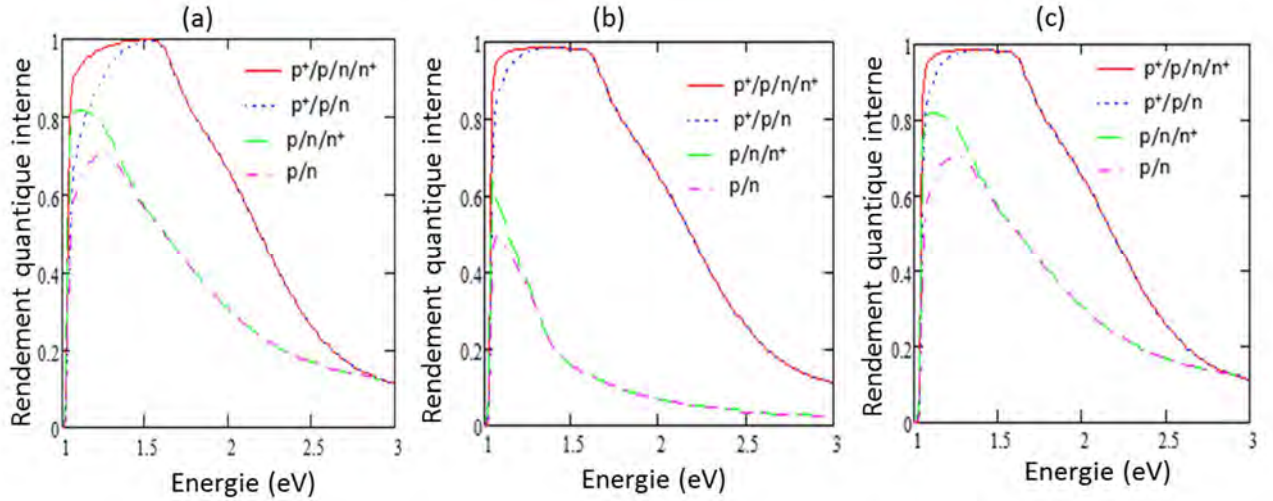
( $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n2} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$  (a) et  $6 \mu\text{m}$  (c) ;  $H_3 = 10 \mu\text{m}$  (b) et  $1 \mu\text{m}$  (c) ;  $s_{p4} = 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ ) ; Homojonction :  $L_{p3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p3} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ )

La figure 3-12-c) montre l'apport du substrat sur le rendement, pour cela nous avons réduit l'épaisseur de la base à 1  $\mu\text{m}$  permettant ainsi aux photons d'atteindre le substrat dans la gamme des faibles énergies. Nous remarquons que le substrat contribue aussi à l'amélioration du rendement comme la base, une augmentation de la longueur de diffusion  $L_{p4}$  dans le substrat provoque un accroissement du rendement.

La chute du rendement dans la gamme des énergies élevées ( $E > 1,5 \text{ eV}$ ) sur chaque graphe, gamme dominée par le comportement de la couche frontale (région 2), s'explique par les pertes observées au niveau du front (forte vitesse de recombinaison en surface). La base et le substrat restent sans effet, tous les photons sont absorbés par le front.

## II-5) Etude comparative du rendement quantique interne des différents modèles

Des études comparatives du rendement quantique interne représenté en fonction de l'énergie pour les différents modèles (2, 3 et 4 couches) sont faites sur les figures 3-13).



**Figure 3-13. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : étude comparative des différents modèles** (a) :  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$  ; (b) :  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ; (c)  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ( $p^+/p/n$  et  $p^+/p/n/n^+$ ) et  $0,1 \mu\text{m}$  ( $p/n$  et  $p/n/n^+$ ) ( $s_{n1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$  (a ; c :  $p/n$  et  $p/n/n^+$ ) et  $0,5 \mu\text{m}$  (b ; c :  $p^+/p/n$  et  $p^+/p/n/n^+$ ) ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $s_{p3}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ( $p/n$ ) ;  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$  ( $p/n/n^+$ ) et  $p^+/p/n/n^+$ ) et  $0,5 \mu\text{m}$  ( $p/n$  et  $p^+/p/n$ ) ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p4} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$  ;  $D_{n1} = D_{n2} = 15,41 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $D_{p3} = D_{p4} = 1,28 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $R = 0,2$ )

Sur la figure 3-13-a) nous comparons le modèle à 4 couches ( $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ ) aux modèles à 3 couches ( $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$  et  $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ ) et à 2 couches ( $\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ ). Pour chaque cas nous avons fixé l'épaisseur de la région 2 à  $0,1 \mu\text{m}$  permettant d'étudier les effets du substrat et de la base dans la gamme de non absorption de la couche fenêtre ( $E < 1,57 \text{ eV}$ ). Nous notons que l'effet du substrat est prépondérant aux faibles énergies ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,4 \text{ eV}$ ) où le rendement est plus élevé pour le modèle à 4 couches ( $p^+p/nn^+$ ) devant les modèles à 3 couches ( $p/n/n^+$  et  $p^+p/n$ ). Le modèle à 2 couches ( $p/n$ ) donne la plus faible performance. Le signal délivré par l'homojonction déposée sur substrat ( $p/n/n^+$ ) est plus élevé que celui de l'homojonction en présence de fenêtre ( $p^+p/n$ ) que sur une faible gamme d'énergie :  $1,04 \text{ eV} < E < 1,2 \text{ eV}$ . Pour une gamme d'énergie comprise entre  $1,2 \text{ eV}$  et  $1,57 \text{ eV}$  le rendement obtenu avec le modèle  $p^+p/n$  devient supérieur à celui du modèle  $p/n/n^+$ . Pour des énergies plus grandes ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) les réponses spectrales sont identiques pour les modèles avec une couche fenêtre ( $p^+p/nn^+$  et  $p^+p/n$ ). En l'absence de couche fenêtre ( $p/n$  et  $p/n/n^+$ ) les rendements quantiques restent identiques également. Ce comportement s'explique par le fait que dans cette gamme d'énergie ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) les photons incidents n'atteignent pas la base et le substrat, le rendement quantique est dû par les couches frontales (front, région 2, zone de charge d'espace).

Sur la figure 3-13-b) nous avons augmenté l'épaisseur de la région 2, elle est fixée à 0,5  $\mu\text{m}$ . Nous constatons que le modèle à 4 couches ( $p^+p/nn^+$ ) donne toujours la meilleure réponse spectrale par rapport aux autres modèles. Son signal est faiblement plus élevé que celui du modèle  $p^+p/n$  dans une gamme d'énergie plus restreinte ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,3 \text{ eV}$ ). Pour  $E > 1,3 \text{ eV}$  le rendement est le même pour les deux modèles en présence de couche fenêtre ( $p^+p/nn^+$  et  $p^+p/n$ ). Quant aux modèles sans couche fenêtre ( $p/nn^+$  et  $p/n$ ) nous remarquons que le rendement a diminué. Ces résultats montrent les effets des pertes de porteurs par recombinaison en surface sur la réponse spectrale. L'augmentation de l'épaisseur de la région 2 à 0,5  $\mu\text{m}$  augmente le nombre de porteurs photogénérés dans cette région. Nous avons fixé pour chaque modèle une longueur de diffusion suffisante  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$ . La diminution du rendement dans le cas des modèles sans couche fenêtre ( $p/n$  et  $p/nn^+$ ) provient des pertes de porteurs dues par les phénomènes de recombinaison sur la surface frontale ( $S_{n_2} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Ces pertes de porteurs en surface réduisent l'influence de la longueur de diffusion sur le rendement quantique interne. Dans le cas des modèles avec couche fenêtre ( $p^+p/nn^+$  et  $p^+p/n$ ), la couche fenêtre réduit les effets néfastes de la vitesse de recombinaison en surface, ce qui permet d'améliorer le rendement quantique interne.

Sur la figure 3-13-c) nous avons réduit l'épaisseur de la région 2 à 0,1  $\mu\text{m}$  pour les modèles sans fenêtre ( $p/n$  et  $p/n/n^+$ ), nous notons une amélioration du rendement quantique interne pour ces modèles, due par une diminution de l'influence de la région 2 (front) en réduisant son épaisseur.

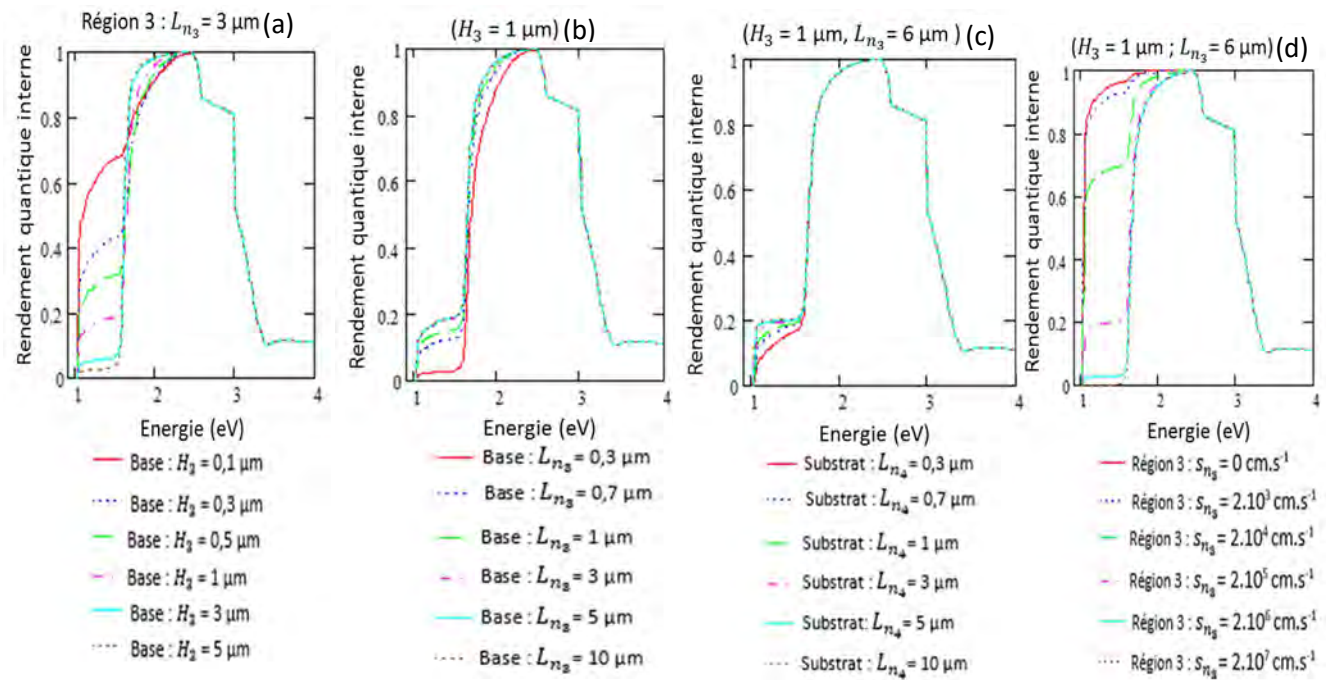
La chute du rendement dans la gamme des énergies élevées ( $E > 2 \text{ eV}$ ) observée sur chaque modèle, est due aux pertes superficielles de porteurs observées au niveau de la couche fenêtre pour les modèles avec fenêtre ( $p^+p/nn^+$  et  $p^+p/n$ ), et de celles observées au niveau de la région 2 pour les modèles sans fenêtre ( $p/nn^+$  et  $p/n$ ).

Ainsi les meilleurs rendements théoriques sont obtenus avec les modèles en présence de couche fenêtre ( $p^+p/nn^+$ ,  $p^+p/n$ ), le modèle à 4 couches ( $p^+p/nn^+$ ) donne la meilleure réponse spectrale. Le plus faible rendement est obtenu avec le modèle à deux couches ( $p/n$ ).

### III. Hétérojonction

#### III-1) Cas du modèle $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

##### II-1-1) Influence des paramètres de la base et du substrat sur le rendement quantique interne



**Figure 3-14.** Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : (a) Influence de l'épaisseur de la base (région 3) ; (b) Influence de la longueur de diffusion dans la base ; (c) Influence de la longueur de diffusion dans le substrat ; (d) Influence de la vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  ( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  (a, b, c);  $H_3=1 \mu\text{m}$  (b, c, d);  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$  (a) et  $6 \mu\text{m}$  (c et d);  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

Sur la figure 3-14-a) nous représentons le rendement quantique interne en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs de la base. La longueur de diffusion  $L_{n3}$  est fixée à  $3 \mu\text{m}$ . Dans la gamme d'énergie allant de  $1,04 \text{ eV}$  à  $1,57 \text{ eV}$  le rendement quantique interne est uniquement dû à l'absorption des photons par le substrat ( $\text{CuInSe}_2$ ), il augmente lorsqu'on réduit l'épaisseur de la base  $H_3$ . Au-delà de  $1,57 \text{ eV}$  correspondant à l'absorption du  $\text{CuInS}_2$  c'est à dire de la base et d'une partie de la zone de charge d'espace ( $x_2 + w_1 \leq x \leq x_2 + w_1 + w_2$ ), le profil du rendement quantique interne change. L'absorption de la base et de la zone de charge d'espace ( $\text{CuInS}_2$ ) augmente considérablement la réponse spectrale dans la gamme d'énergie allant de  $1,57 \text{ eV}$  à  $2,4 \text{ eV}$ . Ce rendement varie brusquement entre 65% et

100% pour une épaisseur de la base  $H_3 = 0,1 \mu\text{m}$ . Contrairement au comportement du substrat, la contribution de la base augmente lorsque son épaisseur  $H_3$  augmente.

Sur la figure 3-14-b), nous mettons en évidence l'effet de la longueur de diffusion  $L_{n_3}$  dans la base sur le rendement quantique interne. L'épaisseur de la base  $H_3$  est fixée à  $3 \mu\text{m}$ . Nous remarquons que le rendement augmente avec la longueur de diffusion lorsque  $H_3 > L_{n_3}$ , il est indépendant de celle-ci lorsque  $H_3 < L_{n_3}$ . Nous constatons également que malgré une valeur élevée de la longueur de diffusion ( $L_{n_3} = 10 \mu\text{m}$ ) la contribution du substrat ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ) est très faible, elle ne dépasse pas 20% pour  $H_3 = 1 \mu\text{m}$ . Cette faible contribution du substrat peut être due aux recombinaisons de porteurs à l'interface substrat-base caractérisée par la présence d'effet spike dans les bandes de conduction et de valence, la vitesse de recombinaison à l'interface est fixée à  $S_{n_3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ . La contribution de la base et de la zone de charge d'espace pour  $E > 1,57 \text{ eV}$  augmente considérablement le rendement qui varie entre 20% et 100% lorsque  $H_3 < L_{n_3}$ .

Sur la figure 3-14-c) nous mettons en évidence l'effet de la longueur de diffusion dans le substrat  $L_{n_4}$ . L'épaisseur de la base  $H_3$  est fixée à  $1 \mu\text{m}$ , la longueur de diffusion  $L_{n_3}$  à  $6 \mu\text{m}$  et la vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat toujours à  $S_{n_3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ . Nous remarquons que, malgré les valeurs élevées de la longueur de diffusion  $L_{n_4}$  qui varient entre  $1 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$ , la contribution du substrat est contrôlée par les paramètres de la base (épaisseur de la base et état de l'interface base-substrat). Elle ne dépasse toujours pas 20% pour une épaisseur de la base  $H_3$  égale à  $1 \mu\text{m}$ .

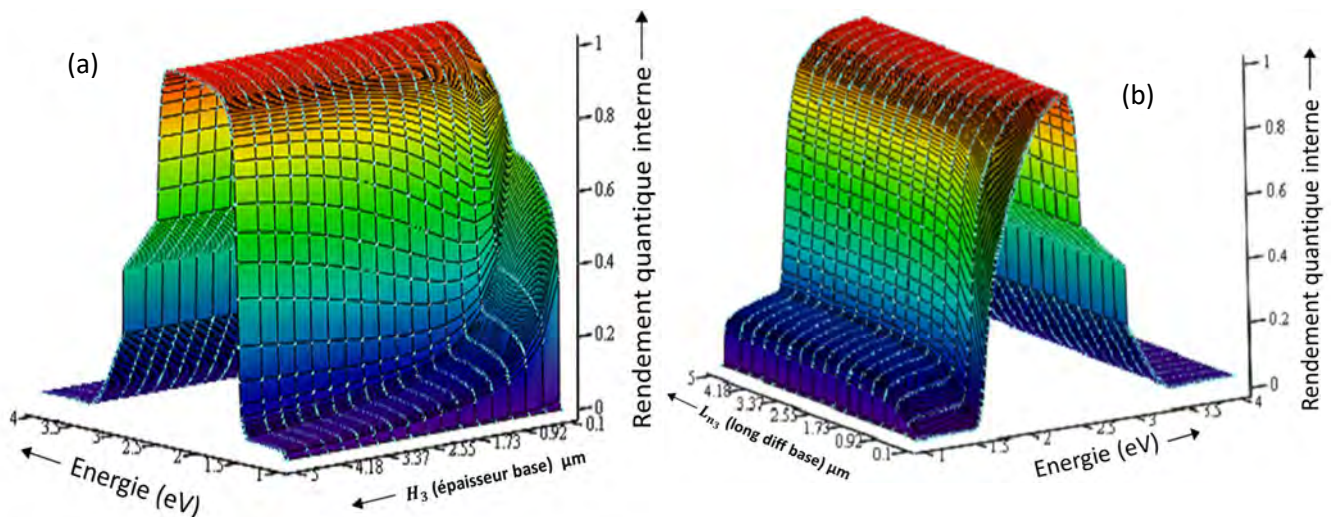
Sur la figure 3-14-d) nous avons représenté le rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat  $S_{n_3}$ . L'épaisseur de la base  $H_3$  est fixée à  $1 \mu\text{m}$  et la longueur de diffusion  $L_{n_3}$  à  $6 \mu\text{m}$ . Nous remarquons que la contribution du substrat dépend fortement des effets d'interface caractérisés par  $S_{n_3}$  et de l'épaisseur de la base  $H_3$ . Pour des faibles vitesses de recombinaison ( $S_{n_3} < 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ), la contribution du substrat dépasse 80% et le rendement quantique interne varie entre 80% et 100% dans la gamme de non absorption des couches fenêtres ( $E < 2,5 \text{ eV}$ ). Pour des vitesses de recombinaison à l'interface  $S_{n_3}$  comprises entre  $2 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ , le rendement quantique diminue et varie entre 20% et 100%. Les valeurs très élevées de la vitesse de recombinaison à l'interface ( $S_{n_3} >$

$2 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ ) font chuter considérablement la contribution du substrat ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ) qui devient inférieure à 5% pour  $H_3 = 1 \text{ }\mu\text{m}$ . L'absorption de la base et de la zone de charge d'espace fait augmenter brusquement le rendement qui varie entre 90% et 100% dans la gamme d'énergie comprise entre 1,57 eV et 2,4 eV.

Sur chaque graphe le rendement chute légèrement au voisinage de 2,4 eV correspondant à l'absorption du CdS (région2). Nous remarquons aussi que le signal ne dépend plus de l'épaisseur de la base  $H_3$  au-delà de 2,4 eV, montrant que l'ensemble des photons incidents est absorbé par la région 2 (CdS) et la zone de charge d'espace (CdS/CuInS<sub>2</sub>). Une deuxième chute drastique du rendement est observée au-delà de 3 eV, ce qui correspond à l'absorption des photons par le ZnO (Front).

### III-1-2) Représentation en trois dimensions du rendement quantique interne

Les graphes étudiés sur les figures 3-14) sont représentés en trois dimensions sur les figures 3-15). Cette représentation à trois dimensions permet de montrer simultanément l'évolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et du paramètre considéré tel que : l'épaisseur de la base  $H_3$  (figure 3-15-a), la longueur de diffusion dans la base  $L_{n3}$  (figure 3-15-b), la longueur de diffusion dans le substrat  $L_{n4}$  (figure 3-15-c) et la vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat  $S_{n3}$  (figure 3-15-d).



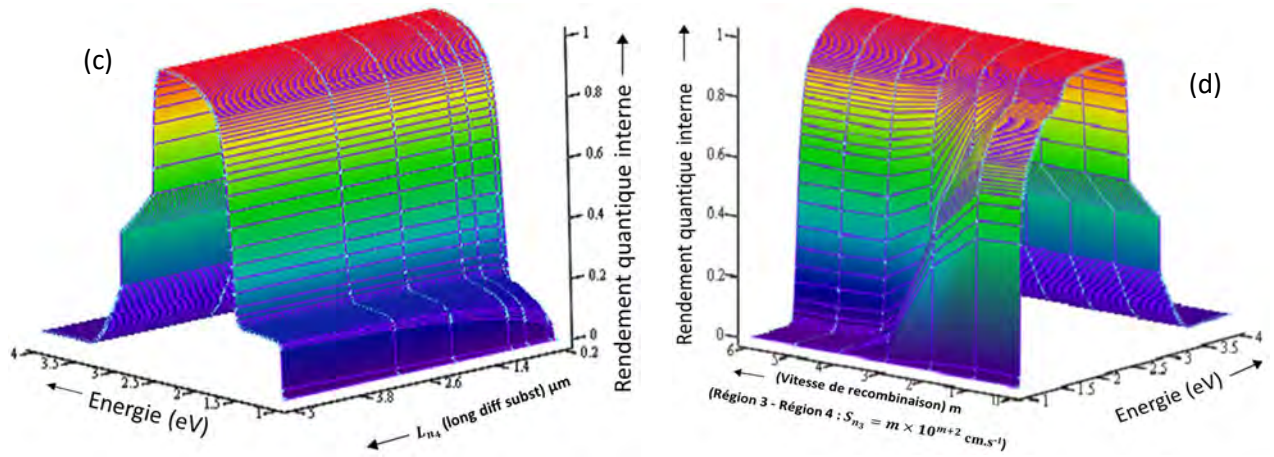


Figure 3-15. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et du paramètre considéré tel que : (a) épaisseur de la base  $H_3$  ; (b) longueur de diffusion dans la base  $L_{n3}$  ; (c) longueur de diffusion dans le substrat  $L_{n4}$  ; (d) vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat  $s_{n3}$  modèle  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  ( $s_{p1}=2 \times 10^7 cm.s^{-1}$  ;  $H_1=0,3 \mu m$  ;  $L_{p1}=0,4 \mu m$  ;  $s_{p2}=2 \times 10^4 cm.s^{-1}$  ;  $H_2=0,1 \mu m$  ;  $L_{p2}=0,5 \mu m$  ;  $s_{n3}=2 \times 10^5 cm.s^{-1}$  (a, b, c) ;  $H_3=1 \mu m$  (b, c, d) ;  $L_{n3}=3 \mu m$  (a) et  $6 \mu m$  (c et d) ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 cm.s^{-1}$  ;  $L_{n4}=1 \mu m$  ;  $W_1=0,02 \mu m$  ;  $W_2=0,08 \mu m$  ;  $W=0,1 \mu m$  ;  $H=100 \mu m$ )

### III-1-3) Contribution des différentes régions de la structure au rendement quantique interne

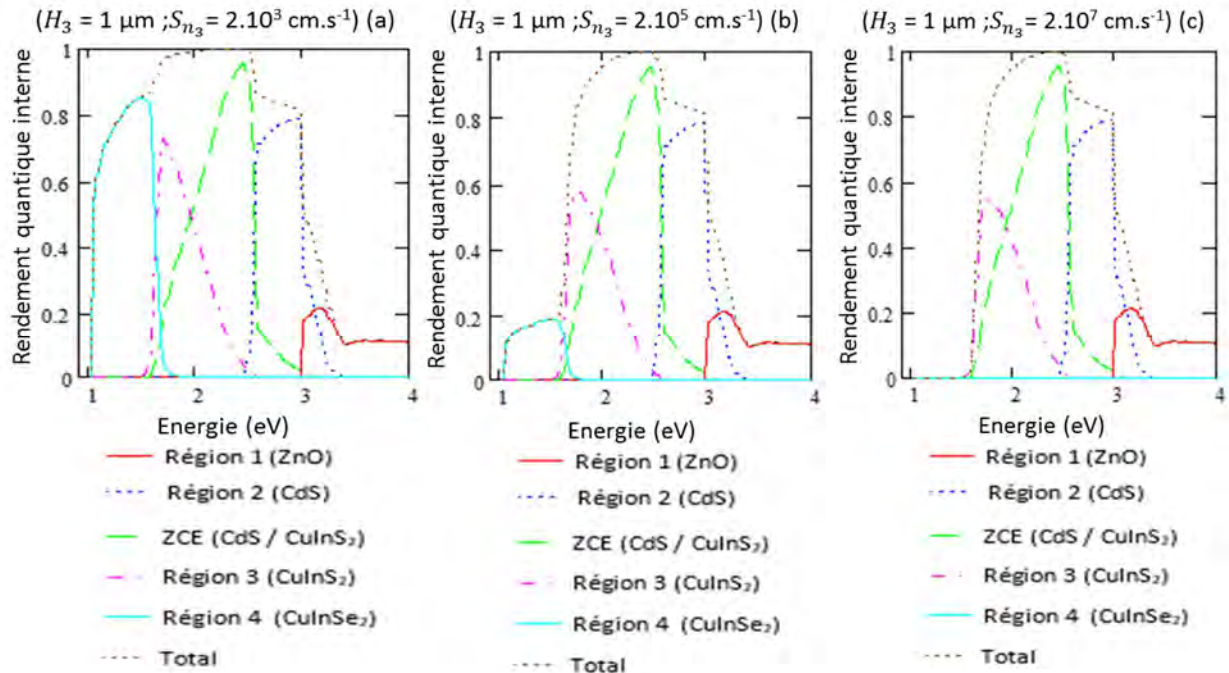


Figure 3-16. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : comportement des différentes régions de la structure pour différentes valeurs de  $s_{n3}$  modèle  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  (a)  $H_3=1 \mu m$  et  $s_{n3}=2 \times 10^3 cm.s^{-1}$  ; (b)  $H_3=1 \mu m$  et  $s_{n3}=2 \times 10^5 cm.s^{-1}$  ; (c)  $H_3=1 \mu m$  et  $s_{n3}=2 \times 10^7 cm.s^{-1}$  ( $s_{p1}=2 \times 10^7 cm.s^{-1}$  ;  $H_1=0,3 \mu m$  ;  $L_{p1}=0,4 \mu m$  ;  $s_{p2}=2 \times 10^4 cm.s^{-1}$  ;  $H_2=0,1 \mu m$  ;  $L_{p2}=0,5 \mu m$  ;  $H_3=1 \mu m$  ;  $L_{n3}=3 \mu m$  ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 cm.s^{-1}$  ;  $L_{n4}=1 \mu m$  ;  $W_1=0,02 \mu m$  ;  $W_2=0,08 \mu m$  ;  $W=0,1 \mu m$  ;  $H=100 \mu m$ )

Sur les figures 3-16) nous représentons la contribution de chaque région de la structure au rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat  $S_{n_3}$ . Nous avons fixé l'épaisseur de la base à  $H_3 = 1 \mu\text{m}$  et la longueur de diffusion est fixée à  $L_{n_3} = 3 \mu\text{m}$  pour chaque cas.

Pour une vitesse de recombinaison à l'interface  $S_{n_3}$  égale à  $2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ , caractérisant des faibles pertes de porteurs à l'interface, la figure 3-16-a) montre que les contributions du substrat (région 4) et de la base sont très importantes, leurs valeurs maximales dépassent respectivement 80% et 65%.

Pour  $S_{n_3}$  égale à  $2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ , la contribution de chaque région est illustrée sur la figure 3-16-b). Une grande partie des porteurs générés dans le substrat (région 4) est perdue, sa contribution maximale est inférieure à 20%. Ces pertes sont entraînées par l'augmentation de la vitesse de recombinaison à l'interface et sont d'autant plus élevées que l'épaisseur de la base est grande.

Sur la figure 3-16-c) les pertes sont supposées élevées à l'interface ( $S_{n_3} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ), le rendement devient pratiquement nul de 1,04 eV à 1,57 eV (absorption du substrat), tous les porteurs (électrons) générés dans le substrat sont perdus par recombinaison à l'interface base - substrat, le rendement ne dépend que de la base et de la zone de charge d'espace.

La contribution de la zone de charge d'espace ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) est importante, elle est indépendante de la vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat et de l'épaisseur de la base. Sa contribution maximale est de l'ordre de 90% au voisinage de 2,3 eV. L'absorption des couches frontales (CdS et ZnO) au-delà de 2,4 eV fait chuter le rendement global à cause des pertes de porteurs par phénomène de recombinaison en surface et à l'interface.

### **III-2) Cas du modèle $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$**

#### **II-2-1) Influence de l'épaisseur de la base et de la longueur de diffusion sur le rendement quantique interne**

Sur la figure 3-17-a) nous avons représenté le rendement quantique interne en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs de la base ( $\text{CuInSe}_2$ ), la longueur de diffusion est fixée à  $L_{n_3} = 3 \mu\text{m}$ . Nous remarquons que la réponse spectrale devient plus élevée et plus

large par rapport à celle de la structure précédente. Le rendement quantique interne est de l'ordre de 100% dans la gamme d'énergie allant de 1,5 eV à 2,4 eV pour  $H_3 \geq 1 \mu\text{m}$ . Cela s'explique par le fait que les photons sont tous quasiment absorbés par la zone de charge d'espace (CdS (0,02  $\mu\text{m}$ )/ CuInSe<sub>2</sub> (0,08  $\mu\text{m}$ )) et sur une faible épaisseur de la base. La base est formée par le CuInSe<sub>2</sub> qui un matériau ayant un gap inférieur à celui du substrat formé par le CuInS<sub>2</sub>. Donc le CuInSe<sub>2</sub> (base et zone de charge d'espace) avec son coefficient d'absorption photonique élevé, absorbe pratiquement tous les photons ayant une énergie comprise entre 1,04 eV (gap du CuInSe<sub>2</sub>) et 2,4 eV (gap du CdS). Les photons n'atteignent pas le substrat qui commence à absorber à partir de 1,57 eV (gap du CuInS<sub>2</sub>).

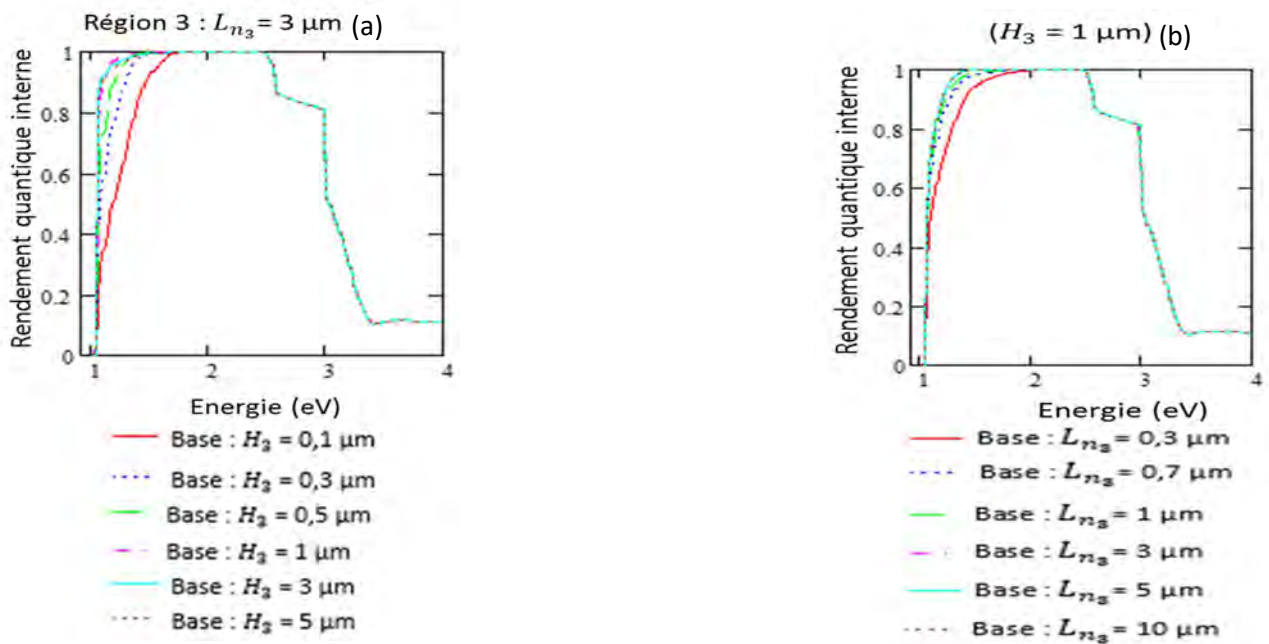


Figure 3-17. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : (a) Influence de l'épaisseur de la base (région 3) ; (b) Influence de la longueur de diffusion dans la base modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  ( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^4 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^3 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_3=1 \mu\text{m}$  (b);  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$  (a) ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

La figure 3-17-b) représente l'évolution du rendement en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la longueur de diffusion dans la base  $L_{n3}$ . L'épaisseur de la base est fixée à 1  $\mu\text{m}$  et la longueur de diffusion varie de 0,3  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$ . Nous remarquons que dans la gamme d'énergie comprise entre 1,04 eV et 2 eV le rendement augmente avec la longueur de diffusion et devient indépendant de celle-ci lorsque  $L_{n3} > H_3$ . Dans cette gamme (1,04 eV < E < 2 eV) les photons atteignent la base. Dans la gamme d'énergie comprise entre 2 eV et 2,5

eV le rendement est indépendant de la longueur de diffusion et est presque égal à 100 %. Dans cette gamme ( $2 \text{ eV} < E < 2,5 \text{ eV}$ ) tous les porteurs sont générés dans la zone de charge d'espace et sont tous collectés à cause du fort champ électrique qui y règne. En effet l'épaisseur du  $\text{CuInSe}_2$  dans la zone de charge d'espace est fixée à  $0,08 \mu\text{m}$ , cette épaisseur est suffisante pour absorber tous les photons au-delà de  $2 \text{ eV}$  comme le coefficient d'absorption de ce matériau est élevé. La décroissance du rendement au-delà de  $2,5 \text{ eV}$  est due à l'absorption des photons par le  $\text{CdS}$  et le  $\text{ZnO}$  (régions 1 et 2).

### - Représentation en trois dimensions du rendement quantique interne

Les figures 3-18-a) et 3-18-b) représentent respectivement une modélisation en trois dimensions des graphes étudiés sur les figures 3-17-a) et 3-17-b).

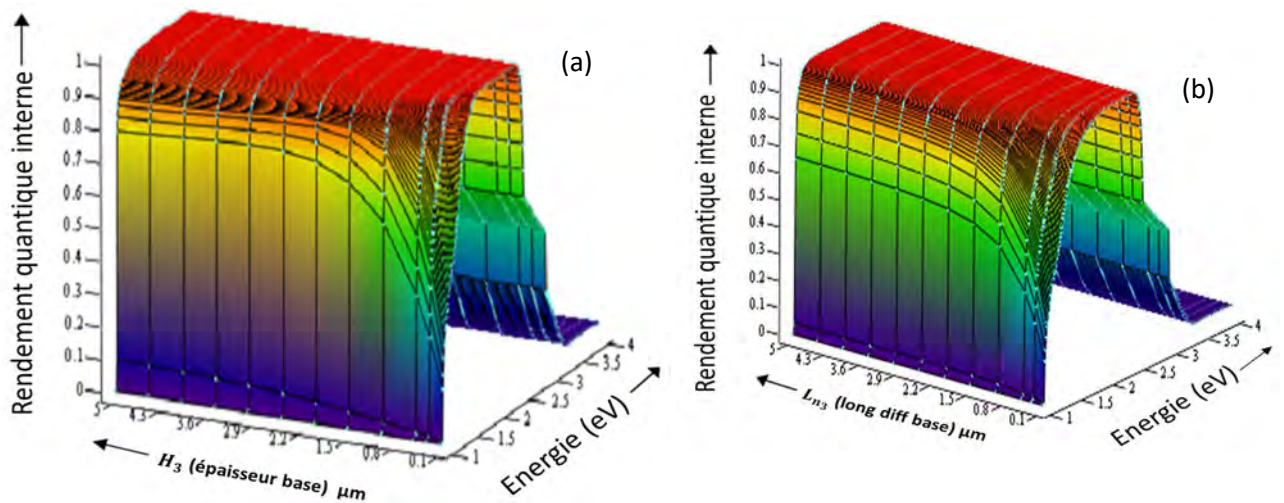


Figure 3-18. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et du paramètre considéré tel que : (a) épaisseur de la base  $H_3$  ; (b) longueur de diffusion dans la base  $L_{n3}$  modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  ( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$  ;  $L_{p1}=0,4 \mu\text{m}$  ;  $s_{p2}=2 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{p2}=0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{n3}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_3=1 \mu\text{m}$  (b) ;  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$  (a) ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$  ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$  ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$  ;  $W=0,1 \mu\text{m}$  ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

### III-2-2) Effet de la vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat sur le rendement quantique

Les figures 3-19) représentent l'évolution du rendement en fonction de l'énergie, on étudie l'effet de la vitesse de recombinaison à l'interface base - substrat sur la contribution des différentes régions au rendement global.

Comme les photons incidents n'atteignent pratiquement pas le substrat, l'effet de la vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat n'affecte que le comportement de la base. Nous remarquons que l'influence de la vitesse de recombinaison à l'interface devient plus importante pour les faibles épaisseurs de la base comme nous le constatons avec  $H_3 = 0,3 \mu\text{m}$  sur figures 3-19-a) et 3-19-b) où les vitesses de recombinaison sont respectivement fixées à  $2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ . Une augmentation de l'épaisseur de la base réduit fortement les effets de la vitesse de recombinaison à l'interface sur le rendement et améliore largement la contribution de cette zone. Cet effet est illustré sur les figures 3-19-c) et 3-19-d) avec  $H_3 = 3 \mu\text{m}$ , la vitesse de recombinaison  $S_{n_3}$  est fixée à  $2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  pour la figure 3-19-c) et à  $2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  pour la figure 3-19-d).

En outre nous remarquons une contribution élevée de la zone de charge d'espace par rapport aux autres régions. Cette importante contribution de la zone de charge d'espace sur le rendement est due à l'élargissement de l'épaisseur du  $\text{CuInSe}_2$  dans cette région, elle est fixée à  $0,08 \mu\text{m}$ .

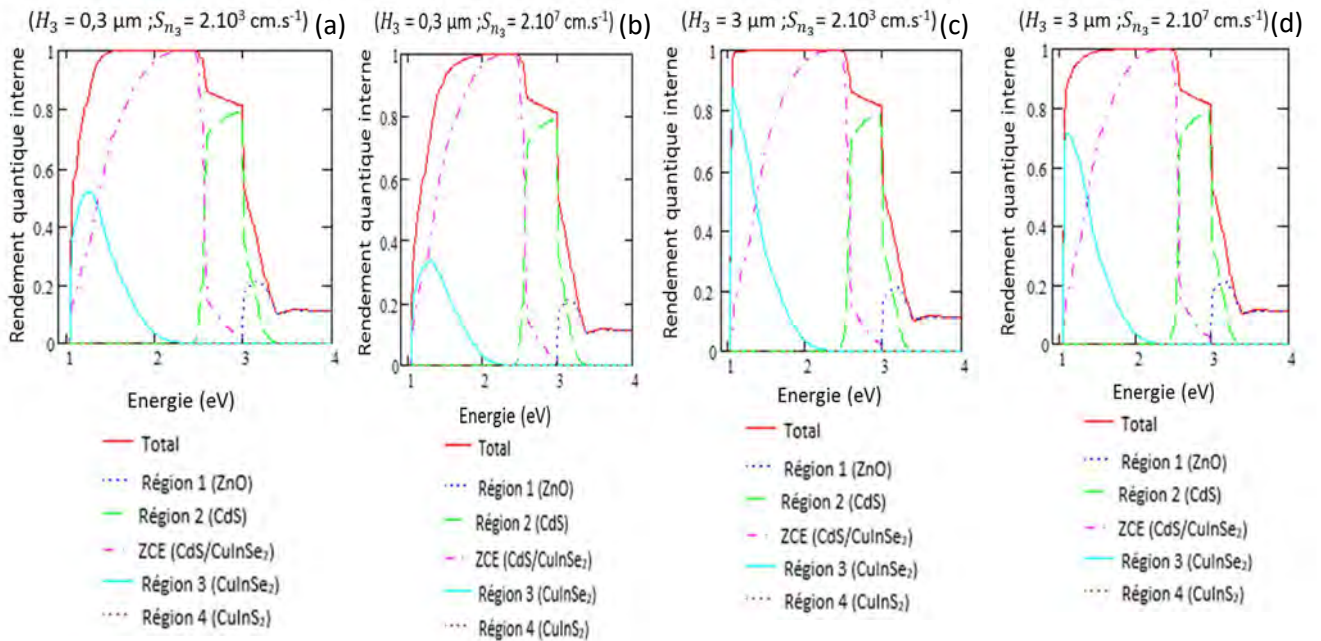


Figure 3-19. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : comportement des différentes régions de la structure

(a)  $H_3 = 0,3 \mu\text{m}$  et  $s_{n_3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ; (b)  $H_3 = 0,3 \mu\text{m}$  et  $s_{n_3} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ; (c)  $H_3 = 3 \mu\text{m}$  et  $s_{n_3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ; (d)  $H_3 = 3 \mu\text{m}$  et  $s_{n_3} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

( $s_{p_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p_1} = 0,4 \mu\text{m}$ ;  $s_{p_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p_2} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n_3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n_4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n_4} = 1 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,08 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

### III-3) Etude comparative des comportements des différentes structures à 4 couches considérées ( $p^+p/nn^+$ ou $n^+n/pp^+$ )

Sur les figures 3-20) nous représentons la réponse spectrale des différents modèles à 4 couches étudiés et les contributions de leurs différentes régions. La figure 3-20-a) représente la réponse spectrale de l'homojonction déposée sur substrat en présence de fenêtre  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ . Les figures 3-20-b) et 3-20-c) représentent respectivement celles des hétérojonctions  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ .

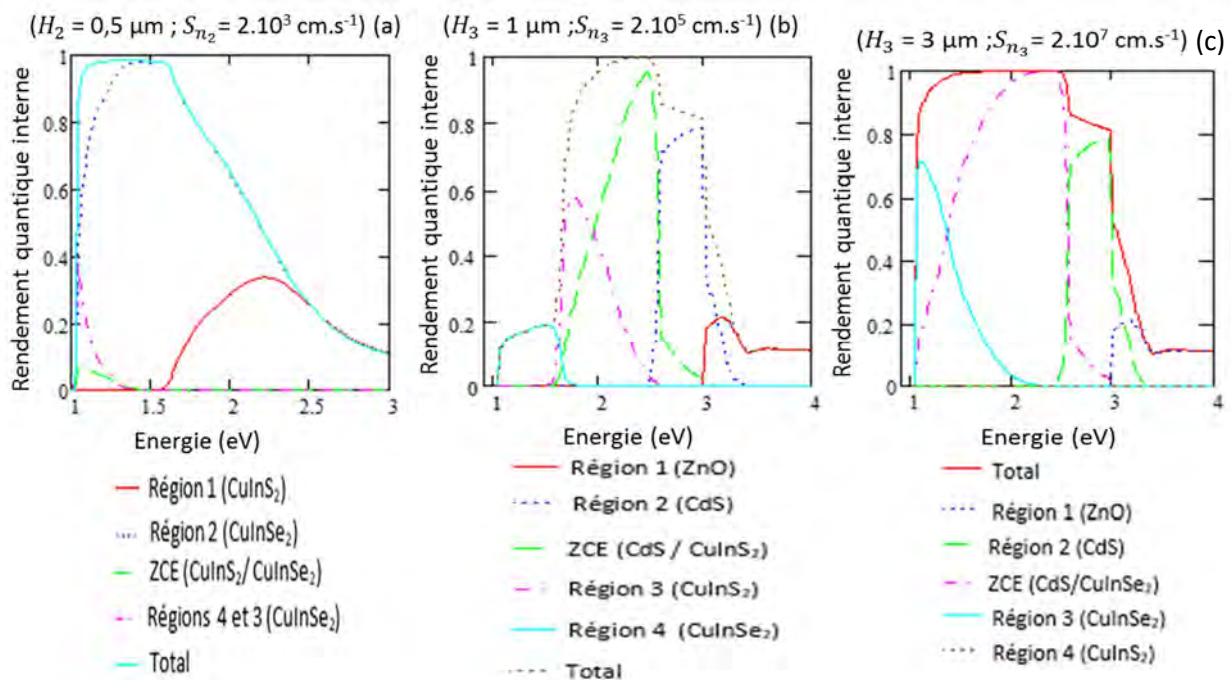


Figure 3-20. Evolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons : comportement des différentes régions selon la structure

(a)  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ ; (b)  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ ; c)  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$

(Les données utilisées sur les figures 3-13-c, 3-16-b et 3-19-c sont conservées)

Nous remarquons que dans le cas du modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ , le rendement quantique interne dépend principalement de la réponse des couches frontales (régions 1 et 2). Ce type de structure nécessite une fenêtre de large gap avec une faible vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre-couche active (inférieure à  $2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et une longueur de diffusion supérieure ou égale à l'épaisseur de la couche absorbante frontale. Ce modèle de structure exploite la zone frontale.

Pour le modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  le rendement dépend de la réponse du substrat qui réagit d'abord, de la base et de la zone de charge d'espace. Ce type de structure à gap décroissant nécessite une faible vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat (inférieure à  $2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et une longueur de diffusion des photoporteurs supérieure à l'épaisseur de la base. Ce modèle de structure exploite la zone arrière, il permet également d'exploiter une large gamme du spectre solaire en évitant la génération de porteurs chauds [50].

Pour le modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ , le rendement ne dépend que de l'épaisseur de la zone de charge d'espace et de la base, ce type de structure permet d'éviter des pertes de porteurs liées aux phénomènes de recombinaison en surface ou en interface. Ce modèle de structure exploite la zone de charge d'espace et la base. Il faudra noter que la génération de porteurs chauds peut être observée avec ce modèle, ce qui peut momentanément baisser les performances de la photopile car les porteurs chauds ne participent à la conduction électrique qu'après thermalisation [50]. Aussi l'élargissement de la zone de charge d'espace peut entraîner une diminution de la tension de circuit-ouvert, ce qui réduit le rendement de conversion énergétique.

#### IV. Conclusion

Une étude théorique comparative des performances de cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$  en homojonction et en hétérojonction a été développée dans cette partie.

- Dans le cas des homojonctions, le meilleur rendement théorique est obtenu avec le modèle à 4 couches l'homojonction déposée sur substrat en présence de couche fenêtre de type  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ . Le rendement quantique interne obtenu avec ce modèle  $p^+p/nn^+$  est élevé pour des photons ayant une énergie inférieure au gap de la fenêtre ( $1,04 < E < 1,57 \text{ eV}$ ), il varie de 85 à 100 %, c'est-à-dire la quasi-totalité des porteurs générés est collectée. Ce rendement chute pour les photons ayant une énergie supérieure au gap de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) mais reste important par rapport au cas de l'homojonction ou de l'homojonction déposée sur substrat ( $p/n$  et  $p/nn^+$ ). Nous constatons qu'une faible épaisseur de la fenêtre ( $H_1 < 0,1 \mu\text{m}$ ) suffit pour améliorer la réponse spectrale au-delà de son gap et une épaisseur supérieure à  $2 \mu\text{m}$  fait disparaître complètement le signal dans la gamme d'absorption du  $\text{CuInS}_2$  ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ).

- Dans le cas du modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  où les matériaux sont disposés à gap décroissant, les courbes de rendement quantique interne montrent que la contribution du substrat dans la gamme d'énergie comprise entre 1,04 eV et 1,57 eV dépend de l'épaisseur de la base et de la vitesse de recombinaison à l'interface base – substrat.

- Dans le cas de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ , les matériaux ne sont pas disposés à gap décroissant. Les courbes de réponse spectrale dépendent de l'épaisseur de la zone de charge d'espace et de la base qui réagissent en premier. La réponse spectrale obtenue avec cette structure ( $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ ) est plus large et plus élevée par rapport à celle obtenue avec le modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ . En fixant une épaisseur  $w_2 = 0,08 \mu\text{m}$  de la région 2 de la zone de charge d'espace et une épaisseur de la base égale à  $3 \mu\text{m}$ , le rendement quantique interne est de l'ordre de 85% à 100% dans la gamme de non absorption des couches fenêtres.

# **Chapitre IV :**

## **Etude des**

### **comportements des**

#### **structures à 4 couches**

##### **$p^+p/nn^+$ et $n^+n/pp^+$**

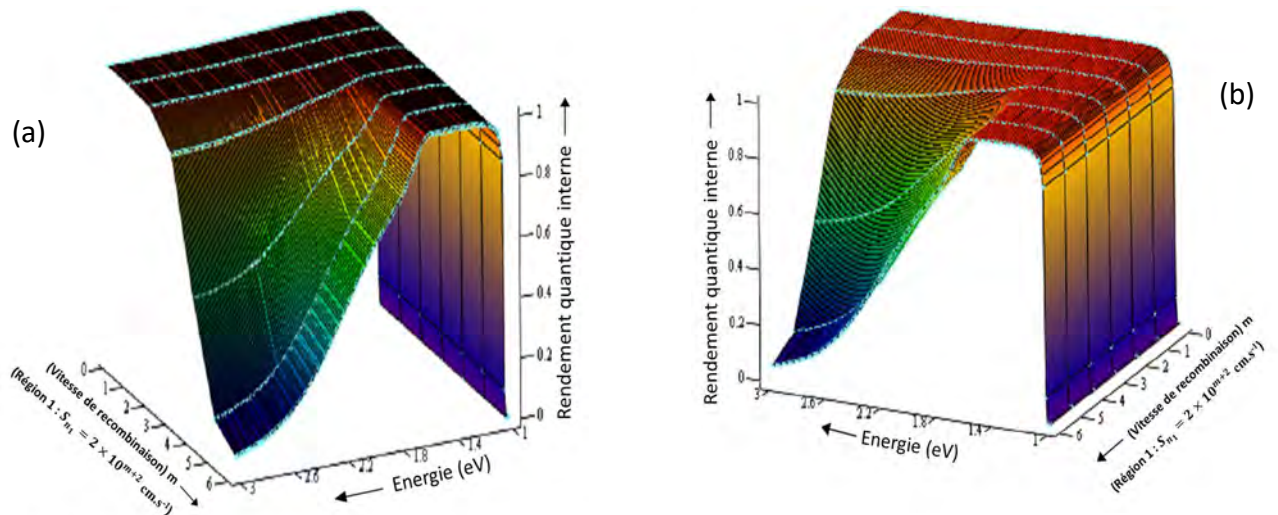
## I. Etude du comportement de la structure $CuInS_2(p^+)/CuInSe_2(p)/CuInSe_2(n)/CuInSe_2(n^+)$ ( $p^+p/nn^+$ )

Dans cette partie, nous étudions le comportement du modèle à 4 couches  $CuInS_2(p^+)/CuInSe_2(p)/CuInSe_2(n)/CuInSe_2(n^+)$  nommé  $p^+p/nn^+$  qui donne la meilleure réponse spectrale dans le cas des homojonctions. Une étude du rendement quantique interne en trois dimensions est proposée. Une étude des profils du taux de génération, des densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction, dans le cas des éclaircissements monochromatique et polychromatique est également faite.

### I-1) Etude en trois dimensions du rendement quantique interne ( $p^+p/nn^+$ )

Les effets de la vitesse de recombinaison à la surface frontale (fenêtre), de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre-région 2 et de la longueur de diffusion dans la région 2 (couche absorbante) sur le rendement quantique interne dans le cas de la structure  $p^+p/nn^+$ , sont étudiés en trois dimensions sur les figures 4-1), 4-2) et 4-3).

Sur les figures 4-1) nous étudions le rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la vitesse de recombinaison en surface de la couche fenêtre ( $S_{n_1}$ ).

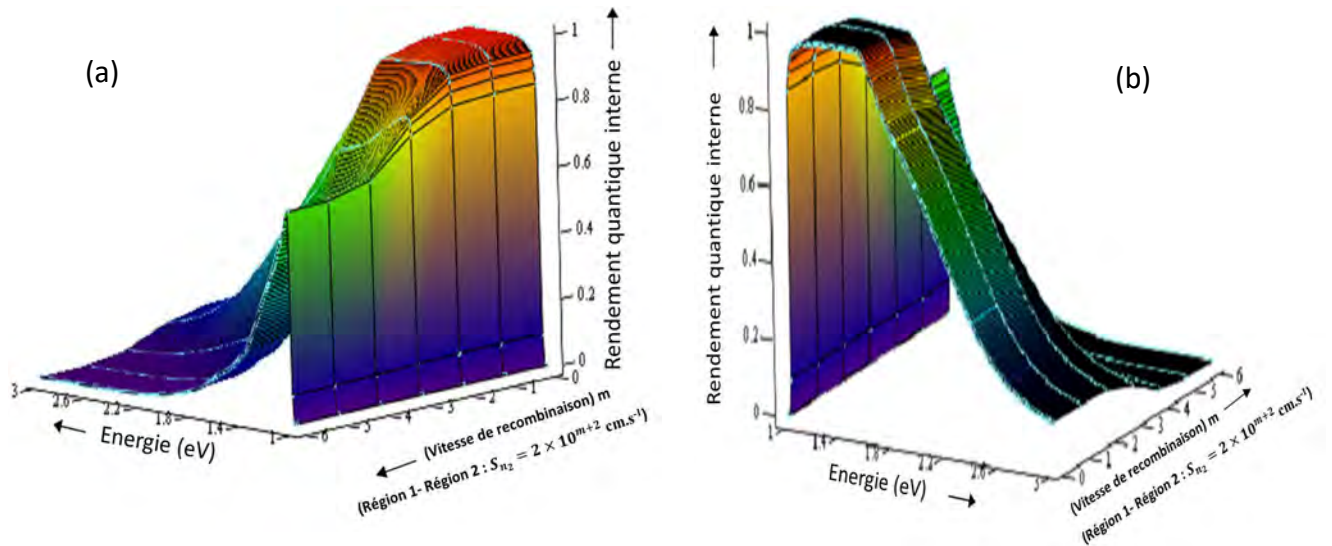


**Figure 4-1. Evolution en trois dimensions du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la vitesse de recombinaison en surface de la couche fenêtre ( $S_{n_1}$ ) : les figures (a) et (b) sont identiques seuls les angles de vue différent**  
 ( $H_1 = 0,1 \mu m$ ;  $L_{n_1} = 0,5 \mu m$ ;  $H_2 = 0,5 \mu m$ ;  $L_{n_2} = 3 \mu m$ ;  $S_{n_2} = 2 \times 10^3 cm.s^{-1}$ ;  $L_{p_3} = 3 \mu m$ ;  $H_3 = 5 \mu m$ ;  $S_{p_4} = 2 \times 10^7 cm.s^{-1}$ ;  $L_{p_4} = 0,5 \mu m$ ;  $W_1 = 0,05 \mu m$ ;  $W_2 = 0,05 \mu m$ ;  $W = 0,1 \mu m$ ;  $H = 100 \mu m$ ) (Modèle  $CuInS_2(p^+)/CuInSe_2(p)/CuInSe_2(n)/CuInSe_2(n^+)$ )

Comme indiqué au chapitre III, la vitesse de recombinaison en surface de la fenêtre n'a aucun effet sur le rendement dans la gamme d'énergie allant de 1,04 eV à 1,57 eV (non absorption

de la fenêtre). Cependant pour  $E > 1,57$  eV (gamme d'absorption de la fenêtre) le rendement dépend des pertes de porteurs sur la surface frontale. Pour des vitesses de recombinaison  $S_{n_1} < 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ , les pertes de porteurs sur la surface frontale influent peu sur la réponse spectrale, le rendement quantique interne atteint son maximum et demeure quasi-constant. Pour  $S_{n_1} > 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ , le rendement est fortement affecté par les pertes de porteurs en surface, il atteint son maximum puis chute fortement dans la gamme d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57\text{eV}$ ).

Sur les figures 4-2) nous étudions le profil du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre - région 2 ( $S_{n_2}$ ).

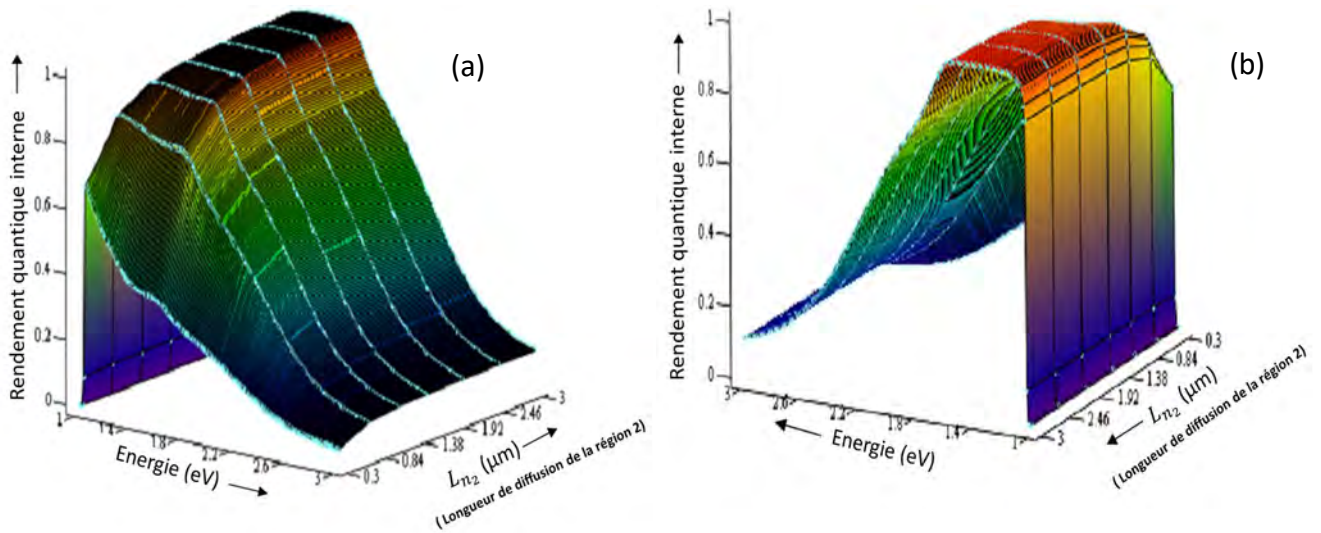


**Figure 4-2. Evolution en trois dimensions du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la vitesse de recombinaison à l'interface fenêtre – région 2 ( $S_{n_2}$ ) : les figures (a) et (b) sont identiques seuls les angles de vue diffèrent**  
 ( $S_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n_1} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p_3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$ ;  $S_{p_4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p_4} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ ) (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ )

Comme on l'a indiqué, l'intérêt de la fenêtre est de réduire les pertes de porteurs à l'interface avec la couche absorbante dans sa gamme de non absorption ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ). Pour une vitesse de recombinaison  $S_{n_2} < 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ , nous constatons que les pertes de porteurs à l'interface sont faibles, ce qui est modélisé par une optimisation du rendement qui varie entre 95% et 100% pour  $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ . Les fortes pertes de porteurs à l'interface sont modélisées par une vitesse de recombinaison  $S_{n_2} > 2 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ , dans ce cas le rendement atteint un maximum qui ne dépasse pas 60% au voisinage des faibles énergies ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,2 \text{ eV}$ ) puis décroît profondément en fonction de l'énergie, il est inférieur à 10 % au-delà de 2,2 eV. La chute du rendement dans la gamme d'absorption de la

fenêtre ( $E > 1,57$  eV) est due aux pertes de porteurs par recombinaison à la surface de cette couche, sa vitesse de recombinaison étant fixée à  $S_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Sur la figure 4-3) nous représentons l'évolution du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la longueur de diffusion dans la région 2 notée  $L_{n_2}$ .



**Figure 4-3. Evolution à trois dimensions du rendement quantique interne en fonction de l'énergie des photons et de la longueur de diffusion dans la région 2 ( $L_{n_2}$ ): les figures (a) et (b) sont identiques seules les angles de vue diffèrent**

( $S_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n_1} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $S_{n_2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p_3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$ ;  $S_{p_4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p_4} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ ) (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ )

On note l'effet de la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  dans la gamme de non absorption de la fenêtre ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ) où le rendement augmente en fonction de celle-ci. Ce rendement varie de 30% à 100% pour des longueurs de diffusion comprises entre  $0,3 \mu\text{m}$  et  $3 \mu\text{m}$ , l'épaisseur  $H_2$  est fixée à  $0,5 \mu\text{m}$ . Pour des énergies supérieures au gap de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) le rendement chute et l'influence de la longueur de diffusion  $L_{n_2}$  diminue car les photons étant absorbés par le front.

## I-2) Comportement de la structure $p^+p/nn^+$ (Région 1 / Région2 / Région 3 / Région 4) sous éclairnement monochromatique

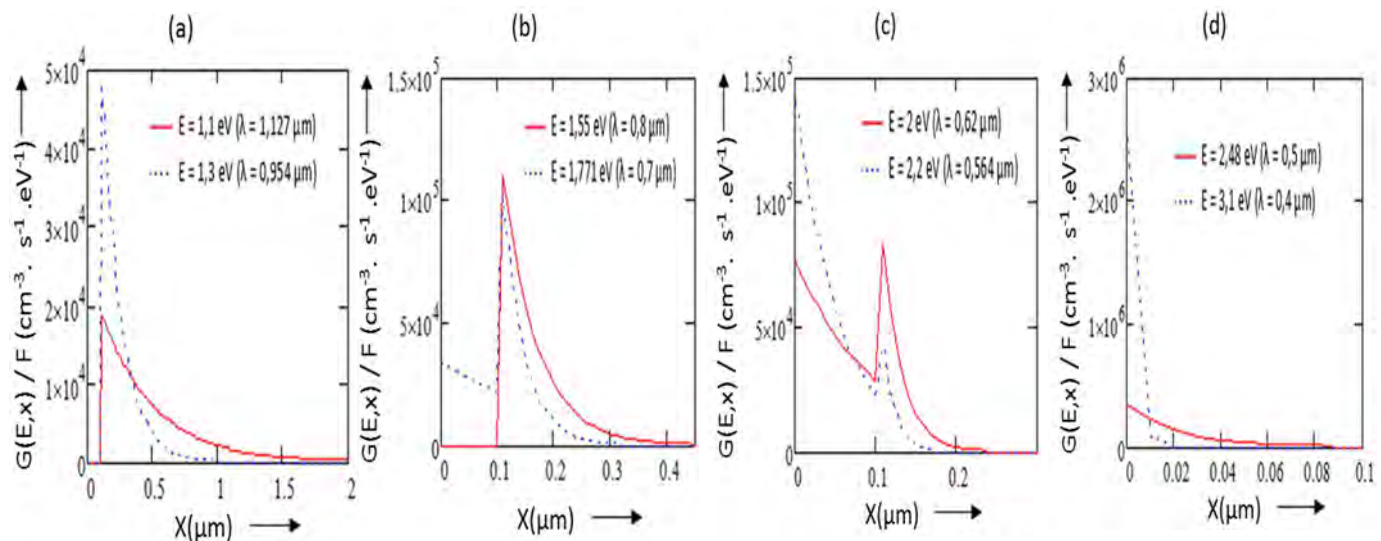
Dans cette partie, nous étudions les profils du taux de génération, des densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant en fonction de la profondeur de la jonction, dans le cas d'un éclairnement monochromatique pour le modèle à 4 couches ( $p^+p/nn^+$ ). Les mêmes données utilisées sur la figure 3-13-c) du chapitre III précédent étant conservées. Nous considérons pour cela, les énergies des photons allant de  $1,04 \text{ eV}$  ( $\lambda = 1,192 \mu\text{m}$ ) à  $3,1 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ).

### I-2-1) Profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction

Le profil du taux de génération en fonction de la profondeur de jonction pour différents éclairagements monochromatiques, est représenté sur les figures 4-4).

Sur la figure 4-4-a) nous constatons que Les photons ayant une faible énergie comprise entre 1,04 eV (gap du CuInSe<sub>2</sub>) et 1,3 eV sont absorbés en profondeur (en volume) et peuvent atteindre la zone arrière (base et substrat :  $x > 0,7 \mu\text{m}$ ). L'effet du substrat est déterminant pour cette gamme d'énergie. Les photons ayant une énergie plus élevée comprise entre 1,3 eV et 2,2 eV sont absorbés sur une plus faible épaisseur, la zone frontale (fenêtre, région 2 et zone de charge d'espace :  $x < 0,7 \mu\text{m}$ ) absorbe la majorité de ces photons (figures 4-4-b et 4-4-c), l'influence de la fenêtre ( $x < 0,1 \mu\text{m}$ ) devient importante. Pour les photons ayant une énergie comprise entre 1,57 eV (gap de la fenêtre) et 2,2 eV, le profil du taux de génération présente deux signaux. Un premier signal dû à l'absorption des photons par la fenêtre obtenu pour des épaisseurs comprises entre 0 et 0,1  $\mu\text{m}$  et un deuxième signal dû par l'absorption de la région 2 ( $x > 0,1 \mu\text{m}$ ) dont le seuil est observé à  $x = 0,1 \mu\text{m}$  (interface entre la fenêtre et la région 2).

La figure 4-4-d) représente le profil du taux de génération pour des photons ayant une énergie supérieure à 2,4 eV, ils sont absorbés sur une très faible épaisseur ( $x < 0,1 \mu\text{m}$ ), le signal est quasi contrôlé par les effets de la fenêtre.



**Figure 4-4. Evolution du profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique dans le cas de la structure p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> (Modèle CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>))**

(  $s_{n1}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$ ;  $s_{p4}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p4} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

### I-2-2) Représentation en trois dimensions du profil du taux de génération

Sur les figures 4-5) une représentation en trois dimensions du profil du taux de génération est faite. Il est représenté en fonction de l'énergie des photons et de l'épaisseur de la jonction. Nous observons principalement deux signaux correspondant à l'absorption photonique des deux matériaux utilisés que sont le CuInSe<sub>2</sub> et le CuInS<sub>2</sub>. Le premier observé entre 1,04 eV et 1,57 eV correspond à celui du CuInSe<sub>2</sub>, le seuil du signal est obtenu pour  $x = 0,1 \mu\text{m}$  correspondant à l'absorption de la région 2. Le second signal est observé au-delà de 1,57 eV, il correspond à celui du CuInS<sub>2</sub>, il est obtenu pour  $x < 0,1 \mu\text{m}$  correspondant à l'absorption de la fenêtre.

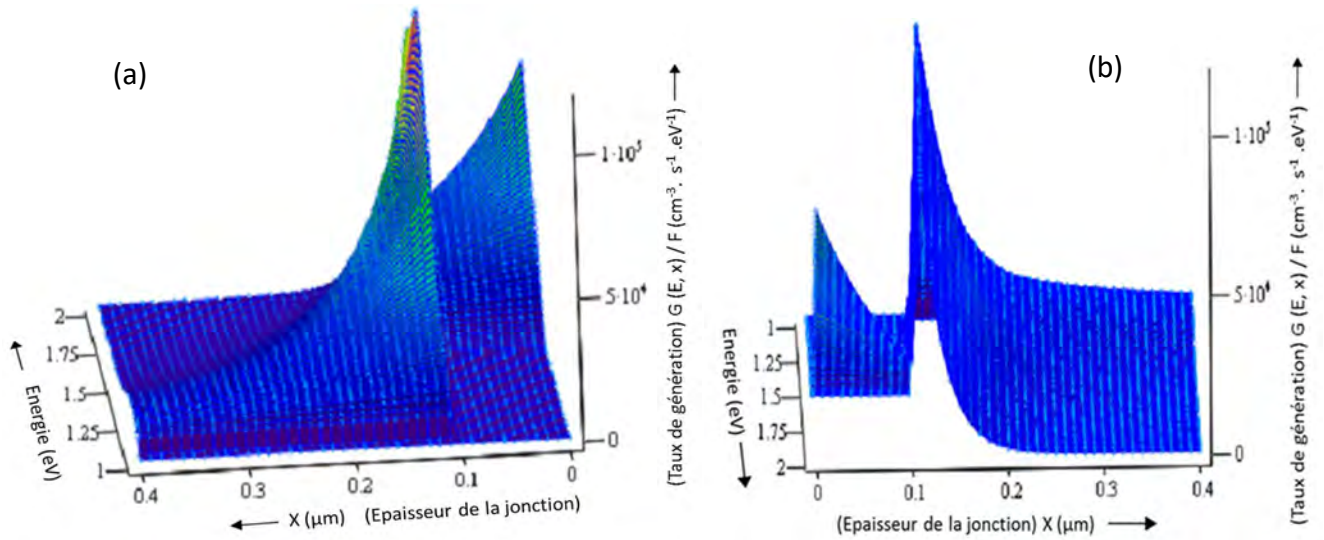
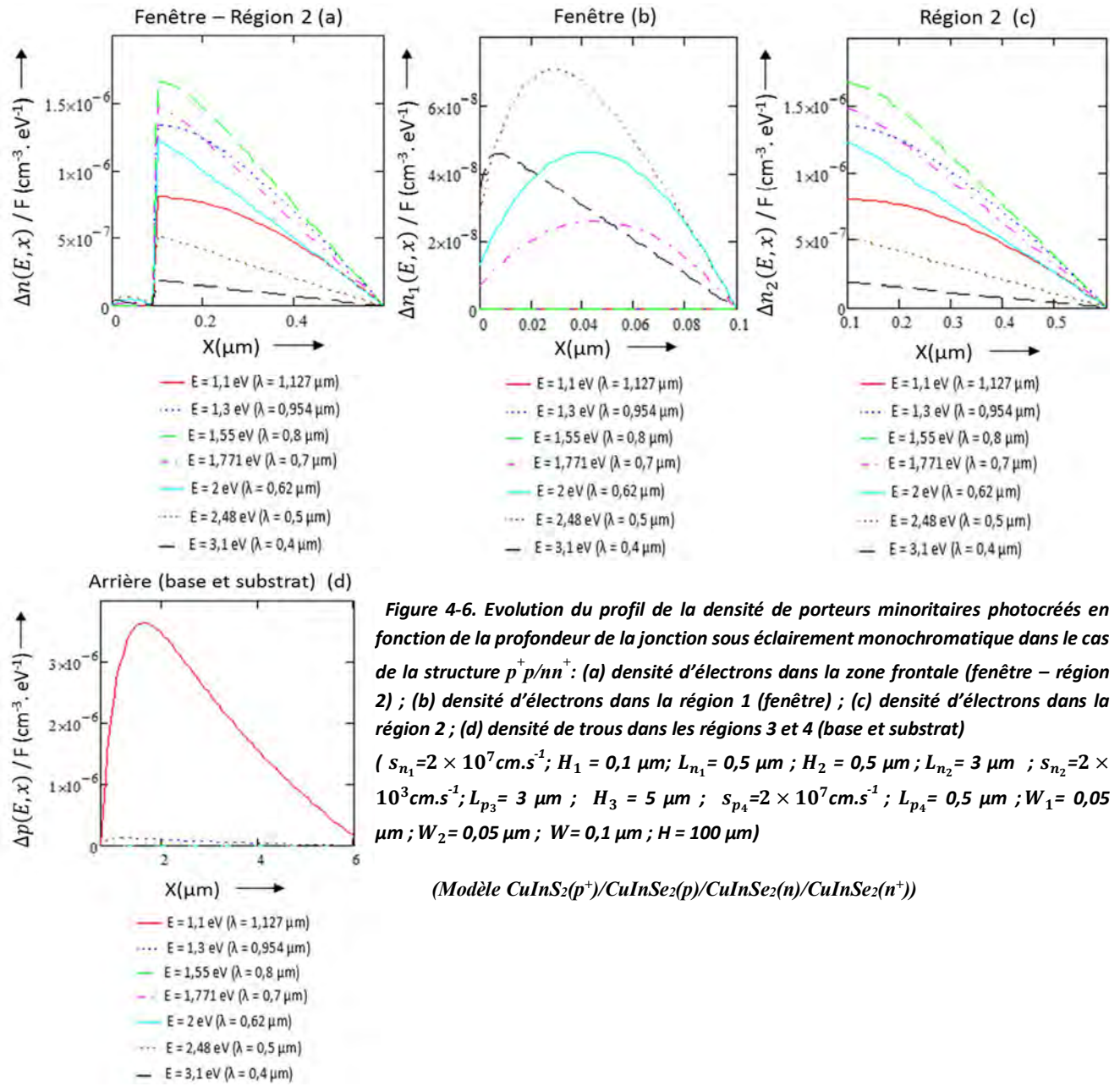


Figure 4-5. Evolution en trois dimensions du profil du taux de génération en fonction de l'énergie des photons et de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique dans le cas de la structure p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> : les figures (a) et (b) sont identiques seuls les angles de vue diffèrent (Modèle CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>))

( $s_{n1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$ ;  $s_{p4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p4} = 0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

### I-2-3) Profil des densités de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur

La figure 4-6-a) représente la densité d'électrons générés dans le front (fenêtre et région 2) en fonction de l'épaisseur la couche frontale sous différents éclairages monochromatiques. Pour des valeurs de l'épaisseur inférieures à  $0,1 \mu\text{m}$ , le profil de la densité de porteurs générés est très faible et est représenté sur la figure 4-6-b). A partir des valeurs supérieures à  $0,1 \mu\text{m}$  la représentation est donnée par la figure 4-7-c).



La figure 4-6-b) représente la densité d'électrons photocréés dans la fenêtre ( $0 \mu\text{m} < x < 0,1 \mu\text{m}$ ) pour différents éclairages. Seuls les photons ayant une énergie supérieure au gap de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) sont absorbés par cette région. Chaque profil est caractérisé par deux zones distinctes:

- Une première zone où la densité de photoporteurs augmente en fonction de l'épaisseur, ils diffusent vers la surface frontale de la fenêtre où ils vont disparaître par phénomène de recombinaison. C'est ce qui explique la chute du rendement quantique interne au niveau de la réponse spectrale lorsque la fenêtre commence à absorber.

- Une deuxième zone qui correspond à une diminution de la densité de photoporteurs en fonction de l'épaisseur, entraînant ainsi une diffusion des photoporteurs vers la région 2 dont leur collecte est fonction des états d'interface fenêtre-région 2.

La figure 4-6-c) représente la densité d'électrons photocréés dans la région 2 ( $0,1 \mu\text{m} < x < 0,6 \mu\text{m}$ ). Les électrons dans cette zone, proviennent d'une part de la contribution de la région 1 (fenêtre) correspondant à l'absorption des photons ayant une énergie appartenant à la gamme d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) ; et d'autre part de ceux photogénérés par la région 2 elle-même correspondant à des photons ayant une énergie comprise entre 1,04 eV et 2 eV. Pour chaque éclaircissement donné, la densité de photoporteurs décroît vers la zone de collecte (zone de charge d'espace :  $0,6 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ). Ce phénomène traduit que les pertes liées à l'interface sont minimisées par la présence de la fenêtre ( $S_{n_2} = 2.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et la diffusion des photoporteurs (électrons) se fait majoritairement vers la zone de charge d'espace où ils seront collectés. C'est ce qui explique au niveau de la réponse spectrale une influence importante de la longueur de diffusion en présence de couche fenêtre. Nous constatons également que la densité de photoporteurs est supérieure pour ceux créés par les photons ayant une énergie comprise entre 1,3 eV et 1,57 eV (gap de la fenêtre). Les autres photons engendrent des densités de porteurs plus faibles.

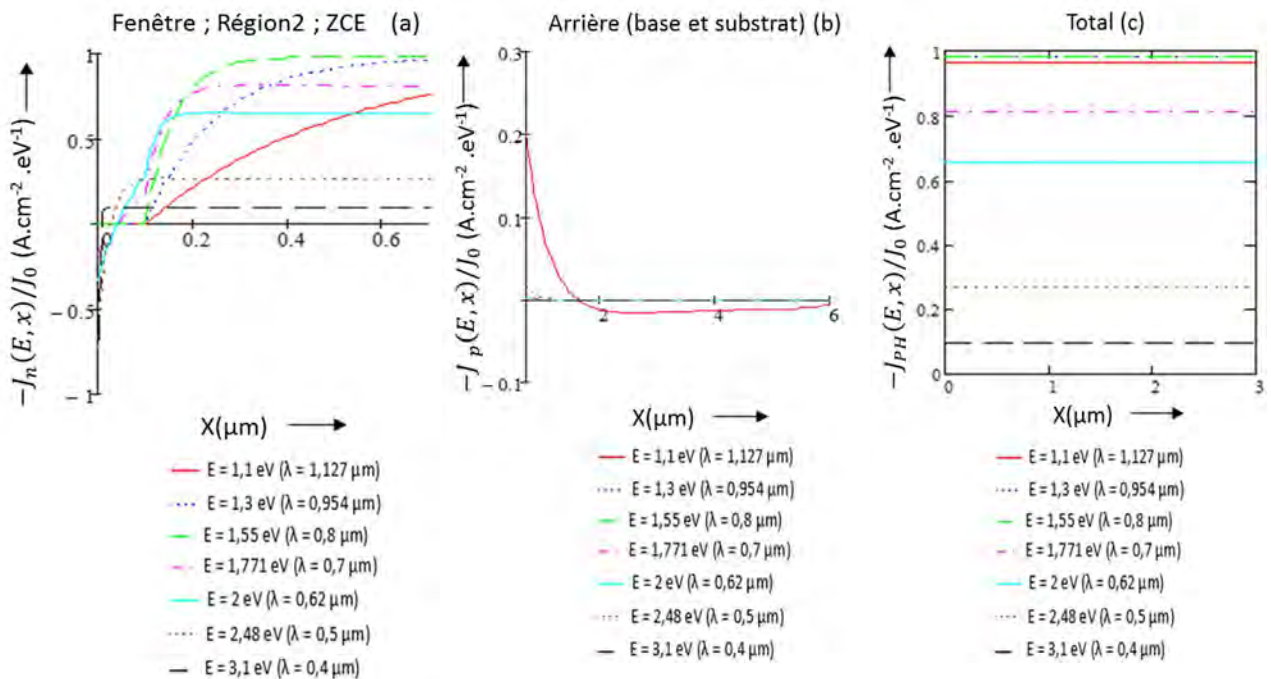
Sur la figure 4-6-d) nous mettons en évidence le profil de la densité de trous photogénérés en fonction de l'épaisseur dans la base et le substrat ( $x > 0,7 \mu\text{m}$ ). Cette zone arrière est caractérisée par l'absorption de photons ayant une basse énergie comprise entre 1,04 eV et 1,3 eV correspondant à de faibles coefficients d'absorption, l'absorption de ces photons se fait plus en volume. Les photons d'une haute ou moyenne énergie ( $E > 1,3 \text{ eV}$ ) sont en majorité absorbés dans la zone frontale (fenêtre, région 2 et en partie dans la zone de charge d'espace). Le profil de la densité de trous photogénérés présente deux zones :

- Une première zone qui correspond à une croissance de la densité de trous photogénérés en fonction de l'épaisseur. Ces derniers diffusent vers la zone de charge d'espace où ils seront collectés pour participer au photocourant de court-circuit.
- Une deuxième zone qui correspond à une décroissance des photoporteurs (trous) en profondeur, entraînant une diffusion de ces porteurs minoritaires vers la face arrière où ils vont se recombiner en volume et en surface.

#### I-2-4) Profil des densités de photocourant de porteurs minoritaires

Sur la figure 4-7-a) nous représentons, pour chaque éclaircissement donné, le profil des densités de photocourant d'électrons photocréés dans les couches frontales (fenêtre, région 2, zone de charge d'espace :  $x < 0,7 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur.

Le photocourant d'électrons engendré par les photons ayant une énergie supérieure au seuil d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) présente une petite zone négative au voisinage de la face frontale ( $x < 0,02 \mu\text{m}$ ) modélisant le photocourant qui résulte de la diffusion des électrons vers la surface de la fenêtre ( $S_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Cette diffusion est due au gradient de concentration causé par les pertes de porteurs au niveau de la surface de la couche frontale. Ces pertes sont d'autant plus élevées que l'énergie des photons incidents est grande. C'est pourquoi le photocourant produit par les photons ayant une grande énergie ( $E > 2 \text{ eV}$ ) est plus faible. Cet effet se manifeste sur la courbe de réponse spectrale par une décroissance du rendement quantique en fonction de l'énergie pour des photons ayant une énergie supérieure au gap de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) (voir figure 3-13-c).



Les photons d'une énergie moyenne comprise entre 1,3 eV et 1,57 eV génèrent le plus grand photocourant d'électrons. En effet ils sont en grande partie absorbés par la région 2 et la zone de charge d'espace ( $0,1 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ) ; les pertes dans ces deux zones sont minimisées d'une part par la présence de la fenêtre qui réduit les recombinaisons à l'interface entre les régions 1 et 2 ( $S_{n_2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ), et d'autre part par la présence d'un champ électrique dans la zone de déplétion permettant d'accélérer facilement les photoporteurs. C'est ce qui explique que le rendement quantique interne est élevé pour les photons ayant une énergie comprise entre 1,3 eV et 1,57 eV au niveau de la réponse spectrale, ce rendement varie entre 95% et 100% (voir figure 3-13-c).

Le photocourant d'électrons engendré par les photons ayant une basse énergie comprise entre 1,04 eV et 1,3 eV augmente progressivement en fonction de l'épaisseur de la couche, cette évolution traduit qu'ils ne sont pas tous absorbés par cette zone frontale (fenêtre ; région 2 et zone de déplétion :  $x < 0,7 \mu\text{m}$ ), c'est pourquoi ils ne donnent pas le plus grand photocourant d'électrons mais leur contribution est plus importante que celle due par les photons ayant une énergie plus élevée ( $E > 2 \text{ eV}$ ).

Sur la figure 4-7-b) nous représentons le profil de la densité de photocourant de trous photogénérés dans la zone arrière (substrat et base :  $x > 0,7 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur. Le photocourant de trous est essentiellement dû aux photons ayant une basse énergie ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,3 \text{ eV}$ ) qui atteignent la base ou le substrat. Cependant nous remarquons que pour le cas d'un éclaircissement  $E = 1,1 \text{ eV}$  ( $\lambda = 1,127 \mu\text{m}$ ), le photocourant de trous présente deux parties, l'une positive et l'autre négative. Ce comportement traduit le profil des densités de trous illustré sur la figure 4-6-d) ; la partie positive ( $0,7 \mu\text{m} < x < 1,8 \mu\text{m}$ ) résulte de la diffusion des trous vers la zone de collecte (zone de charge d'espace :  $0,6 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ) et la partie négative ( $x > 1,8 \mu\text{m}$ ) de ceux qui diffusent vers la face arrière modélisant des pertes. L'absorption des photons de basse énergie comprise entre 1,04 eV et 1,3 eV se manifeste au niveau de la réponse spectrale par une augmentation brusque du rendement quantique interne à partir du seuil d'absorption (1,04 eV) qui atteint environ 95% au voisinage de 1,3 eV (voir figure 3-13-c).

Sur la figure 4-7-c) nous représentons le profil de la densité de photocourant total en fonction de l'épaisseur, il résulte de la contribution des photocourants d'électrons et de trous.

Il est constant et dépend des photocourants d'électrons et de trous collectés au niveau de la zone de charge d'espace ou zone de collecte (voir équation 2-14).

Le photocourant total est dominé par les photons ayant une énergie appartenant à la gamme de non absorption de la fenêtre ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ). Ceux qui sont majoritairement photogénérés dans la région 2 et dans la zone de charge d'espace ( $1,3 \text{ eV} < E < 1,57 \text{ eV}$ ) donnent la meilleure réponse. Ce comportement s'explique par le fait que les pertes par recombinaison des photoporteurs dans ces deux régions sont faibles (voir les paramètres utilisés sur la figure 3-13-c pour le modèle  $p^+p/nn^+$ ).

Les photons ayant une énergie plus basse, photogénérés entre la région 2 et la base ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,3 \text{ eV}$ ) génèrent un photocourant assez important car les pertes dans la base sont réduites par la présence du substrat qui permet d'augmenter la pureté de cette région (augmentation de la longueur de diffusion).

Cependant les photons ayant une énergie assez grande, appartenant à la gamme d'absorption de la fenêtre ( $E > 1,57 \text{ eV}$ ) génèrent un photocourant affecté par les pertes entraînées par les dislocations au niveau de la surface de cette couche frontale. Une augmentation du nombre de porteurs photogénérés dans cette région ( $E > 2 \text{ eV}$ ) augmente les pertes ; c'est la raison pour laquelle les photons qui ont une énergie élevée, majoritairement absorbés par la fenêtre engendrent le plus faible photocourant.

### I-3) Evaluation du photocourant théorique de court-circuit sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5 (éclairage polychromatique)

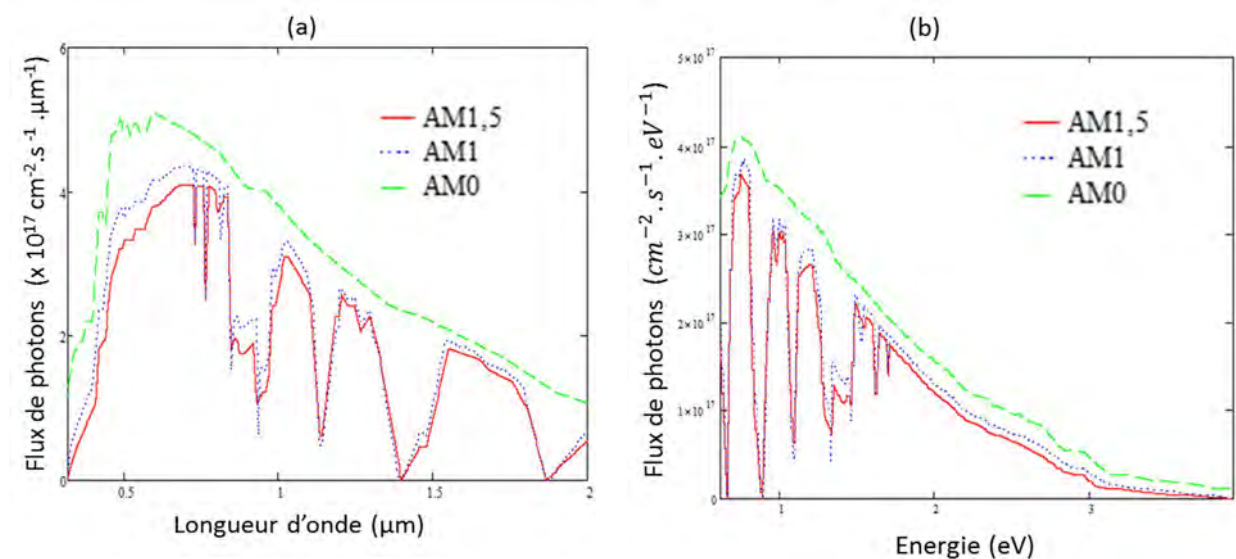


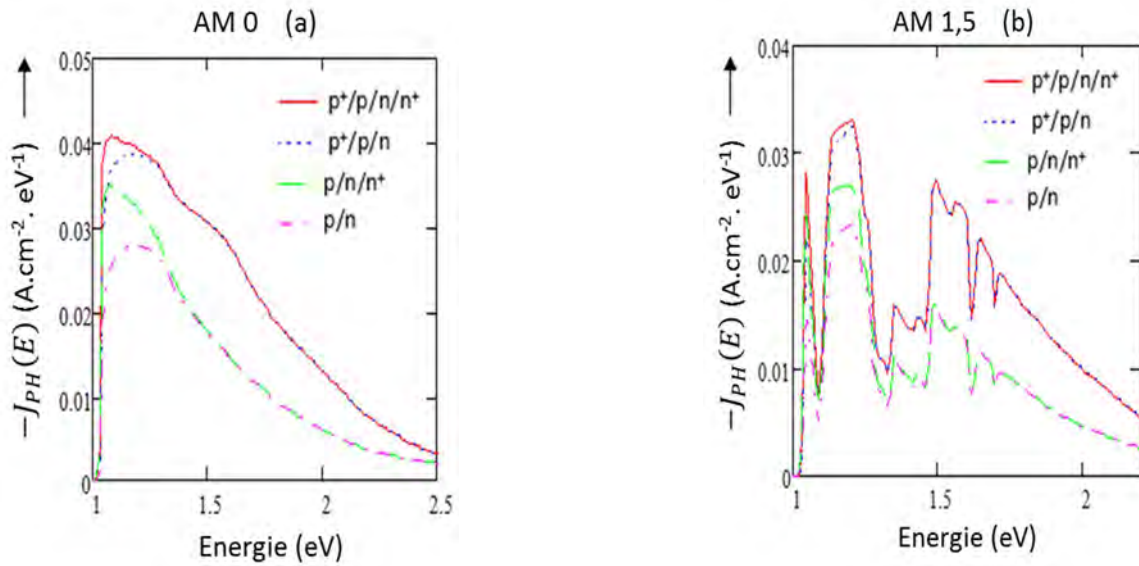
Figure 4-8. (a) Flux de photons en fonction de la longueur d'onde [63] ; (b) Flux de photons en fonction de l'énergie

Sur la figure 4-8-a) nous avons représenté trois spectres solaires de référence [63] en fonction de la longueur d'onde des photons, permettant d'évaluer le photocourant de court-circuit théorique. La figure 4-8-b) représente ces trois spectres solaires en fonction de l'énergie des photons, elle est tirée à partir des données collectées sur la figure 4-8-a) en utilisant la relation (4-1).

$$F \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}) = \Phi \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}) \times \frac{1.24}{E^2} \quad (4-1)$$

$F$  et  $\Phi$  représentent le flux de photons.

Les figures 4-9-a) et 4-9-b) représentent respectivement le profil des densités de photocourant résultant (voir équation 2-14) en fonction de l'énergie pour les spectres AM 0 et AM 1,5 des 4 modèles (p<sup>+</sup>p/n<sup>+</sup>; p<sup>+</sup>p/n; p/n<sup>+</sup>; p/n) étudiés sur la figure 3-13-c) du chapitre III précédent, les mêmes données étant conservées.



**Figure 4-9. Densité de photocourant résultant en fonction de l'énergie des photons sous éclairage polychromatique : (a) Spectre solaire AM 0 ; (b) : Spectre solaire AM 1,5**

Le calcul du photocourant de court-circuit  $J_{cc}$  sur la gamme spectrale allant de 1 à 3 eV est donné par  $\int_1^3 -J_{ph}(E) dE$ . Pour ce calcul intégral nous proposons une méthode numérique d'intégration, cependant on se propose d'utiliser la quadrature de Newton appelée méthode des trapèzes.

Nous noterons :

$$J_{cc} = \int_1^3 -J_{ph}(E) dE \approx -\frac{\delta E}{2} [J_{ph}(E_1) + J_{ph}(E_{m+1}) + 2 \sum_{i=2}^m J_{ph}(E_i)] \quad (4-2)$$

Avec :  $E \in [1, 3]$  ;  $E_1 = 1$  ;  $E_{m+1} = 3$  ;  $\delta E = \frac{E_{m+1} - E_1}{m}$

$E_{i+1} = E_1 + i \cdot \delta E$  avec :  $i : 1 \dots m$

Pour ce calcul approché nous avons choisi  $m = 100$  et avons obtenu les photocourants théoriques suivants :

|        | $p^+/p/n/n^+$          | $p^+/p/n$              | $p/n/n^+$              | $p/n$                  |
|--------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| AM 0   | 32 mA.cm <sup>-2</sup> | 31 mA.cm <sup>-2</sup> | 21 mA.cm <sup>-2</sup> | 19 mA.cm <sup>-2</sup> |
| AM 1.5 | 21 mA.cm <sup>-2</sup> | 21 mA.cm <sup>-2</sup> | 14 mA.cm <sup>-2</sup> | 13 mA.cm <sup>-2</sup> |

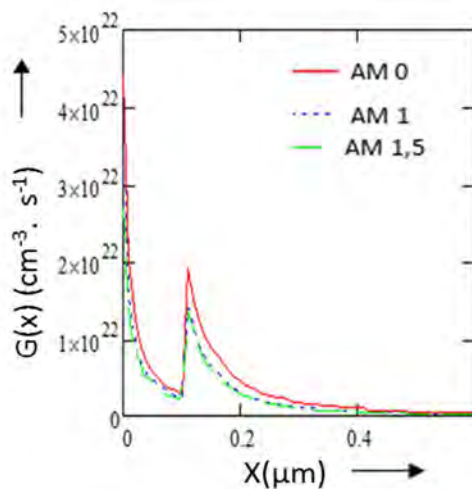
**Tableau 4-1. Photocourant théorique de court-circuit sous les différents spectres solaires des homojonctions à base de CuInSe<sub>2</sub>**

#### I-4) Comportement de la structure $p^+/p/n/n^+$ (Région 1 / Région2 / Région 3 / Région 4) sous éclairnement polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5)

Une relation similaire à l'expression (4-2) permet de tracer les profils du taux de génération, des densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant de court-circuit en fonction de l'épaisseur de la photopile pour le cas des spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5. Dans cette partie nous considérons toujours le modèle à 4 couches ( $p^+/p/n/n^+$ ), les mêmes données utilisées sur la figure 3-13-c) sont conservées.

##### I-4-1) Profil du taux de génération sous éclairnement polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5)

Sur la figure 4-10) le profil du taux de génération en fonction de l'épaisseur de la jonction est mis en évidence sous les spectres AM 0, AM 1 et AM 1,5.



**Figure 4-10. Evolution du profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairnement polychromatique dans le cas de la structure  $p^+p/nn^+$**   
 ( $s_{n1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ;  
 $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p3} = 3 \mu\text{m}$  ;  $H_3 = 5 \mu\text{m}$  ;  
 $s_{p4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p4} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  
 $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )  
 (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ )

Les photons sont en majorité absorbés par les couches frontales (fenêtre pour  $x < 0,1 \mu\text{m}$ , région 2 et zone de déplétion pour  $0,1 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ). Cette faible profondeur de

pénétration des photons s'explique par le fait que les matériaux utilisés (CuInSe<sub>2</sub> et CuInS<sub>2</sub>) présentent des coefficients d'absorption photonique assez élevés. Cependant l'importante absorption des photons par la fenêtre peut réduire le courant de court-circuit à cause des pertes de porteurs par recombinaison au niveau de la surface de cette région.

#### I-4-2) Profil des densités de porteurs minoritaires sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5)

Sur la figure 4-11-a) nous représentons le profil de la densité totale d'électrons photocréés dans la zone frontale (fenêtre et région 2 :  $x < 0,6 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur de la jonction pour les spectres solaires AM 0, AM 1 et AM 1,5.

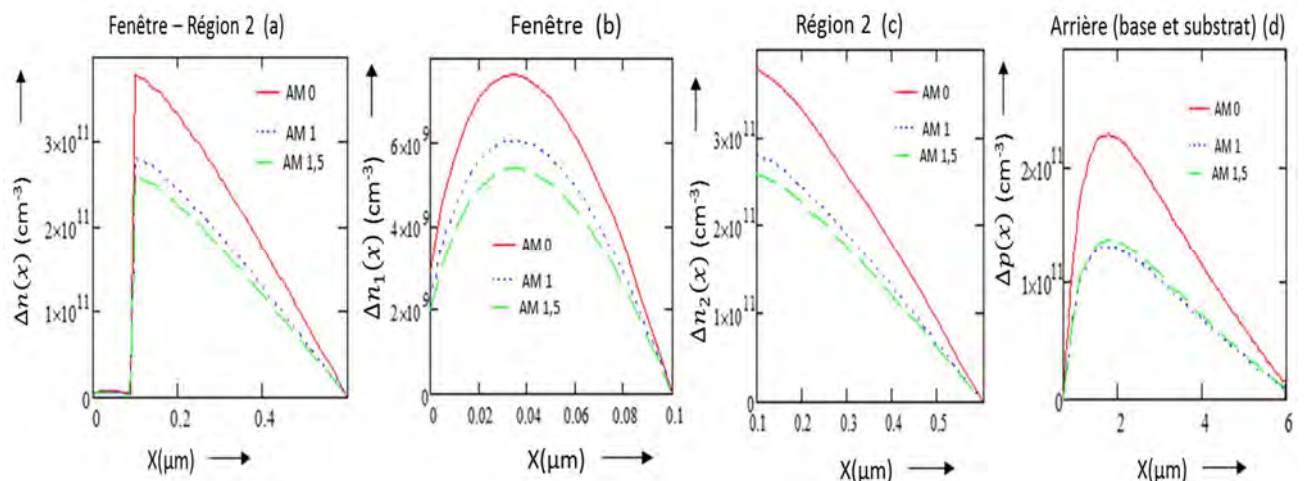


Figure 4-11. Evolution du profil de la densité de porteurs photogénérés en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage polychromatique dans le cas de la structure p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> : (a) densité d'électrons dans la zone frontale (fenêtre – région 2) ; (b) densité d'électrons dans la région 1 (fenêtre) ; (c) densité d'électrons dans la région 2 ; (d) densité de trous dans les régions 3 et 4 (base et substrat) (Modèle CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>))

( $s_{n1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n1}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2=0,5 \mu\text{m}$ ;  $L_{n2}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p3}=3 \mu\text{m}$ ;  $H_3=5 \mu\text{m}$ ;  $s_{p4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p4}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

Sur la figure 4-11-b) le profil de la densité totale d'électrons photocréés dans la fenêtre ( $x < 0,1 \mu\text{m}$ ) est représenté. Comme nous l'avons indiqué dans le cas des éclairages monochromatiques, chaque profil présente une première zone modélisant des pertes au sein de la fenêtre entraînées par les états de surface (croissance de la densité d'électrons en fonction de l'épaisseur) et une deuxième zone traduisant une diffusion des porteurs minoritaires vers la région 2 (décroissance de la densité d'électrons en fonction de l'épaisseur) dont leur collecte dépend fortement des états d'interface entre la fenêtre et la région 2.

Sur la figure 4-11-c) nous représentons le profil de la densité totale d'électrons libres dans la région 2 ( $0,1 \mu\text{m} < x < 0,6 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur pour les différents spectres solaires, il résulte des électrons photogénérés dans la région 2 elle-même et de ceux provenant de la fenêtre. Chaque profil présente une seule zone où la densité d'électrons photogénérés décroît en fonction de l'épaisseur. Ce comportement traduit d'une part que les états d'interface entre la fenêtre et la région 2 sont faibles ( $S_{n_2} = 2.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ) ce qui est l'objectif cherché avec le dépôt de la couche fenêtre, et d'autre part que la diffusion des électrons libres se fait en grande partie vers la zone de collecte ( $0,6 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ). Leur collecte sera fonction de leur longueur de diffusion, elle doit être supérieure à l'épaisseur de la région 2 ( $L_{n_2} > H_2$ ) [64].

Sur la figure 4-11-d) nous mettons en évidence le profil de la densité totale de trous photocréés dans la base ( $0,7 \mu\text{m} < x < 5,7 \mu\text{m}$ ) et le substrat  $x > 5,7 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur pour chaque spectre solaire. Une partie des trous photogénérés au voisinage de la zone de charge d'espace ( $0,6 \mu\text{m} < x < 0,7 \mu\text{m}$ ) et ayant une longueur de diffusion suffisante est collectée. Ce phénomène explique le gradient de concentration observé près de la zone de déplétion modélisant la phase de croissance du profil de la densité totale de trous photocréés ( $0,7 \mu\text{m} < x < 2 \mu\text{m}$ ). La phase de décroissance du profil de la densité de photoporteurs en fonction de l'épaisseur ( $x > 2 \mu\text{m}$ ), caractérisant une diffusion des trous vers la face arrière, traduit des pertes de ces porteurs minoritaires dans la base et le substrat. Ce phénomène tout à fait normal est d'une part dû au fait que le  $\text{CuInSe}_2$  est un matériau à gap direct avec un grand coefficient d'absorption optique, le taux de génération diminue très rapidement en profondeur. Ce phénomène illustré sur la figure 4-10), se caractérise dans la zone arrière (base et substrat) par une différence entre les densités de photoporteurs en volume et en surface arrière, il en résulte un gradient de concentration entraînant une diffusion des porteurs minoritaires vers la surface arrière. D'autre part, cette dernière accentue ce phénomène de diffusion si elle est le siège de fortes recombinaisons.

Cependant, les pertes observées au niveau de la fenêtre peuvent être réduites en utilisant une fenêtre de plus large gap mais ayant des paramètres cristallins proches de la couche active, ou en déposant une deuxième couche fenêtre faisant ainsi l'objet d'un modèle à 5 couches, ou en introduisant un champ électrique intrinsèque en variant le dopage dans la

fenêtre, ou un pseudo champ électrique en utilisant une fenêtre à gap variable (gap indirect de préférence).

Pour réduire les pertes observées dans la zone arrière (base et substrat) on peut élargir la zone de charge d'espace, mais cela peut entraîner une diminution de la tension de circuit-ouvert. On peut aussi y introduire un champ ou pseudo champ électrique, ou créer une barrière de potentiel non négligeable entre la base et le substrat permettant de confiner les porteurs photogénérés dans la base et de piéger ceux qui sont générés dans le substrat pour augmenter leur collecte au niveau de la base.

#### I-4-3) Profil des densités de photocourant de porteurs minoritaires sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, AM 1,5)

Sur les figures 4-12-a) et 4-12-b) nous représentons respectivement les profils de la densité de photocourant d'électrons au niveau de la zone frontale (fenêtre, région 2 et zone de charge d'espace :  $x < 0,7 \mu\text{m}$ ) et de trous dans la zone arrière (base et substrat :  $x > 0,7 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'épaisseur pour les différents spectres solaires.

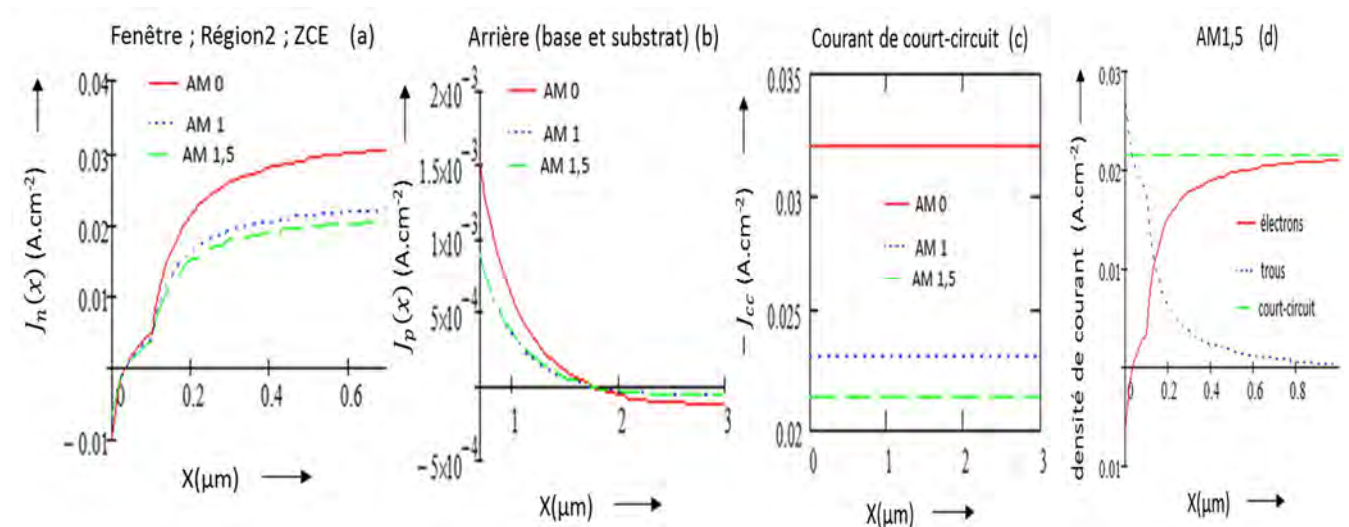


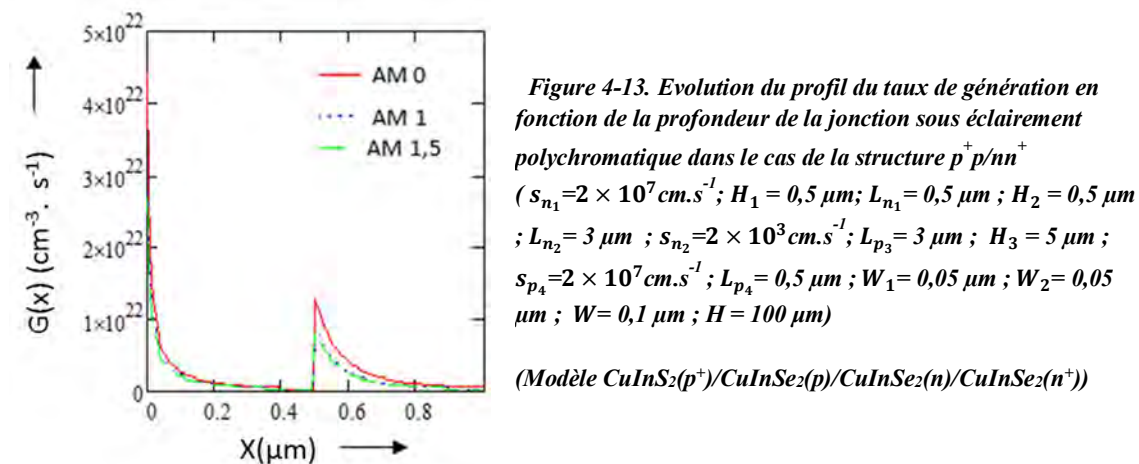
Figure 4-12. Evolution du profil de la densité de photocourant des porteurs minoritaires photocrés en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage polychromatique dans le cas de la structure p<sup>+</sup>p/nn<sup>+</sup> : (a) densité de photocourant d'électrons (fenêtre – région 2 – zone de charge d'espace) ; (b) densité de photocourant de trous (base et substrat) ; (c) densité de photocourant de court – circuit ; (d) photocourant d'électrons, de trous et de court – circuit sous AM 1,5

( $s_{n1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{n1}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $H_2=0,5 \mu\text{m}$ ;  $L_{n2}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p3}=3 \mu\text{m}$ ;  $H_3=5 \mu\text{m}$ ;  $s_{p4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{p4}=0,5 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,05 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ ) (Modèle CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n)/CuInSe<sub>2</sub>(n<sup>+</sup>))

Chaque profil résulte de la densité de porteurs libres (électrons ou trous) photocrés dans chaque région, comme nous l'avons illustré sur la série de figures 4-11). Les recombinaisons

sont négligées dans la zone de déplétion. Les parties négatives de chaque profil modélisent les pertes de photocourant. La diffusion des photoporteurs vers la zone de collecte (zone de charge d'espace) est modélisée par la partie positive de chaque profil. Le photocourant augmente au voisinage de la zone de charge d'espace modélisant une forte collecte. Le photocourant de court-circuit résultant de la somme des photocourants d'électrons et de trous est illustré sur la figure 4-12-c). La figure 4-12-d) montre les profils des courants d'électrons, de trous et le photocourant de court-circuit résultant dans le cas d'un spectre solaire AM 1,5.

Une augmentation de l'épaisseur de la fenêtre qui passe de  $0,1 \mu\text{m}$  à  $0,5 \mu\text{m}$  entraîne une baisse de performance de la photopile (diminution du rendement quantique interne et du photocourant de court-circuit). En effet l'augmentation de l'épaisseur de la fenêtre augmente le nombre de photons générés dans cette région comme l'illustre la figure 4-13) suivante qui montre le profil du taux de génération.



Dans le cas de la structure  $p^+p/n$  (étudiée sur la figure 3-13-c), en fixant l'épaisseur de la fenêtre  $H_1$  à  $0,5 \mu\text{m}$  et la longueur de diffusion  $L_{n1}$  à  $1 \mu\text{m}$ , nous représentons sur les figures 4-14) pour un éclairage polychromatique (AM 0, AM 1 et AM 1,5) : la densité de porteurs minoritaires (électrons) en fonction de l'épaisseur de la jonction (figure 4-14-a), la densité totale de photocourant en fonction de l'énergie des photons (figure 4-14-b), le photocourant de court-circuit en fonction de l'épaisseur de la structure (figure 4-14-c), les densités de photocourant d'électrons, de trous et le photocourant de court-circuit résultant en fonction de l'épaisseur de la structure pour un spectre solaire AM 1,5 (figure 4-14-d). Ainsi

le photocourant de court-circuit est réduit de  $31 \text{ mA.cm}^{-2}$  à  $25 \text{ mA.cm}^{-2}$  pour le spectre AM 0 et de  $21 \text{ mA.cm}^{-2}$  à  $16 \text{ mA.cm}^{-2}$  pour le spectre AM 1,5

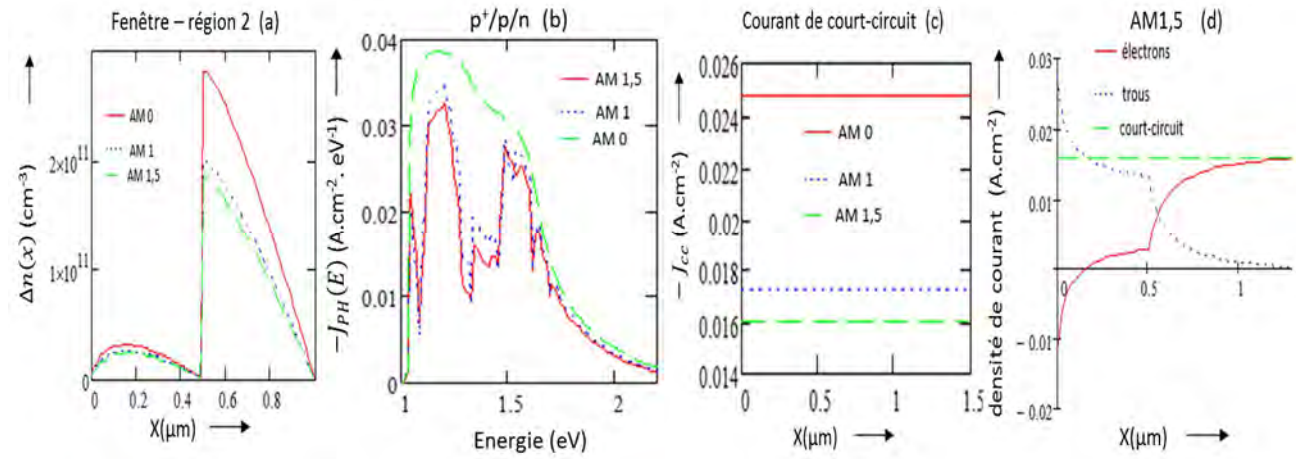


Figure 4-14. Cas de la structure  $p^+p/n$  : (a) densité d'électrons photogénérés en fonction de l'épaisseur (fenêtre – région 2) ; (b) densité de photocourant résultant en fonction de l'énergie des photons ; (c) densité de photocourant de court – circuit en fonction de l'épaisseur ; (d) photocourants d'électrons, de trous et de court – circuit en fonction de l'épaisseur sous AM 1,5  
( $s_{n1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $L_{n1} = 1 \mu\text{m}$  ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p3}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ ) (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

Cependant le photocourant de court-circuit peut être amélioré, en réduisant d'une part l'épaisseur de la fenêtre et d'autre part les pertes liées à sa surface.

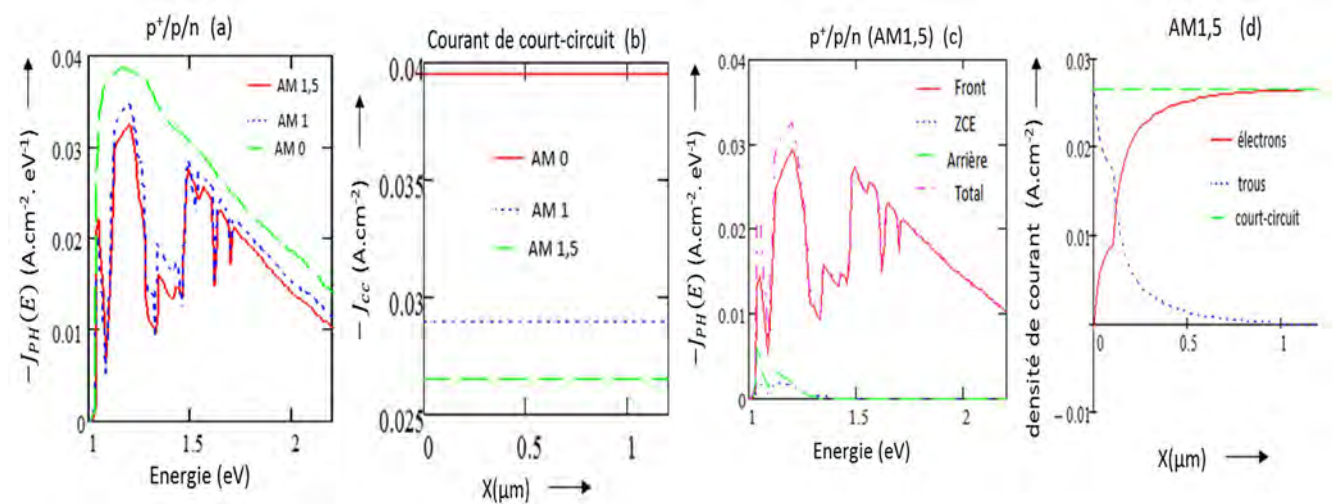


Figure 4-15. Cas de la structure  $p^+p/n$  : (a) densité de photocourant résultant en fonction de l'énergie des photons ; (b) densité de photocourant de court – circuit en fonction de l'épaisseur ; (c) densité de photocourant dans les différentes régions en fonction de l'énergie des photons sous AM 1,5 ; (d) photocourants d'électrons, de trous et de court – circuit en fonction de l'épaisseur sous AM 1,5  
( $s_{n1}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n1} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $L_{n2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p3}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ ) (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

Comme on l'a indiqué dans les paragraphes précédents, ces pertes de porteurs à la surface peuvent être réduites en déposant une deuxième couche fenêtre. Ainsi pour la même structure  $p^+p/n$ , en fixant l'épaisseur de la fenêtre  $H_1$  à  $0,1 \mu\text{m}$ , la longueur de diffusion  $L_{n_1}$  à  $0,5 \mu\text{m}$  et la vitesse de recombinaison  $S_{n_1}$  à  $2.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ , le photocourant de court-circuit passe de  $31 \text{ mA.cm}^{-2}$  à  $39 \text{ mA.cm}^{-2}$  pour le spectre AM 0, et de  $21 \text{ mA.cm}^{-2}$  à  $27 \text{ mA.cm}^{-2}$  pour le spectre AM 1,5. Sur les figures 4-15) nous représentons les profils des densités de photocourant correspondant à ce dernier cas.

Les profils des densités de porteurs minoritaires dans les différentes régions pour des éclairagements monochromatique et polychromatique (spectres AM 0, AM 1 et AM 1,5) sont respectivement représentés sur les séries de figures 4-16) et 4-17). Cependant nous observons que dans la fenêtre ( $x < 0,1 \mu\text{m}$ ), la diffusion des porteurs minoritaires (les électrons) se fait majoritairement vers la région 2 (la densité d'électrons décroît en fonction de l'épaisseur). Les pertes à l'interface fenêtre – région 2 étant supposées réduites ( $S_{n_2} = 2.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ), ce qui permet d'augmenter la collecte du nombre de porteurs générés dans la fenêtre, expliquant ainsi l'augmentation du photocourant.

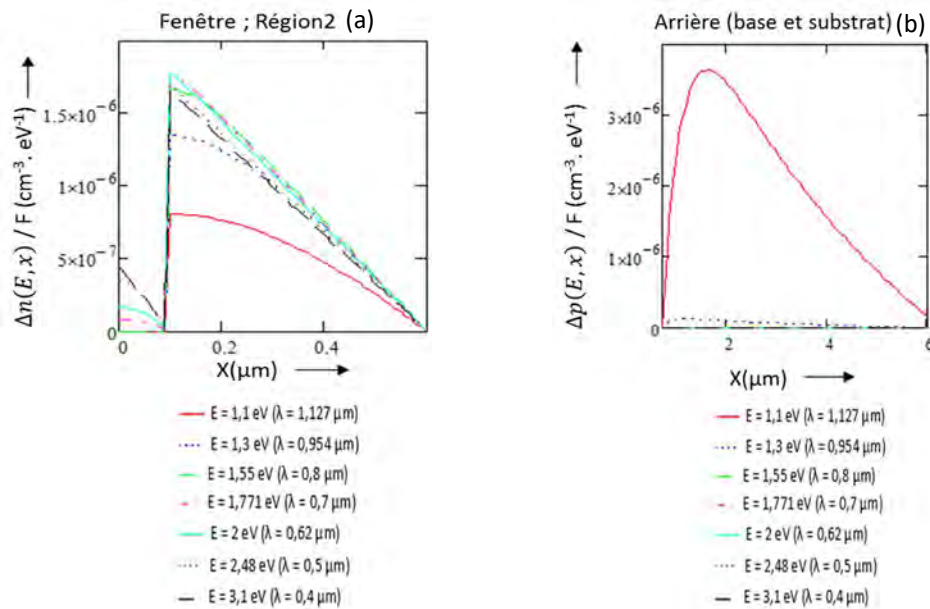


Figure 4-16. Cas de la structure  $p^+p/n$  sous éclairage monochromatique : (a) densité d'électrons photogénérés dans la zone frontale (fenêtre – région 2) en fonction de l'épaisseur ; (b) densité de trous photogénérés dans la zone arrière (base – substrat) en fonction de l'épaisseur (Modèle  $\text{CuInS}_2(p^+)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(n)$ )

( $s_{n_1} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n_1} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $H_2 = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $L_{n_2} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n_2} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p_3} = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p_3} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $W_1 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,05 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

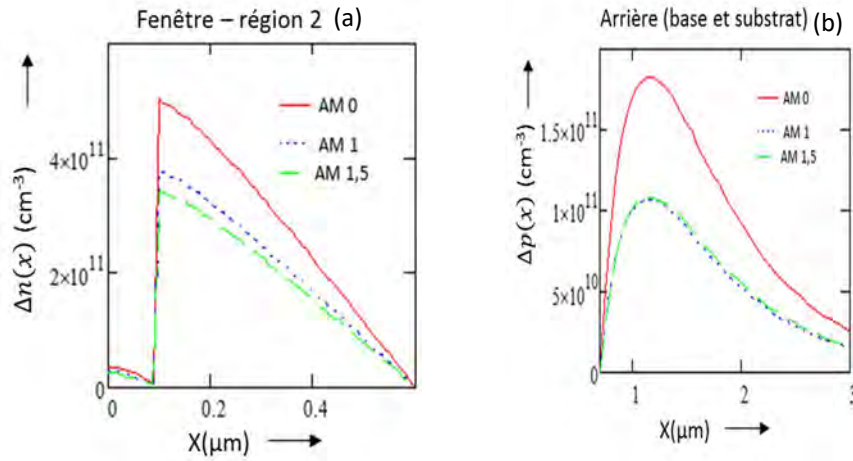


Figure 4-17. Cas de la structure p<sup>+</sup>p/n sous éclairage polychromatique : (a) densité d'électrons photogénérés dans la zone frontale (fenêtre – région 2) en fonction de l'épaisseur ; (b) densité de trous photogénérés dans la zone arrière (base – substrat) en fonction de l'épaisseur (Modèle CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(n))

( $s_{n_1}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1=0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{n_1}=0,5 \mu\text{m}$  ;  $H_2=0,5 \mu\text{m}$  ;  $L_{n_2}=3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n_2}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{p_3}=0,5 \mu\text{m}$  ;  $s_{p_3}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $W_1=0,05 \mu\text{m}$  ;  $W_2=0,05 \mu\text{m}$  ;  $W=0,1 \mu\text{m}$  ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

## II. Hétérojonction

### II-1) Etude du comportement de la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous éclairagements mono et polychromatique

Dans cette partie, nous considérons la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ . Nous étudions les profils du taux de génération, des densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction, dans le cas des éclairagements monochromatique et polychromatique. Nous considérons les énergies des photons comprises entre 1,04 eV ( $\lambda = 1,192 \mu m$ ) et 3,1 eV ( $\lambda = 0,4 \mu m$ ).

Nous considérerons les paramètres suivants :

| Région i                                    | $H_i(\mu m)$ | $L_{p_i}, L_{n_i}(\mu m)$ | $S_{p_i}, S_{n_i} (cm^2 \cdot s^{-1})$ | $\mu_{p_i}, \mu_{n_i} (cm^2 / V \cdot s)$ | $D_{p_i}, D_{n_i} (cm^2 \cdot s^{-1})$ |
|---------------------------------------------|--------------|---------------------------|----------------------------------------|-------------------------------------------|----------------------------------------|
| ZnO ( $n^+$ )<br>(Région 1)                 | 0,3          | 0,3                       | $2 \cdot 10^7$                         | 20                                        | 0,51                                   |
| CdS (n)<br>(Région 2)                       | 0,1          | 0,4                       | $2 \cdot 10^5$                         | 25                                        | 0,64                                   |
| CuInS <sub>2</sub> (p)<br>(Région 3)        | 1            | 3                         | $2 \cdot 10^5$                         | 200                                       | 5,13                                   |
| CuInSe <sub>2</sub> ( $p^+$ )<br>(Région 4) | 98,5         | 1                         | $2 \cdot 10^7$                         | 400                                       | 10,27                                  |

**Tableau 4-2. Paramètres physiques considérés**

$$w_1 = 0,02\mu m ; w_2 = 0,08\mu m ; H = 100\mu m$$

#### II-1-1) Eclairage monochromatique

##### II-1-1-a) Profil du taux de génération sous éclairage monochromatique dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$

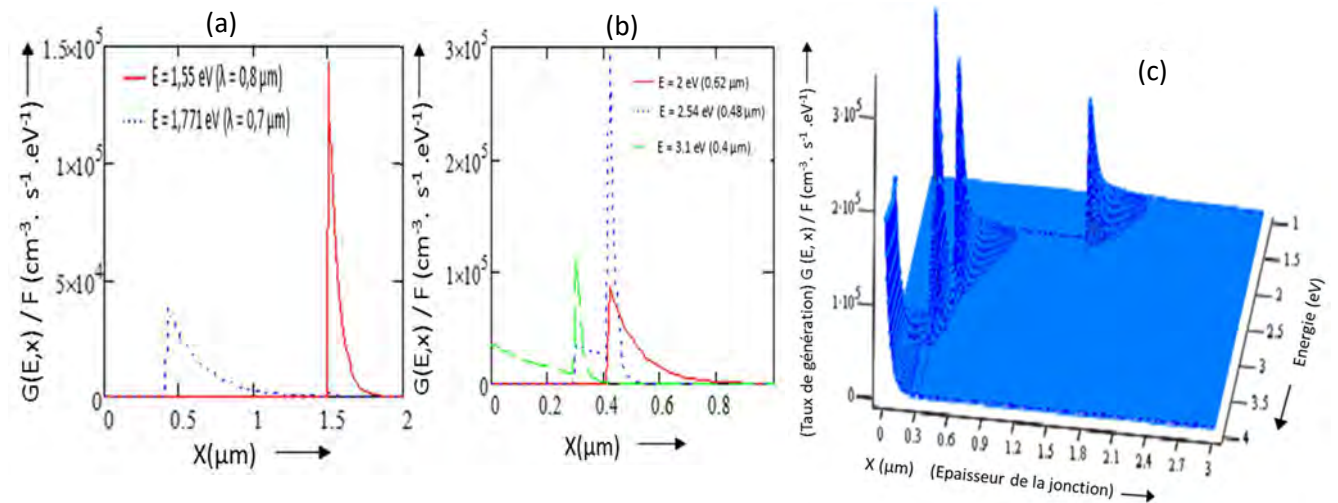
Sur les figures 4-18-a) et 4-18-b) nous représentons le profil du taux de génération en fonction de l'épaisseur de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  pour des énergies comprises entre 1,1 eV ( $1,127 \mu m$ ) et 3,1 eV ( $0,4 \mu m$ ). Sur chaque graphe nous remarquons que le taux de génération diminue en fonction de l'épaisseur dès que l'énergie des photons atteint le gap du matériau. Une énergie des photons inférieure au gap du matériau n'entraîne aucune génération de porteurs (le taux de génération est nul).

Les photons ayant une énergie comprise entre 1,04 eV et 1,57 eV sont uniquement absorbés par le substrat (CuInSe<sub>2</sub> :  $x > 1,5 \mu\text{m}$ ). La figure 3-18-a) montre le profil du taux de génération dans le substrat ( $x > 1,5 \mu\text{m}$ ) pour  $E = 1,55 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ ).

Les photons d'énergie  $E = 1,771 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$ ) et  $E = 2 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,62 \mu\text{m}$ ) sont absorbés uniquement dans l'intervalle  $0,42 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$  c'est-à-dire par le CuInS<sub>2</sub> (base et région 2 de la zone de charge d'espace).

Le profil du taux de génération pour  $E = 2,54 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ ) présente deux pics compris dans l'intervalle  $0,3 \mu\text{m} \leq x \leq 0,5 \mu\text{m}$ , le premier pic obtenu à  $x = 0,3 \mu\text{m}$  est dû à l'absorption du CdS et le second à  $x = 0,42 \mu\text{m}$  à l'absorption du CuInS<sub>2</sub>.

pour  $E = 3,1 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ) le taux de génération est dû à l'absorption du ZnO (région 1 :  $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,3 \mu\text{m}$ ) et du CdS (région 2 :  $0,3 \mu\text{m} \leq x \leq 0,4 \mu\text{m}$ ).



**Figure 4-18. (a) et (b) : Evolution du profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique**

**(c) : Evolution en trois dimensions du profil du taux de génération en fonction de l'énergie des photons et de la profondeur de la jonction**

(  $s_{p1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,3 \mu\text{m}$  ;  $L_{p1} = 0,3 \mu\text{m}$  ;  $s_{p2} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{p2} = 0,4 \mu\text{m}$  ;  $H_3 = 1 \mu\text{m}$  ;  $s_{n3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{n3} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  ;  $L_{n4} = 1 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,02 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,08 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$  )

**modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)**

Sur la figure 4-18-c) nous avons représenté le profil du taux de génération en fonction de l'énergie des photons et de l'épaisseur de la structure. C'est une représentation en trois dimensions. Nous obtenons quatre pics modélisant les quatre matériaux utilisés. Le signal obtenu entre 1 eV et 1,57 eV correspond à l'absorption du substrat (ou du CuInSe<sub>2</sub>), il est en majorité localisé dans la zone  $1,5 \mu\text{m} \leq x \leq 2 \mu\text{m}$ . Celui obtenu entre 1,57 eV et 2,5 eV correspond à l'absorption de la base (ou du CuInS<sub>2</sub>), il est localisé majoritairement dans la zone

$0,42 \mu\text{m} \leq x \leq 0,6 \mu\text{m}$ . Le signal obtenu entre 2,5 eV et 3 eV est dû à l'absorption de la région 2 (ou du CdS), il se situe dans l'intervalle  $0,3 \mu\text{m} \leq x \leq 0,42 \mu\text{m}$ . Le signal obtenu entre 3 eV et 4 eV correspond à l'absorption de la région 1 (ou du ZnO), il se localise dans la zone  $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,3 \mu\text{m}$ .

### II-1-1-b) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) sous éclairage monochromatique

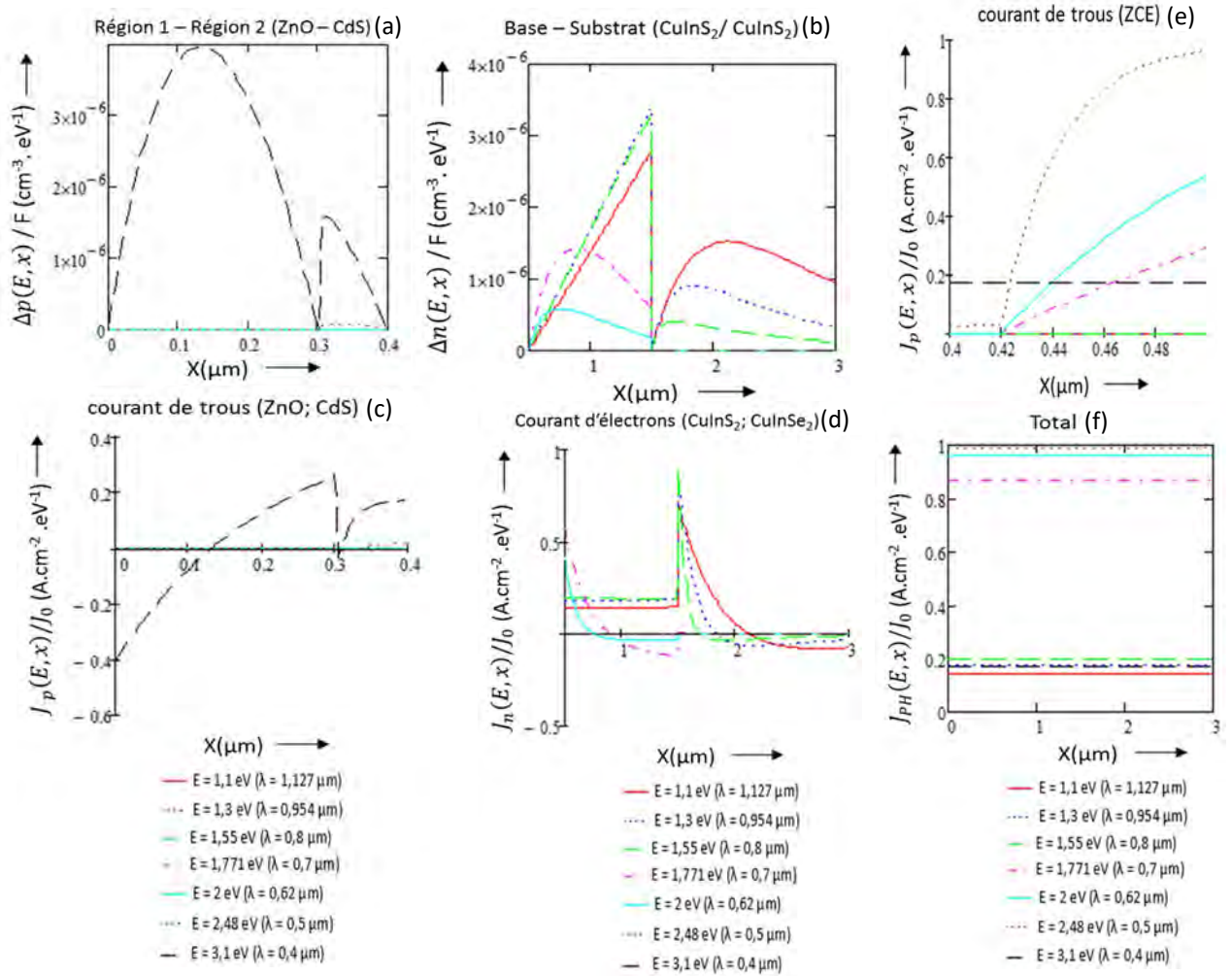


Figure 4-19. Evolution des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique : (a) densité de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (b) densité d'électrons dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>) ; (c) photocourant de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (d) photocourant d'électrons dans la base et le substrat ( CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>) ; (e) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace (CdS-CuInS<sub>2</sub>) ; (f) photocourant total

$$(s_{p1}=2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; H_1 = 0,3 \mu\text{m}; L_{p1} = 0,3 \mu\text{m}; s_{p2}=2 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; H_2 = 0,1 \mu\text{m}; L_{p2} = 0,4 \mu\text{m}; H_3 = 1 \mu\text{m}; s_{n3}=2 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; L_{n3} = 3 \mu\text{m}; s_{n4}=2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; L_{n4} = 1 \mu\text{m}; W_1 = 0,02 \mu\text{m}; W_2 = 0,08 \mu\text{m}; W = 0,1 \mu\text{m}; H = 100 \mu\text{m})$$

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

Sur la figure 4-19-a) nous représentons le profil des trous générés en fonction de l'épaisseur de la zone frontale (ZnO et CdS :  $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,4 \mu\text{m}$ ) pour différentes énergies

des photons. La densité de trous est nulle dans la gamme de non absorption du ZnO et du CdS ( $E \leq 2,5$  eV). Pour une énergie des photons égale à 3,1 eV, les photons sont absorbés par le ZnO ( $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,3 \mu\text{m}$ ) et le CdS ( $0,3 \mu\text{m} \leq x \leq 0,4 \mu\text{m}$ ). Les pertes de porteurs observées à la surface du ZnO ( $x = 0 \mu\text{m}$ ,  $S_{n_1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et à l'interface ZnO – CdS ( $x = 0,3 \mu\text{m}$ ,  $S_{n_2} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ) réduisent la densité de trous dans le CdS (région 2). Ce qui explique la chute drastique de la réponse spectrale au-delà de 3 eV (voir chapitre III).

Sur la figure 4-19-b) nous avons représenté le profil de la densité d'électrons en fonction de l'épaisseur de la base et du substrat (CuInS<sub>2</sub> et CuInSe<sub>2</sub>) pour différentes énergies des photons. Les photons ayant une énergie inférieure à 1,57 eV (gap du CuInS<sub>2</sub>) absorbés uniquement par le substrat (CuInSe<sub>2</sub>) engendrent une distribution de densité d'électrons qui présente un profil linéaire dans la base ( $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ), ils diffusent tous vers la zone de collecte. Cette distribution linéaire des électrons dans la base, observée dans la gamme de non absorption de cette région (CuInS<sub>2</sub>), entraîne une diminution du courant de diffusion lorsque l'épaisseur de la base augmente même si la longueur de diffusion est suffisante ( $L_{n_3} > H_3$ ). C'est ce qui explique la diminution de la contribution du substrat au niveau de la réponse spectrale en augmentant l'épaisseur de la base. Dans le substrat ( $x \geq 1,5 \mu\text{m}$ ) certains électrons photogénérés sont également perdus à l'interface base-substrat ( $x = 1,5 \mu\text{m}$ ) par phénomène de recombinaison ( $S_{n_3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et en volume ( $x > 2 \mu\text{m}$ ).

Les pertes de porteurs à l'interface base – substrat expliquent la décroissance de la densité d'électrons pour  $E = 1,771$  eV ( $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$ ) et  $E = 2$  eV ( $\lambda = 0,62 \mu\text{m}$ ) observée dans la base au voisinage de l'interface ( $0,7 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ). Ces pertes de porteurs expliquent au niveau de la réponse spectrale la faible contribution du substrat qui ne dépasse pas 20% pour  $S_{n_3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $H_3 = 1 \mu\text{m}$ .

La figure 4-19-c) représente le photocourant de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO et CdS), il résulte de la densité de trous illustrée sur la figure 4-19-a). Pour  $E = 3,1$  eV ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ), le photocourant de trous observé dans la région 1 (ZnO) présente une partie négative qui modélise des pertes de photocourant dans le ZnO et une partie positive qui modélise une diffusion des photoporteurs vers la région 2 (CdS).

Sur la figure 4-19-d) nous représentons le photocourant d'électrons dans la zone arrière (base et substrat), il résulte de la densité d'électrons illustrée sur la figure 4-19-b). Dans le substrat ( $x > 1,5 \mu\text{m}$ ), une diffusion des électrons vers l'interface est modélisée par la

partie positive du photocourant d'électrons ; la partie négative modélisant des pertes de photocourant entraînées par les porteurs qui diffusent vers la surface arrière. Dans la base ( $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ), les photons ayant une énergie comprise entre 1,04 eV et 1,57 eV (uniquement absorbés par le substrat) donnent un photocourant d'électrons constant, cela s'explique par le profil linéaire des densités d'électrons observé sur la figure 4-19-b). Cependant les photons absorbés par la base ( $E = 1,771 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$ ) et  $E = 2 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,62 \mu\text{m}$ )) engendrent un courant d'électrons qui n'est pas constant. Ce courant augmente au voisinage de la zone de collecte (zone de charge d'espace) et est positif, la partie négative de ce photocourant modélise la diffusion de certains électrons vers l'interface base – substrat ( $x = 1,5 \mu\text{m}$ ) où ils seront perdus par phénomène de recombinaison.

Sur la figure 4-19-e) nous représentons le photocourant de trous dans la zone de charge d'espace. L'absorption des photons par la zone de déplétion ( $E = 2,48 \text{ eV}$ ,  $E = 2 \text{ eV}$ ,  $E = 1,771 \text{ eV}$ ) augmente considérablement le photocourant car dans cette région les recombinaisons sont négligées à cause du fort champ électrique qui y règne.

Sur la figure 4-19-f) nous représentons le photocourant résultant en fonction de l'épaisseur. Pour chaque énergie donnée, il est constant et résulte des courants de trous et d'électrons. Les photons absorbés majoritairement par la zone de charge d'espace ( $2 \text{ eV} \leq E \leq 2,48 \text{ eV}$ ) donnent le plus grand photocourant, suivis par ceux qui sont absorbés en majorité par la base ( $1,57 \text{ eV} \leq E \leq 2 \text{ eV}$ ).

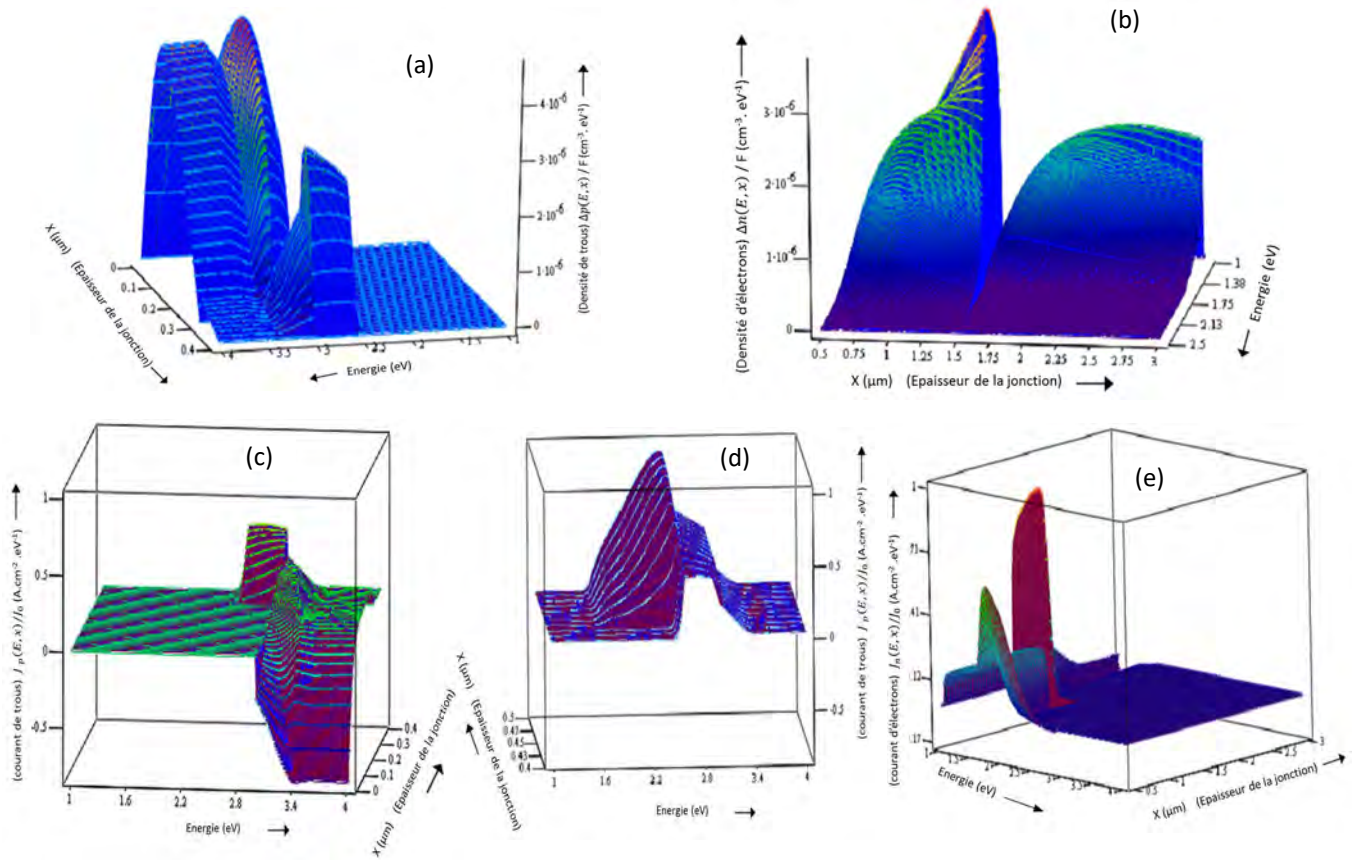
### **II-1-1-c) Représentation en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires et de photocourant résultant dans la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$**

Les paramètres étudiés sur les figures 4-19) sont représentés en trois dimensions sur les figures 4-20), on les représente en fonction de l'énergie des photons et de l'épaisseur de la structure :

- La figure 4-20-a) représente la densité de trous générés respectivement dans le ZnO (pour  $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,3 \mu\text{m}$  et  $E > 3 \text{ eV}$ ) et dans le CdS (pour  $0,3 \mu\text{m} \leq x \leq 0,4 \mu\text{m}$  et  $2,5 \text{ eV} \leq E \leq 3 \text{ eV}$ ).
- La figure 4-20-b) présente deux signaux, celui observé dans l'intervalle  $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$  correspond à la densité d'électrons photocréés dans la base ( $\text{CuInS}_2$ ), le signal obtenu à  $x > 1,5 \mu\text{m}$  représente le profil de ceux qui sont générés dans le substrat ( $\text{CuInSe}_2$ ). La

discontinuité du profil de la densité des électrons observée au voisinage de  $x = 1,5 \mu\text{m}$  localise l'interface base-substrat.

- La figure 4-20-c) montre l'évolution du photocourant de trous en fonction de l'énergie et de l'épaisseur dans le ZnO et le CdS ( $0 \mu\text{m} \leq x \leq 0,4 \mu\text{m}$ ), la figure 4-20-d) montre son évolution dans la zone de charge d'espace (CdS/CuInS<sub>2</sub> :  $0,4 \mu\text{m} \leq x \leq 0,5 \mu\text{m}$ ). La figure 4-20-e) montre l'évolution du photocourant d'électrons en fonction de l'énergie et de l'épaisseur dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> et CuInSe<sub>2</sub> :  $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 3 \mu\text{m}$ ).



**Figure 4-20. Evolution en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de l'énergie des photons et de la profondeur de la jonction : (a) densité de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (b) densité d'électrons dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>) ; (c) photocourant de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (d) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace (CdS-CuInS<sub>2</sub>) ; (e) photocourant d'électrons dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>)**

( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,3 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^5 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $H_3=1 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^5 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

## II-1-2) Eclairement polychromatique sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5

Dans cette partie nous étudions le comportement de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) dans le cas d'un éclairement polychromatique. Nous utilisons les mêmes spectres solaires de référence (figures 4-8-a et 4-8-b) utilisés dans le paragraphe I-4. Nous conservons les données du tableau 4-2.

Une expression similaire à la relation 4-2 établie dans le paragraphe I-4 permet de tracer les profils du taux de génération, de la densité totale des porteurs photogénérés (électrons ou trous) et du photocourant (d'électrons, de trous et de court-circuit) sous éclairement polychromatique [65].

### II-1-2-a) Profils du taux de génération et de la densité totale de photocourant dans la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5

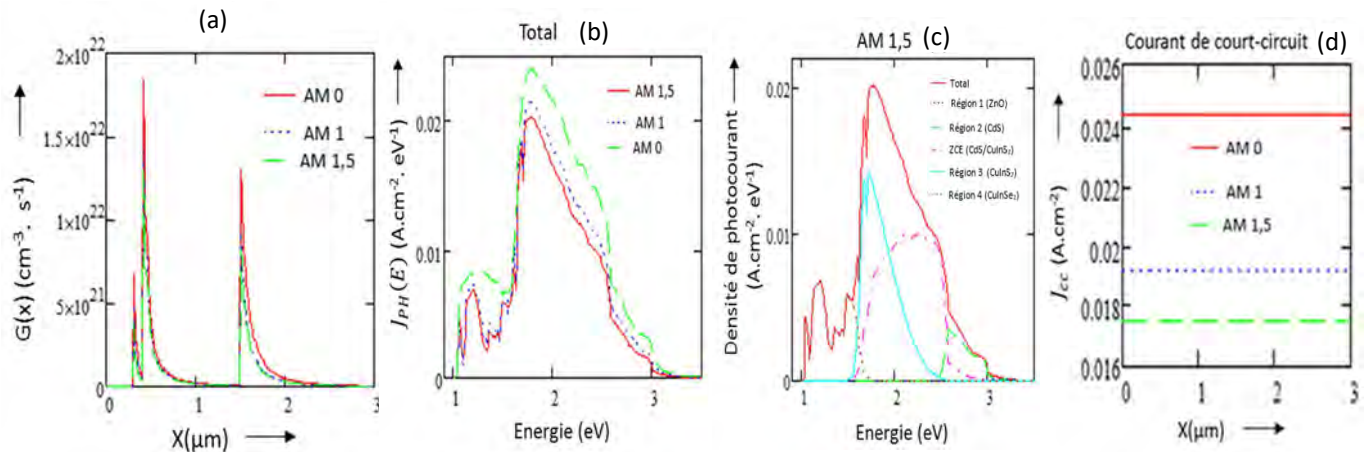


Figure 4-21. (a) Taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous AM 0, AM 1, AM 1,5 ; (b) Densité totale de photocourant en fonction de l'énergie des photons sous AM 0, AM 1, AM 1,5 ; (c) Densité de photocourant des différentes régions en fonction de l'énergie sous AM 1,5 ; (d) photocourant de court-circuit sous AM 0, AM 1, AM 1,5

( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,3 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 1 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

Sur la figure 4-21-a) nous représentons sous les spectres AM 0, AM 1 et AM 1,5 le profil du taux de génération en fonction de l'épaisseur de la jonction. Le taux de génération présente trois pics modélisant l'absorption du CdS (à partir de  $x = 0,3 \mu\text{m}$ ), du CuInS<sub>2</sub> (à partir de  $x = 0,42 \mu\text{m}$ ) et du CuInSe<sub>2</sub> (à partir de  $x = 1,5 \mu\text{m}$ ). Le ZnO absorbe au-delà de 3,1 eV, dans cette

gamme ( $E \geq 3$  eV) le flux de photons incidents est faible sous les différents spectres (AM 0, AM 1 et AM 1,5) entraînant une non absorption du ZnO.

Sur la figure 4-21-b) nous représentons sous les spectres AM 0, AM 1 et AM 1,5 la densité totale de photocourant en fonction de l'énergie des photons. La figure 4-21-c) montre les contributions des différentes régions dans le cas d'un spectre AM 1,5.

La figure 4-21-d) représente le photocourant de court-circuit (somme des courants d'électrons et de trous) en fonction de l'épaisseur de la jonction sous les différents spectres solaires, les valeurs du photocourant sont indiquées dans le tableau 4-3.

| AM 0                   | AM 1                   | AM 1,5                 |
|------------------------|------------------------|------------------------|
| 24 mA.cm <sup>-2</sup> | 19 mA.cm <sup>-2</sup> | 17 mA.cm <sup>-2</sup> |

**Tableau 4-3. Photocourant théorique de court-circuit sous les différents spectres solaires modèle  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$**

#### **II-1-2-a) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5**

Sur la figure 4-22-a) la densité de trous est mise en évidence dans les régions 1 et 2 (ZnO et CdS :  $0 \mu m \leq x \leq 0,4 \mu m$ ), ils sont uniquement générés dans le CdS (région 2 :  $0,3 \mu m \leq x \leq 0,4 \mu m$ ) et diffusent en majorité vers la zone de charge d'espace ( $0,4 \mu m \leq x \leq 0,5 \mu m$ ).

Sur la figure 4-22-b) nous mettons en évidence la densité d'électrons dans la base ( $CuInS_2$ ) et le substrat ( $CuInSe_2$ ). Dans le substrat ( $1,5 \mu m \leq x \leq 3 \mu m$ ) les électrons diffusent d'une part vers l'interface base – substrat ( $x = 1,5 \mu m$ ) où certains seront collectés dans la base et d'autres diffusent d'autre part vers la surface arrière où ils seront perdus par phénomène de recombinaison en volume et en surface. Dans la base ( $0,5 \mu m \leq x \leq 1,5 \mu m$ ) les électrons diffusent vers la zone de charge d'espace où ils seront collectés s'ils ont une longueur de diffusion suffisante ( $L_{n_3} > H_3$ ).

La figure 4-22-c) représente la densité de photocourant de trous dans le ZnO et le CdS. Dans le ZnO ( $0 \mu m \leq x \leq 0,3 \mu m$ ) le courant de trous est nul car aucun porteur n'y est généré. Dans le CdS ( $0,3 \mu m \leq x \leq 0,4 \mu m$ ) la génération de porteurs libres entraîne un courant de trous négatif au voisinage de l'interface CdS – ZnO ( $x = 0,3 \mu m$ ) modélisant des pertes de courant au niveau de l'interface ( $S_{n_1} = 2 \times 10^5$  cm.s<sup>-1</sup>) et un courant de trous positif

modélisant la diffusion de trous vers la zone de charge d'espace. Ce courant de trous augmente dans la zone de charge d'espace (figure 3-22-e), cette augmentation est due à l'absorption du CuInS<sub>2</sub> ( $0,42 \mu\text{m} \leq x \leq 0,5 \mu\text{m}$ ) ayant un coefficient d'absorption photonique plus élevé que celui du CdS.

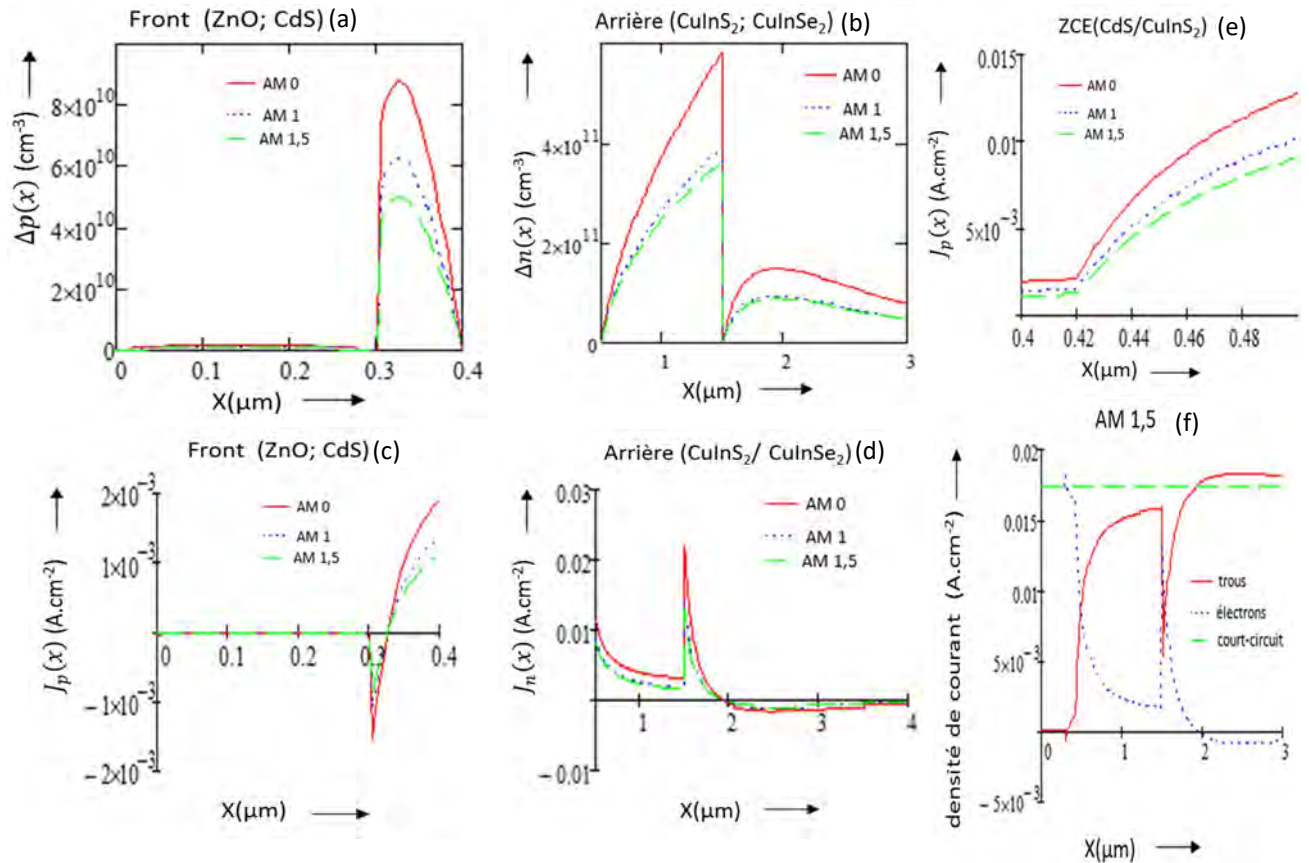


Figure 4-22. Evolution des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, et AM 1,5) : (a) densité de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (b) densité d'électrons dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>) ; (c) photocourant de trous dans les régions 1 et 2 (ZnO-CdS) ; (d) photocourant d'électrons dans la base et le substrat (CuInS<sub>2</sub> – CuInSe<sub>2</sub>) ; (e) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace (CdS-CuInS<sub>2</sub>) ; (f) photocourant de trous, photocourant d'électrons et photocourant de court-circuit dans la structure sous AM 1,5

( $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,3 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^5 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $H_3=1 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^5 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

La figure 4-22-d) illustre la densité de photocourant d'électrons dans la zone arrière (base et substrat : CuInS<sub>2</sub> et CuInSe<sub>2</sub>). Dans la base (CuInS<sub>2</sub> :  $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ) la densité de courant d'électrons est positive et augmente au voisinage de la zone de collecte. Dans le substrat ( $x \geq 1,5 \mu\text{m}$ ) on observe des pertes de courant au-delà de  $x = 2 \mu\text{m}$  (le courant d'électrons est négatif) ; pour  $1,5 \mu\text{m} \leq x \leq 2 \mu\text{m}$  le courant d'électrons est positif, les électrons diffusent vers l'interface base – substrat ( $x = 1,5 \mu\text{m}$ ) et le photocourant y

augmente considérablement. A la traversée de l'interface en  $x = 1,5 \mu\text{m}$ , les pertes de porteurs par recombinaison ( $S_{n_3} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ) réduisent le courant d'électrons collectés dans la base. Sur la figure 4-22-f) nous avons représenté sur un même graphe les photocourants d'électrons, de trous et le photocourant de court – circuit résultant en fonction de l'épaisseur de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  pour un spectre AM 1,5.

## II-2) Etude du comportement de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ sous éclairagements mono et polychromatique

Dans cette partie, nous considérons la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ . Nous étudions les profils du taux de génération, des densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction, sous éclairagements monochromatique et polychromatique. Nous considérons les énergies des photons comprises entre 1,04 eV ( $\lambda = 1,192 \mu\text{m}$ ) et 3,1 eV ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ).

Nous considérerons les paramètres suivants :

| Région i                                    | $H_i(\mu\text{m})$ | $L_{p_i}, L_{n_i}(\mu\text{m})$ | $S_{p_i}, S_{n_i}(\text{cm}^2.\text{s}^{-1})$ | $\mu_{p_i}, \mu_{n_i}(\text{cm}^2/\text{V.s})$ | $D_{p_i}, D_{n_i}(\text{cm}^2.\text{s}^{-1})$ |
|---------------------------------------------|--------------------|---------------------------------|-----------------------------------------------|------------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| ZnO ( $n^+$ )<br>(1)                        | 0,3                | 0,3                             | $2 \cdot 10^7$                                | 20                                             | 0,51                                          |
| CdS (n)<br>(2)                              | 0,1                | 0,4                             | $2 \cdot 10^5$                                | 25                                             | 0,64                                          |
| CuInSe <sub>2</sub><br>(p) (3)              | 1                  | 3                               | $2 \cdot 10^3$                                | 400                                            | 10,27                                         |
| CuInS <sub>2</sub><br>(p <sup>+</sup> ) (4) | 98,5               | 1                               | $2 \cdot 10^7$                                | 200                                            | 5,13                                          |

**Tableau 4-4. Paramètres physiques considérés**

$$w_1 = 0,02\mu\text{m} ; w_2 = 0,08\mu\text{m} ; H = 100\mu\text{m}$$

### II-2-1) Eclairage monochromatique

#### II-2-1-a) Profil du taux de génération sous éclairage monochromatique dans la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$

Sur les figures 4-23-a) et 4-23-b) le profil du taux de génération est représenté en fonction de l'épaisseur de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  pour différentes énergies des photons. Sur la figure 4-23-b) le pic observé entre  $x = 0,3 \mu\text{m}$  et  $x = 0,4 \mu\text{m}$  pour  $E = 3,1 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ) correspond à l'absorption des photons par le CdS. Sur les figures

4-23-a) et 4-23-b), les pics obtenus entre  $x = 0,4 \mu\text{m}$  et  $x = 0,6 \mu\text{m}$  pour  $E$  comprise entre 1,55 eV et 2,54 eV correspondent à l'absorption des photons par le CuInSe<sub>2</sub> (zone de charge d'espace et base).

La représentation du profil du taux de génération en fonction de l'énergie de radiation et de l'épaisseur de la jonction (représentation en trois dimensions) est faite sur la figure 4-23-c). Le taux de génération présente trois pics modélisant l'absorption du ZnO ( $0 \mu\text{m} < x < 0,3 \mu\text{m}$ ) dans la gamme d'énergie comprise entre 3 eV et 4 eV, l'absorption du CdS ( $0,3 \mu\text{m} < x < 0,42 \mu\text{m}$ ) dans la gamme d'énergie comprise entre 2,5 eV et 3 eV et l'absorption du CuInSe<sub>2</sub> (base et région 2 de la zone de charge d'espace :  $0,42 \mu\text{m} < x < 1 \mu\text{m}$ ) dans la gamme d'énergie comprise entre 1,04 eV et 2,5 eV. Cependant l'absorption du substrat (CuInS<sub>2</sub> :  $x > 1,5 \mu\text{m}$ ) n'est pas visible car la base a un gap plus petit et absorbe la majorité des photons qui devaient être absorbés par le substrat.

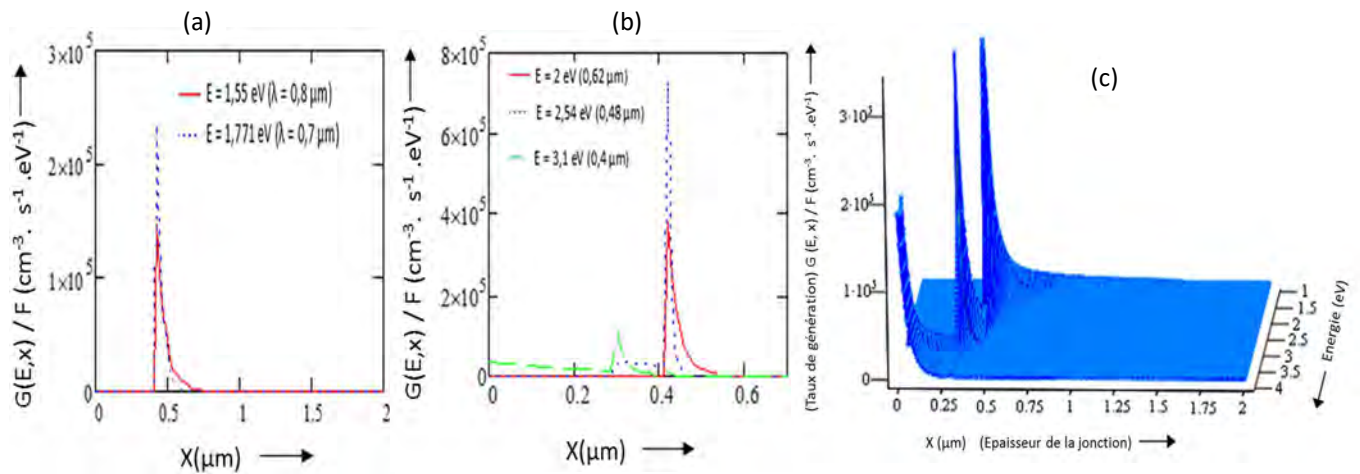


Figure 4-23. (a) et (b) : Evolution du profil du taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique

(c) : Evolution en trois dimensions du profil du taux de génération en fonction de l'énergie des photons et de la profondeur de la jonction

( $s_{p1} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1 = 0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1} = 0,3 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2} = 2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2} = 0,4 \mu\text{m}$ ;  $H_3 = 1 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n3} = 3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n4} = 2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4} = 1 \mu\text{m}$ ;  $W_1 = 0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2 = 0,08 \mu\text{m}$ ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$ ;  $H = 100 \mu\text{m}$ )

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

## II-2-1-b) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) sous éclairage monochromatique

Les profils des densités de trous et du photocourant de trous résultant dans les régions 1 et 2 (ZnO et CdS) sont identiques à ceux qui sont déjà représentés dans le paragraphe II-1-1-b (voir figures 4-19-a et 4-19-c).

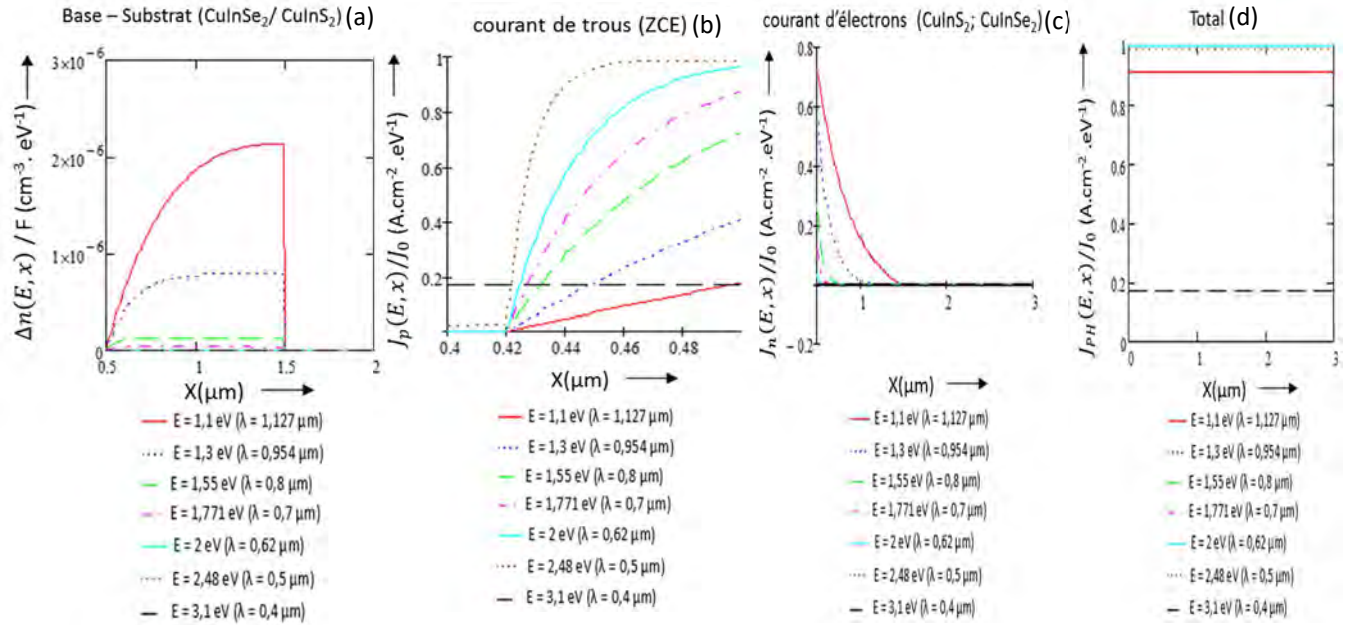


Figure 4-24. Evolution des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage monochromatique : (a) densité d'électrons dans la base et le substrat ( $\text{CuInSe}_2 - \text{CuInS}_2$ ) ; (b) photocourant d'électrons dans la base et le substrat ( $\text{CuInSe}_2 - \text{CuInS}_2$ ) ; (c) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace ( $\text{CdS-CuInSe}_2$ ) ; (d) photocourant total

$$(s_{p1} = 2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; H_1 = 0,3 \mu\text{m}; L_{p1} = 0,3 \mu\text{m}; s_{p2} = 2 \times 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; H_2 = 0,1 \mu\text{m}; L_{p2} = 0,4 \mu\text{m}; H_3 = 1 \mu\text{m}; s_{n3} = 2 \times 10^3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; L_{n3} = 3 \mu\text{m}; s_{n4} = 2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}; L_{n4} = 1 \mu\text{m}; W_1 = 0,02 \mu\text{m}; W_2 = 0,08 \mu\text{m}; W = 0,1 \mu\text{m}; H = 100 \mu\text{m})$$

$$\text{modèle } \text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$$

La figure 4-24-a) montre le profil des densités d'électrons en fonction de l'épaisseur dans la base ( $\text{CuInSe}_2$ ) et le substrat ( $\text{CuInS}_2$ ). La densité d'électrons est nulle dans le substrat ( $x > 1,5 \mu\text{m}$ ) pour les différents éclairages utilisés ( $1,1 \text{ eV} < E < 3,1 \text{ eV}$ ) ; il n'y a pas de génération de porteurs dans cette zone, les photons sont tous absorbés par le  $\text{CuInSe}_2$  (base). Dans la base ( $0,5 \mu\text{m} < x < 1,5 \mu\text{m}$ ), la densité d'électrons augmente lorsque l'énergie de radiation diminue, donc les photons ayant une basse énergie sont absorbés en volume. Pour les photons ayant une énergie appartenant dans la gamme  $1,1 \text{ eV} < E < 1,55 \text{ eV}$  absorbés largement par la base, la densité d'électrons augmente en fonction de l'épaisseur de la base. Cette croissance de la densité d'électrons en fonction de l'épaisseur de la base modélise la diffusion de ces porteurs uniquement vers la zone de charge d'espace ( $0,4 \mu\text{m} < x < 0,5 \mu\text{m}$ ) où ils seront collectés. Cette diffusion des électrons uniquement vers la zone de charge

d'espace et non vers l'interface montre que les pertes de porteurs par recombinaison sont très faibles au niveau de l'interface base-substrat. La vitesse de recombinaison à l'interface base-substrat est supposée faible ( $S_{n_3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Il y a une absence d'effet spike (appelée effet cliff) au niveau de cette interface et la faible barrière de potentiel entre la base et le substrat permet de confiner les porteurs dans la base.

La figure 4-24-b) montre le courant de trous en fonction de l'épaisseur dans la zone de charge d'espace pour différentes énergies de radiation. Les photons d'énergie  $1,1 \text{ eV} < E < 2,5 \text{ eV}$  absorbés par le  $\text{CuInSe}_2$  dans la zone de charge d'espace ( $0,42 \mu\text{m} \leq x \leq 0,5 \mu\text{m}$ ), engendrent un photocourant de trous qui augmente en fonction de l'épaisseur et de l'énergie des photons. Au-delà de  $2,5 \text{ eV}$  les photons commencent à être absorbés par les couches frontales ( $\text{ZnO}$  et  $\text{CdS}$ ), ce qui réduit le nombre qui atteint la zone de charge d'espace, faisant chuter ainsi le photocourant de trous dans cette zone. Par exemple pour  $E = 3,1 \text{ eV}$  ( $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ ) le photocourant de trous diminue largement et reste constant, cela signifie que les photons d'énergie  $E \geq 3,1 \text{ eV}$  n'atteignent pas la zone de charge d'espace et sont tous absorbés par les couches frontales ( $\text{ZnO}$  et  $\text{CdS}$ ) sur une épaisseur  $x \leq 0,4 \mu\text{m}$ .

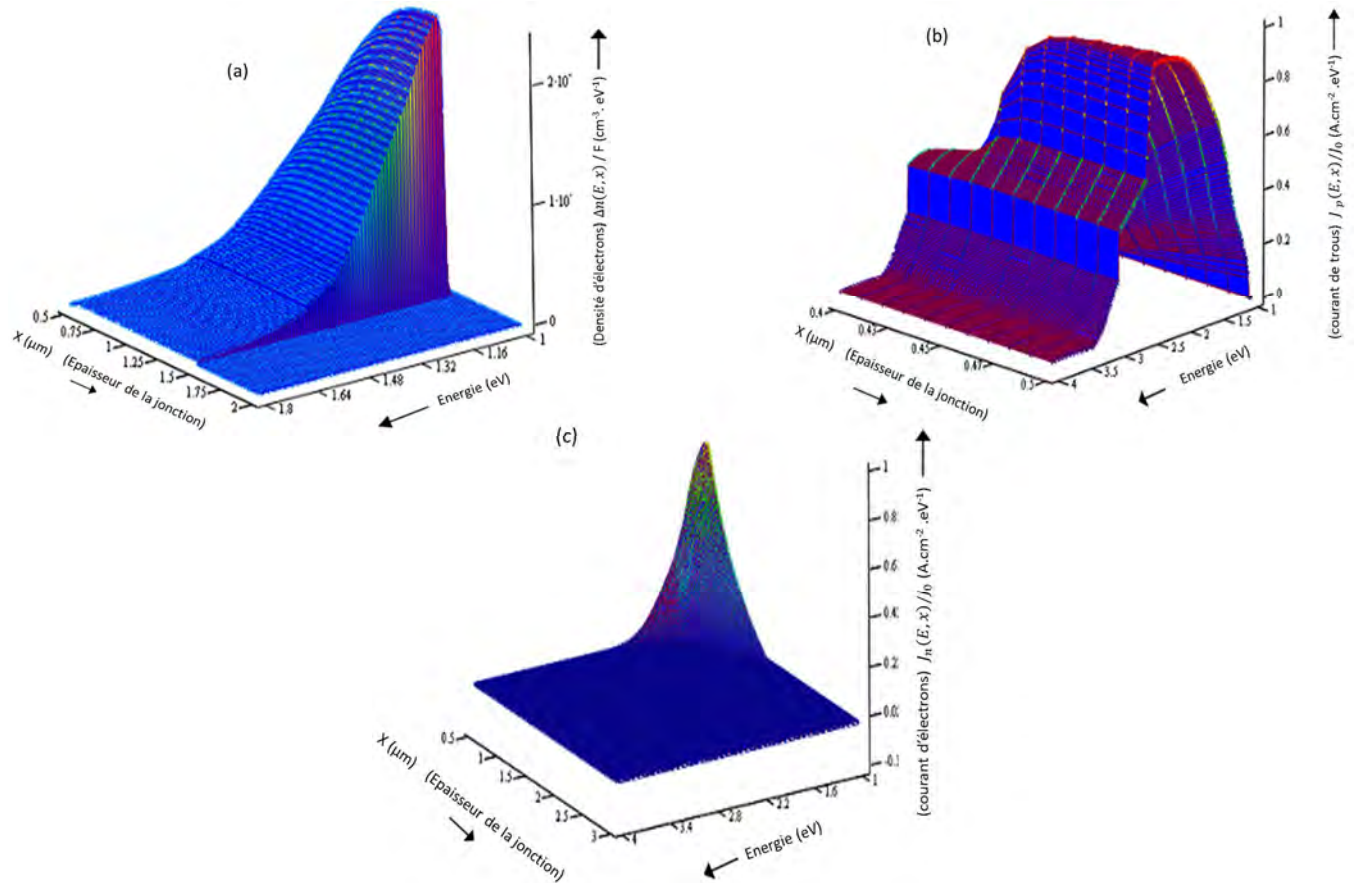
La figure 4-24-c) représente le courant d'électrons en fonction de l'épaisseur dans la base et le substrat ( $x > 0,5 \mu\text{m}$ ). Pour chaque énergie donnée, le courant d'électrons diminue en fonction de l'épaisseur de la base ( $0,5 \mu\text{m} < x < 1,5 \mu\text{m}$ ), modélisant ainsi la diffusion de ces porteurs uniquement vers la zone de charge d'espace ( $0,4 \mu\text{m} < x < 0,5 \mu\text{m}$ ) où ils seront collectés. Nous remarquons aussi que dans la base, une diminution de l'énergie augmente le photocourant d'électrons car seuls les photons de basse énergie ( $1,04 \text{ eV} < E < 1,55 \text{ eV}$ ) atteignent la zone arrière. Dans le substrat ( $x \geq 1,5 \mu\text{m}$ ) le courant d'électrons est nul car les photons ne sont pas absorbés par cette région au-delà de  $E = 1,57 \text{ eV}$  gap du  $\text{CuInS}_2$  (substrat), ils sont tous absorbés par la base et la zone de charge d'espace ( $\text{CuInSe}_2$  :  $0,42 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ). Cependant nous remarquons également qu'il n'y a pas de pertes de courant (pas de courant d'électrons négatif) autrement dit les électrons ne diffusent pas vers la surface arrière ( $S_{n_3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ).

### II-2-1-c) Représentation en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

Les paramètres étudiés sur les figures 4-24) sont représentés en trois dimensions sur les figures 4-25), on les représente en fonction de l'énergie des photons et de l'épaisseur de la structure.

La figure 4-25-a) représente en trois dimensions les densités d'électrons dans la zone arrière (CuInSe<sub>2</sub> et CuInS<sub>2</sub> : base et substrat)

Sur les figures 4-25-b) et 4-25-c) nous avons représenté en trois dimensions l'évolution de la densité de photocourant des photoporteurs respectivement dans la zone de charge d'espace (CdS/CuInSe<sub>2</sub>) et dans la zone arrière (CuInSe<sub>2</sub> et CuInS<sub>2</sub> : base et substrat).



**Figure 4-25. Evolution en trois dimensions des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de l'énergie des photons et de la profondeur de la jonction : (a) densité d'électrons dans la base et le substrat (CuInSe<sub>2</sub> – CuInS<sub>2</sub>) ; (b) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace (CdS-CuInSe<sub>2</sub>) ; (c) photocourant d'électrons dans la base et le substrat (CuInSe<sub>2</sub> – CuInS<sub>2</sub>)**

(  $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $H_1 = 0,3 \mu\text{m}$  ;  $L_{p1} = 0,3 \mu\text{m}$  ;  $s_{p2}=2 \times 10^5 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $H_2 = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $L_{p2} = 0,4 \mu\text{m}$  ;  $H_3 = 1 \mu\text{m}$  ;  $s_{n3}=2 \times 10^3 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $L_{n3} = 3 \mu\text{m}$  ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$  ;  $L_{n4} = 1 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 0,02 \mu\text{m}$  ;  $W_2 = 0,08 \mu\text{m}$  ;  $W = 0,1 \mu\text{m}$  ;  $H = 100 \mu\text{m}$  )

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

## II-2-2) Eclairage polychromatique sous les spectres solaires AM 0, AM 1, AM 1,5

### II-2-2-a) Profils du taux de génération et de la densité totale de photocourant dans la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5

Sur la figure 4-26-a) nous représentons le profil du taux de génération en fonction de l'épaisseur de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$  dans le cas d'un éclairage polychromatique (spectres AM 0, AM 1 et AM 1,5). Le taux de génération présente deux pics. Un faible pic est observé entre  $x = 0,3 \mu m$  et  $x = 0,42 \mu m$  modélisant une faible absorption des photons par le CdS. Un deuxième pic très élevé est observé entre  $x = 0,42 \mu m$  et  $x = 0,8 \mu m$ , il modélise l'absorption des photons par le  $CuInSe_2$ . La faible absorption des photons par le CdS est due au faible flux de photons incidents au-delà de 2,5 eV pour les différents spectres solaires (AM 0, AM 1 et AM 1,5). L'absorption du ZnO et celle du  $CuInS_2$  ne sont pas visibles, car pour le ZnO, il absorbe au-delà de 3,1 eV et dans cette gamme d'énergie ( $E > 3,1$  eV) le flux de photons incidents est trop faible pour les différents spectres solaires (voir figure 2-29). Pour l'absorption du  $CuInS_2$  les photons n'atteignent pas le substrat, ils sont tous absorbés par les couches antérieures au-delà de 1,57 eV (gap du  $CuInS_2$ ).

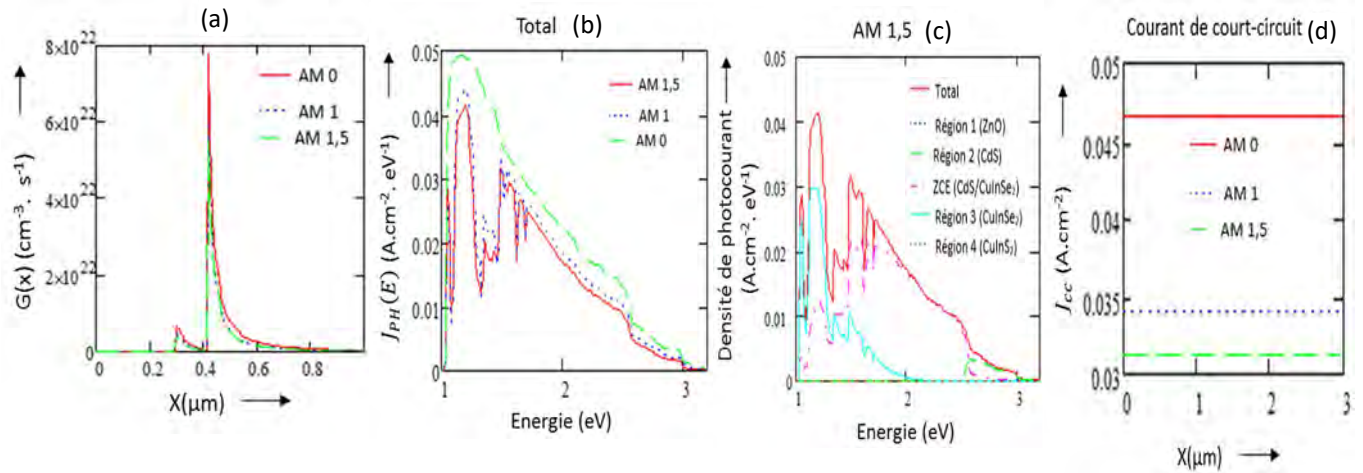


Figure 4-26. (a) Taux de génération en fonction de la profondeur de la jonction sous AM 0, AM 1, AM 1,5 ; (b) Densité de photocourant total en fonction de l'énergie des photons sous AM 0, AM 1, AM 1,5 ; (c) Densité de photocourant des différentes régions en fonction de l'énergie sous AM 1,5 ; (d) photocourant de court-circuit sous AM 0, AM 1, AM 1,5

( $s_{p1} = 2 \times 10^7 cm \cdot s^{-1}$ ;  $H_1 = 0,3 \mu m$ ;  $L_{p1} = 0,3 \mu m$ ;  $s_{p2} = 2 \times 10^5 cm \cdot s^{-1}$ ;  $H_2 = 0,1 \mu m$ ;  $L_{p2} = 0,4 \mu m$ ;  $H_3 = 1 \mu m$ ;  $s_{n3} = 2 \times 10^3 cm \cdot s^{-1}$ ;  $L_{n3} = 3 \mu m$ ;  $s_{n4} = 2 \times 10^7 cm \cdot s^{-1}$ ;  $L_{n4} = 1 \mu m$ ;  $W_1 = 0,02 \mu m$ ;  $W_2 = 0,08 \mu m$ ;  $W = 0,1 \mu m$ ;  $H = 100 \mu m$ )

modèle  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$

La figure 4-26-b) représente la densité de photocourant résultant en fonction de l'énergie pour les différents spectres solaires. La figure 4-26-c) illustre les contributions des

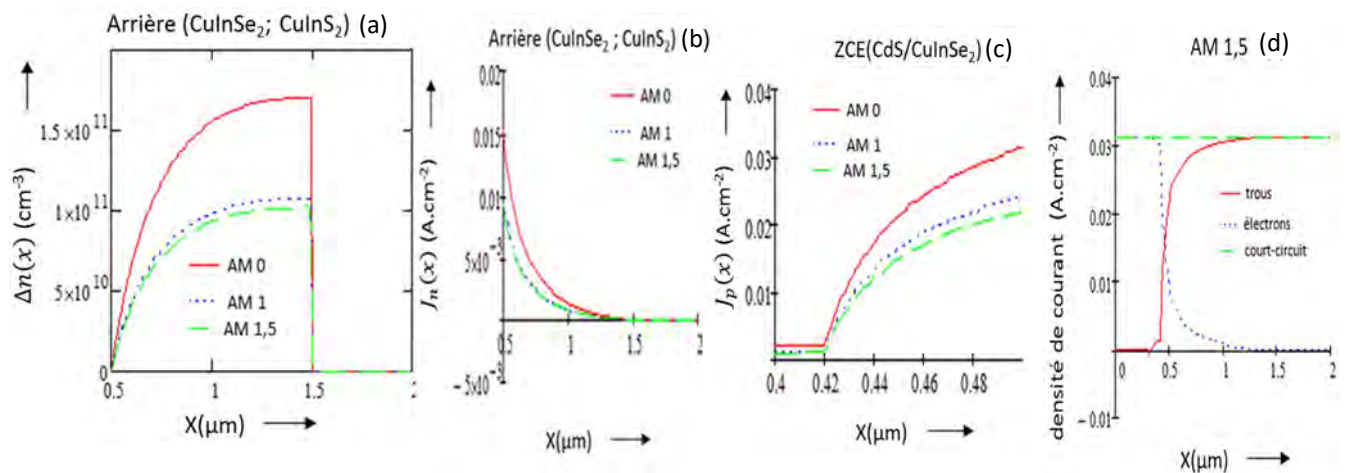
différentes régions de la structure sous le spectre AM 1,5. Le photocourant dépend essentiellement de la région 3 (base) et de la zone de charge d'espace c'est-à-dire de l'épaisseur du CuInSe<sub>2</sub>.

Le photocourant de court-circuit est illustré sur la figure 4-26-d) pour les différents spectres solaires (AM 0, AM 1, AM 1,5), les valeurs des photocourants de court-circuit sont supérieures à celles trouvées dans le cas du modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) et sont résumées dans le tableau 4-5.

| AM 0                   | AM 1                   | AM 1,5                 |
|------------------------|------------------------|------------------------|
| 47 mA.cm <sup>-2</sup> | 34 mA.cm <sup>-2</sup> | 31 mA.cm <sup>-2</sup> |

**Tableau 4-5. Photocourant théorique de court-circuit sous les différents spectres solaires**

## II-2-2-a) Profils des densités de porteurs minoritaires et du photocourant résultant dans la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) sous les spectres AM 0, AM 1, AM 1,5



**Figure 4-27. Evolution des profils de densités de porteurs minoritaires photogénérés et de photocourant résultant en fonction de la profondeur de la jonction sous éclairage polychromatique (AM 0, AM 1, et AM 1,5) : (a) densité d'électrons dans la base et le substrat (CuInSe<sub>2</sub> – CuInS<sub>2</sub>) ; (b) photocourant d'électrons dans la base et le substrat ( CuInSe<sub>2</sub> – CuInS<sub>2</sub>) ; (c) photocourant de trous dans la zone de charge d'espace (CdS-CuInSe<sub>2</sub>) ; (f) photocourant de trous, photocourant d'électrons et photocourant de court-circuit dans la structure sous AM 1,5**

(  $s_{p1}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_1=0,3 \mu\text{m}$ ;  $L_{p1}=0,3 \mu\text{m}$ ;  $s_{p2}=2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $H_2=0,1 \mu\text{m}$ ;  $L_{p2}=0,4 \mu\text{m}$ ;  $H_3=1 \mu\text{m}$ ;  $s_{n3}=2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n3}=3 \mu\text{m}$ ;  $s_{n4}=2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ;  $L_{n4}=1 \mu\text{m}$ ;  $W_1=0,02 \mu\text{m}$ ;  $W_2=0,08 \mu\text{m}$ ;  $W=0,1 \mu\text{m}$ ;  $H=100 \mu\text{m}$ )

modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

La figure 4-27-a) représente la densité d'électrons en fonction de l'épaisseur dans la zone arrière (base et substrat) dans le cas d'un éclairage polychromatique (spectres solaires

AM 0, AM 1 et AM 1,5). Comme on l'a constaté dans le cas des éclairagements monochromatiques, dans la base ( $0,5 \mu\text{m} \leq x \leq 1,5 \mu\text{m}$ ), la densité d'électrons décroît vers la zone de charge d'espace ( $0,4 \mu\text{m} \leq x \leq 0,5 \mu\text{m}$ ) où ils diffusent avant d'être collectés. L'augmentation de la densité d'électrons vers l'interface base – substrat ( $x = 1,5 \mu\text{m}$ ) est due à la faible vitesse de recombinaison à l'interface ( $S_{n_3} = 2 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et au confinement des électrons dans la base à cause de la faible barrière de potentiel qui existe entre la base et le substrat. La densité d'électrons dans le substrat ( $x \geq 0,5 \mu\text{m}$ ) est nulle car les photons ne sont pas absorbés par cette région (voir profil du taux de génération).

La figure 4-27-b) montre le courant d'électrons dans la base et le substrat. Dans la base comme on l'a également illustré dans le cas des éclairagements monochromatiques, le courant d'électrons augmente au voisinage de la zone de charge d'espace. Cette augmentation résulte de la diffusion des électrons uniquement vers cette zone de collecte. Dans le substrat le courant d'électrons est nul car les photons n'y accèdent pas et la faible barrière de potentiel entre la base et le substrat bloque la diffusion des électrons de la base vers le substrat. La figure 4-26-c) montre le photocourant de trous dans la zone de charge d'espace, elle est déjà traitée. Sur la figure 4-27-d) nous avons représenté dans un même graphe, les photocourants d'électrons, de trous et le photocourant de court-circuit résultant en fonction de l'épaisseur de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  pour un spectre solaire AM 1,5.

### III. Etude des caractéristiques courant-tension appliquée aux modèles ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) et ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

Dans cette partie nous appliquons les résultats établis au paragraphe III du chapitre II pour tracer la caractéristique courant-tension notée  $J(V)$  ( $J$  est le courant fourni par la photopile et  $V$  la tension à ses bornes) et déterminer théoriquement les paramètres électriques caractéristiques de nos photopiles dans le cas d'une hétérojonction : ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) et ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>). Ces résultats sont comparés à ceux publiés dans la littérature.

Le tableau 4-6 suivant regroupe les données utilisées pour la détermination des différents paramètres.

| Matériau            | $N_v (cm^{-3})$   | $N_c (cm^{-3})$   | $E_g (eV)$ | $\chi (eV)$ | $\tau_n, \tau_p (s)$ | $\epsilon$            | $N_d, N_a (cm^{-3})$ |
|---------------------|-------------------|-------------------|------------|-------------|----------------------|-----------------------|----------------------|
| CdS                 | $5 \cdot 10^{19}$ | $1 \cdot 10^{19}$ | 2,35       | 4,4         | $10^{-8}$            | $10 \cdot \epsilon_0$ | $7,6 \cdot 10^{17}$  |
| CuInS <sub>2</sub>  | $2 \cdot 10^{19}$ | $5 \cdot 10^{18}$ | 1,57       | 4,04        | $10^{-8}$            | $15 \cdot \epsilon_0$ | $1,9 \cdot 10^{17}$  |
| CuInSe <sub>2</sub> | $2 \cdot 10^{19}$ | $5 \cdot 10^{18}$ | 1,04       | 4,58        | $10^{-8}$            | $15 \cdot \epsilon_0$ | $1,9 \cdot 10^{17}$  |

**Tableau 4-6. Données utilisées**

#### Résultats :

A partir des données du tableau 4-6, nous pouvons déterminer le courant de saturation ( $J_0$ ), la tension de diffusion ( $V_d$ ), les épaisseurs des régions n et p de la zone de charge d'espace ( $W_n$  et  $W_p$ ), et les densités de porteurs intrinsèques ( $n_{in}$  et  $n_{ip}$ ). Pour ce qui est du facteur d'idéalité ( $\eta$ ) nous considérons certaines valeurs tirées de la littérature. Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4-7 suivant.

| Jonction                    | $J_0 (mA \cdot cm^{-2})$ | $V_d (V)$ | $W_n (\mu m)$ | $W_p (\mu m)$ | $W (\mu m)$ | $n_{in} - n_{ip} (cm^{-3})$                 | $\eta$    |
|-----------------------------|--------------------------|-----------|---------------|---------------|-------------|---------------------------------------------|-----------|
| CdS/<br>CuInS <sub>2</sub>  | $4,117 \cdot 10^{-8}$    | 1,023     | 0,02015       | 0,08058       | 0,1007      | $4,011 \cdot 10^{-1} - 6,424 \cdot 10^5$    | 1,5 [66]  |
| CdS/<br>CuInSe <sub>2</sub> | $1,169 \cdot 10^{-3}$    | 1,033     | 0,02024       | 0,08097       | 0,1012      | $4,011 \cdot 10^{-1} - 1,825 \cdot 10^{10}$ | 2 [67,68] |

**Tableau 4-7. Résultats obtenus**

$$K = 1,38 \cdot 10^{-23} J.K^{-1} ; \epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} F.m^{-1} ;$$

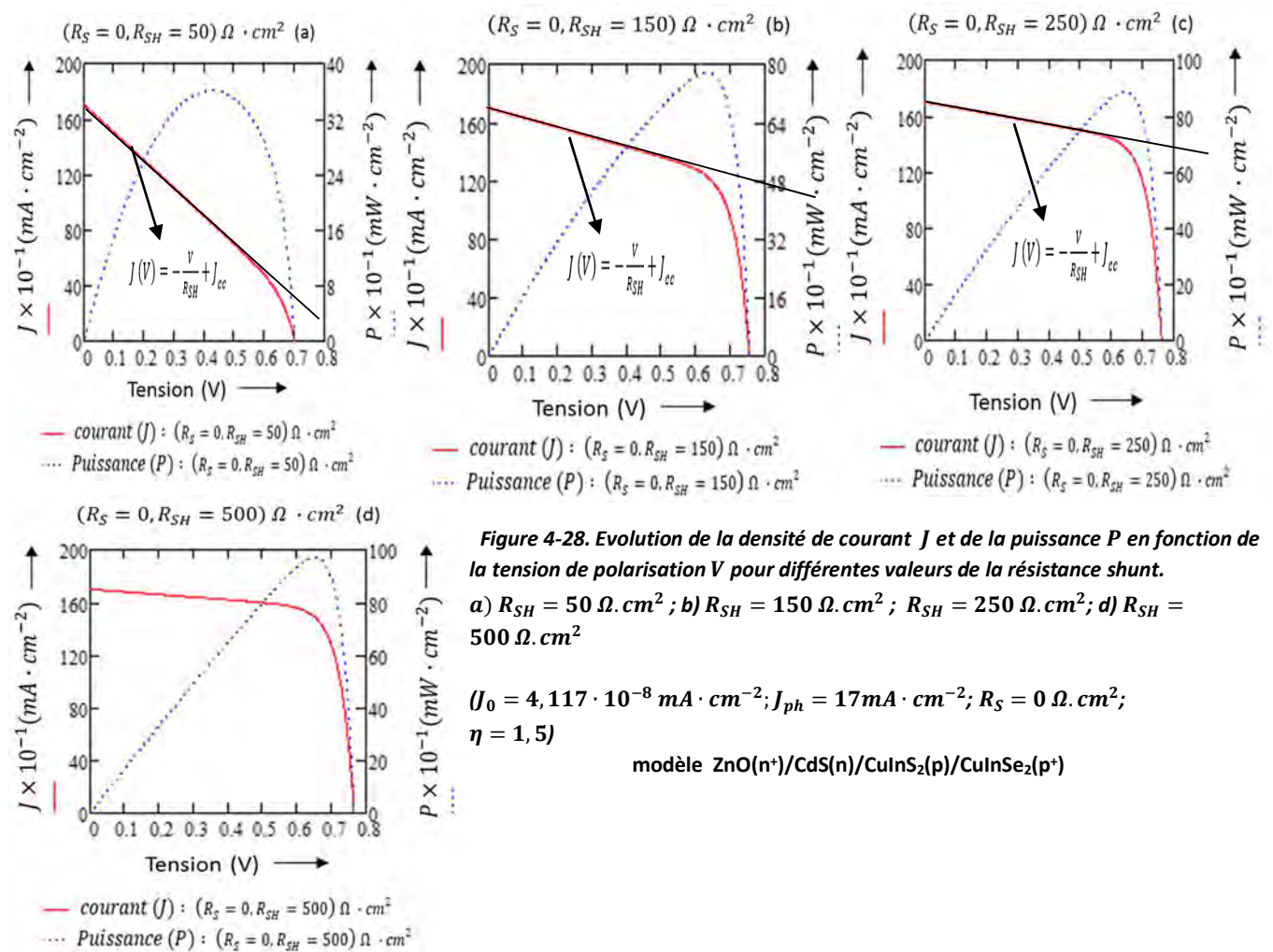
$$q = e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} ; T = 300 \text{ K} ; P_{\text{solaire}} = 83,4 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ (AM 1,5) [63]}$$

$$(P_{\text{solaire}} = 135,3 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ (AM 0)}; P_{\text{solaire}} = 93,1 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ (AM 1) [63]})$$

Nous remarquons que les valeurs du courant de saturation trouvées pour les deux modèles sont du même ordre de grandeur de celles qui sont publiées dans la littérature [11].

### III-1) Cas du modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

#### III-1-1) Effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)



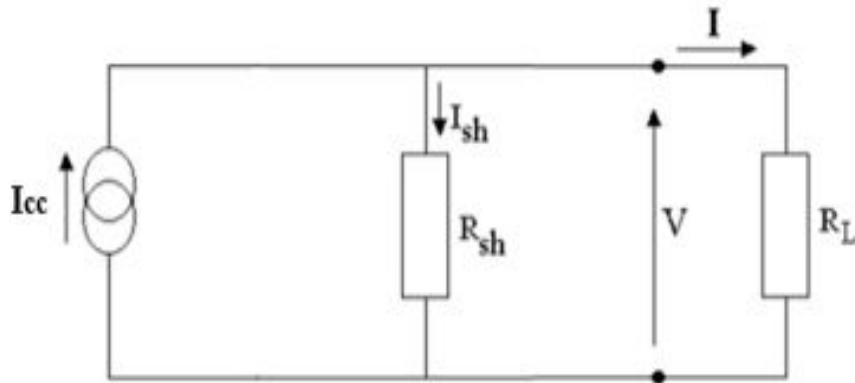
Sur les figures 4-28) nous étudions l'influence de la résistance shunt sur la caractéristique  $J(V)$  de la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>). Nous avons choisi des valeurs de la résistance shunt  $R_{SH}$  variant de  $50 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $500 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . La résistance série est fixée à  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Sur chaque graphe nous étudions l'évolution de la densité de courant  $J$  et de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$ .

Nous constatons que l'influence de la résistance shunt peut être facilement perçue sur la caractéristique  $J(V)$  de la photopile par la présence d'une pente au voisinage du courant de court-circuit  $J_{cc}$ . Cette pente est d'autant plus élevée que la résistance shunt est faible (figures 4-28-a et 4-28-b). Elle a pour valeur  $-\frac{1}{R_{SH}}$  et décrit une droite linéaire d'équation :

$$J(V) = -\frac{V}{R_{SH}} + J_{cc} \quad (4-3)$$

Avec  $J_{cc} = 17 \text{ mA.cm}^{-2}$  sous AM 1,5 dans le cas du modèle ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>).

Dans cette partie linéaire la photopile peut être assimilée à une source de courant d'intensité  $J_{cc}$  dont le schéma électrique équivalent est représenté sur la figure suivante :



**Figure 4-29. Schéma électrique équivalent de la photopile en présence d'une faible résistance shunt**

Les figures 4-30-a) et 4-30-b) représentent respectivement l'évolution de la densité de courant et de la puissance de la photopile en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance shunt comprises entre  $5 \Omega.cm^2$  et  $500 \Omega.cm^2$ , la résistance série est toujours fixée à  $0 \Omega.cm^2$ .

Sur la figure 4-30-a) nous constatons que le courant de court-circuit  $J_{cc}$  est indépendant de la résistance Shunt lorsque la résistance série est nulle. La tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  correspondant à la tension qu'il faut appliquer pour annuler le courant, dépend de la résistance shunt. Dans le cas de faible résistance shunt modélisant un fort courant de fuite dans la photopile, une faible tension de polarisation suffit pour annuler le courant délivré par la photopile. Pour le cas de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) considérée, nous remarquons que pour des valeurs de la résistance shunt comprises entre  $5 \Omega.cm^2$  et  $30 \Omega.cm^2$  la tension de circuit-ouvert varie entre 0,09 volt et 0,5 volt, et la caractéristique  $J(V)$

présente un profil linéaire décrit par l'équation (4-3). La photopile peut être considérée dans ce cas comme une source de courant dont le schéma équivalent est représenté sur la figure 4-29). Pour des valeurs de la résistance shunt supérieures à  $250 \Omega \cdot \text{cm}^2$  la tension de circuit-ouvert est environ égale à 0,76 volt et la caractéristique  $J(V)$  ne présente plus un profil linéaire, la photopile retrouve son équation caractéristique donnée par la relation:

$$J = J_{ph} - J_0 \left( e^{\frac{e(V+R_S J)}{\eta K T}} - 1 \right) - \frac{V+R_S J}{R_{sh}} \quad (4-4)$$

Le schéma électrique équivalent correspondant est représenté sur la figure 4-31).

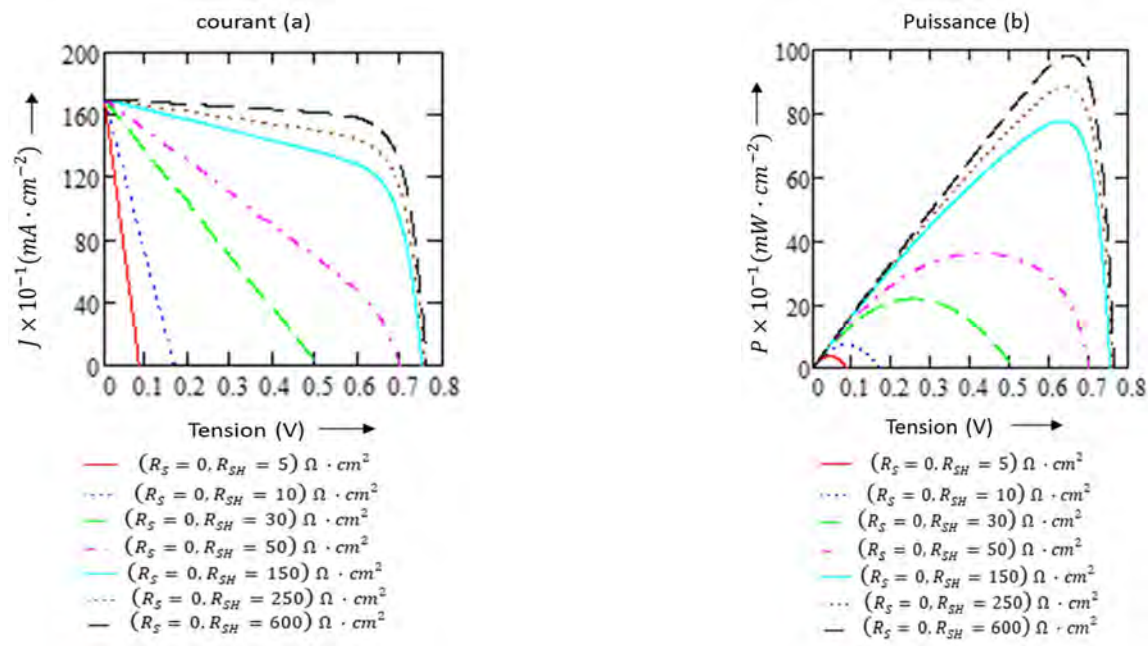


Figure 4-30. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $R_{SH} = 5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $R_{SH} = 5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

( $J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ;  $\eta = 1,5$ )

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

La figure 4-30-b) montre l'évolution de la puissance que peut fournir la photopile en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance shunt. Nous remarquons que la puissance augmente avec la résistance shunt. Pour des faibles valeurs de la résistance shunt comprises entre  $5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $50 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , elle ne dépasse pas  $4 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Pour celles qui sont comprises entre  $50 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $500 \Omega \cdot \text{cm}^2$  la puissance maximale de la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  est comprise entre  $4 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  et  $10 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

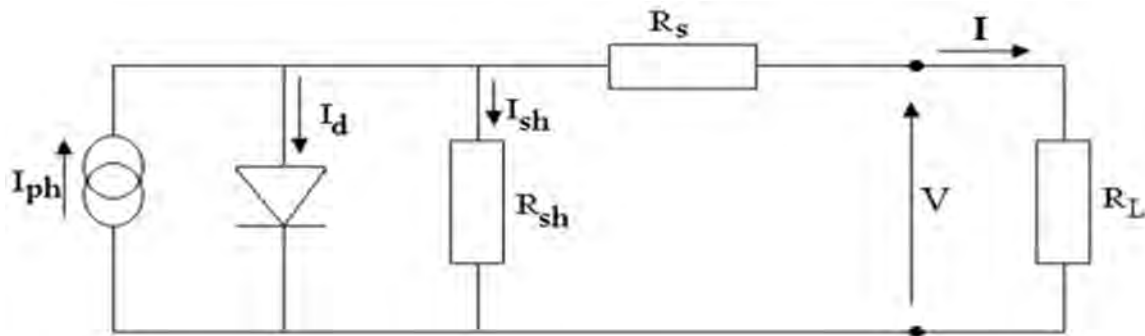


Figure 4-31. Schéma électrique équivalent de la photopile réelle

### III-1-2) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$

Sur les figures 4-32-a) et 4-32-b) nous représentons la densité de courant en fonction de la tension de polarisation et de la résistance shunt, nous considérons toujours la résistance série nulle ( $J(V, R_{SH}, R_S = 0)$ ). C'est une représentation en trois dimensions de l'étude faite sur la figure 4-30-a). Sur la figure 4-32-a) nous avons considéré de faibles valeurs de la résistance shunt qui varient entre  $1 \Omega \cdot cm^2$  et  $100 \Omega \cdot cm^2$ , et sur la figure 4-32-b) nous avons considéré des valeurs plus élevées qui varient de  $100 \Omega \cdot cm^2$  à  $600 \Omega \cdot cm^2$ . Nous remarquons que les figures 4-32-a) et 4-32-b) présentent des profils différents montrant l'influence des résistances shunt sur le comportement de la caractéristique courant – tension de la photopile.

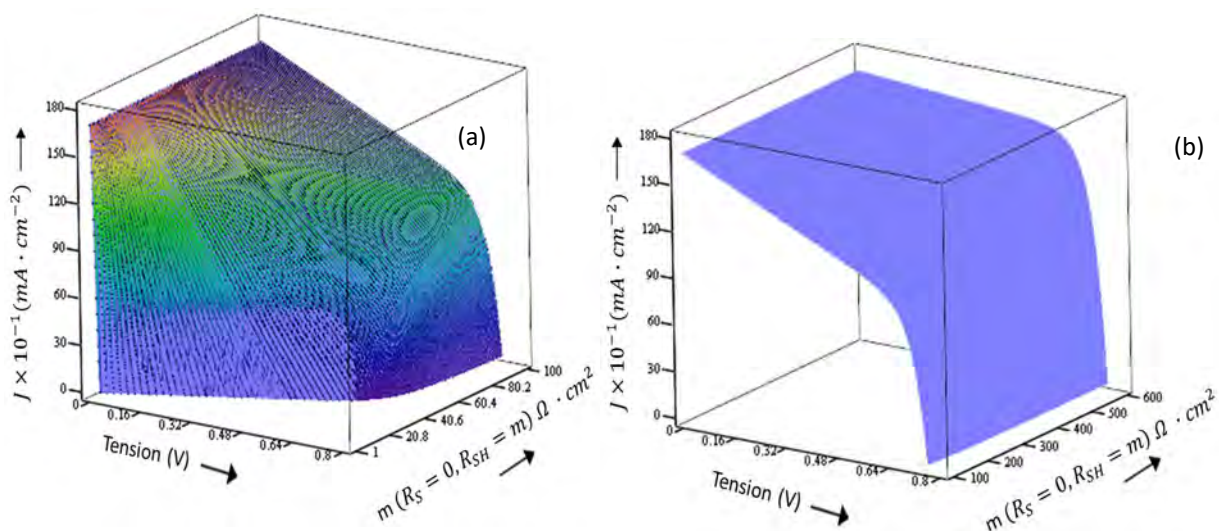


Figure 4-32. Evolution en trois dimensions de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance shunt  $R_{SH}$  : (a) cas de faibles valeurs de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 1 \Omega \cdot cm^2$  à  $100 \Omega \cdot cm^2$ ) et (b) cas de valeurs élevées de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 100 \Omega \cdot cm^2$  à  $600 \Omega \cdot cm^2$ )

$$(J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_s = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 1,5)$$

$$\text{modèle } ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$$

Sur les figures 4-33) nous représentons l'évolution de la puissance de la photopile en fonction de la tension de polarisation et de la résistance shunt  $P(V, R_{SH}, R_S = 0)$ , c'est une représentation en trois dimensions de l'étude faite sur la figure 4-30-b).

La figure 4-33-a) représente le comportement de la puissance pour de faibles valeurs de la résistance shunt comprises entre  $1 \Omega \cdot cm^2$  et  $100 \Omega \cdot cm^2$  et la figure 4-33-b) représente son comportement pour celles comprises entre  $100 \Omega \cdot cm^2$  et  $600 \Omega \cdot cm^2$ . Nous remarquons également que le comportement de la puissance dépend du courant de fuite, son profil pour de faibles valeurs de la résistance shunt ( $1 \Omega \cdot cm^2 < R_{SH} < 100 \Omega \cdot cm^2$ ) diffère largement de son profil pour des valeurs plus élevées ( $100 \Omega \cdot cm^2 < R_{SH} < 600 \Omega \cdot cm^2$ ).

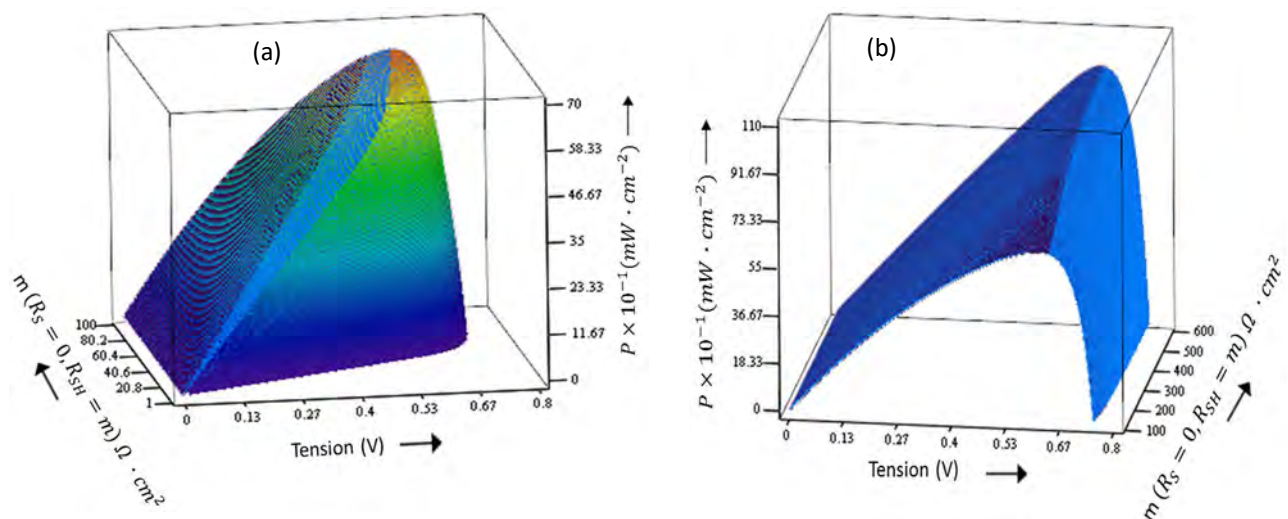


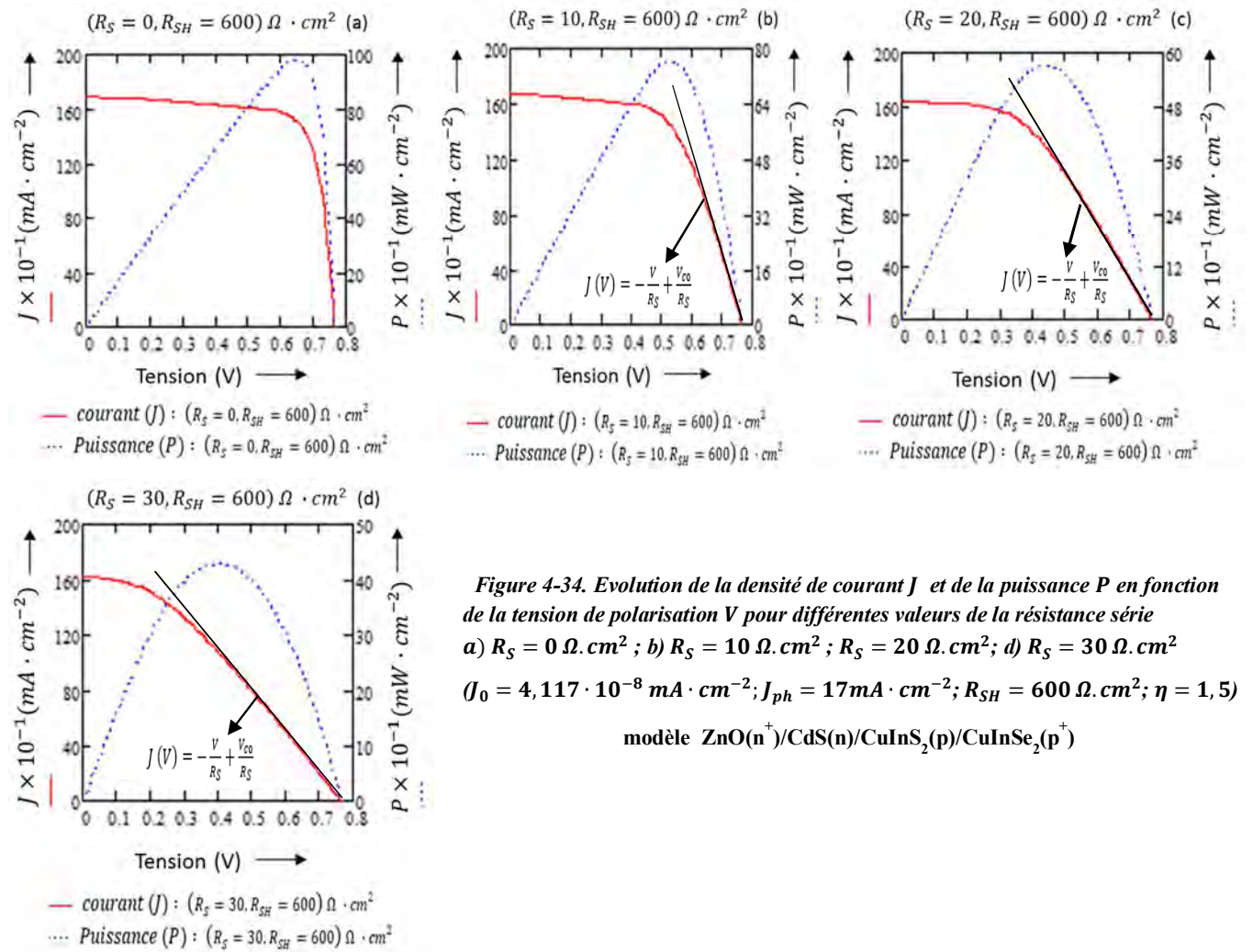
Figure 4-33. Evolution en trois dimensions de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance shunt  $R_{SH}$  : (a) cas de faibles valeurs de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 1 \Omega \cdot cm^2$  à  $100 \Omega \cdot cm^2$ ) et (b) cas de valeurs élevées de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 100 \Omega \cdot cm^2$  à  $600 \Omega \cdot cm^2$ )

( $J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} mA \cdot cm^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 mA \cdot cm^{-2}$ ;  $R_S = 0 \Omega \cdot cm^2$ ;  $\eta = 1,5$ )

modèle  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$

### III-1-3) Effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$

L'effet de la résistance série est mis en évidence sur les figures 4-34). Nous étudions l'évolution de la densité de courant  $J$  et de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance série  $R_S$  comprises entre  $0 \Omega \cdot cm^2$  et  $30 \Omega \cdot cm^2$ . La résistance shunt  $R_{SH}$  est fixée à  $600 \Omega \cdot cm^2$ .



L'effet de la résistance série peut être perçu facilement sur la caractéristique  $J(V)$  par l'apparition d'une pente au voisinage de la tension de circuit-ouvert  $V_{CO}$  de valeur  $-\frac{1}{R_S}$  (figures 4-34-b, 4-34-c et 4-34-d), elle décrit une droite linéaire d'équation :

$$J(V) = -\frac{V}{R_S} + \frac{V_{CO}}{R_S} \quad (4-5)$$

$V_{CO}$  est de l'ordre de 0,76 volt dans le cas de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .

Dans cette partie linéaire décrite par l'équation (4-5), la photopile peut être assimilée à un générateur de tension dont le schéma électrique équivalent est représenté sur la figure 4-35).

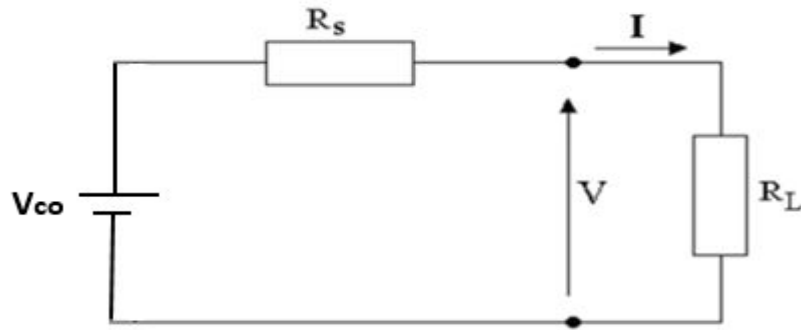


Figure 4-35. Schéma électrique équivalent de la photopile en présence d'une résistance série élevée

Sur les figures 4-36 nous représentons l'évolution de la densité de courant  $J$  (figure 4-36-a) et de la puissance  $P$  (figure 4-36-b) en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance série comprises entre  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . La résistance shunt est fixée à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

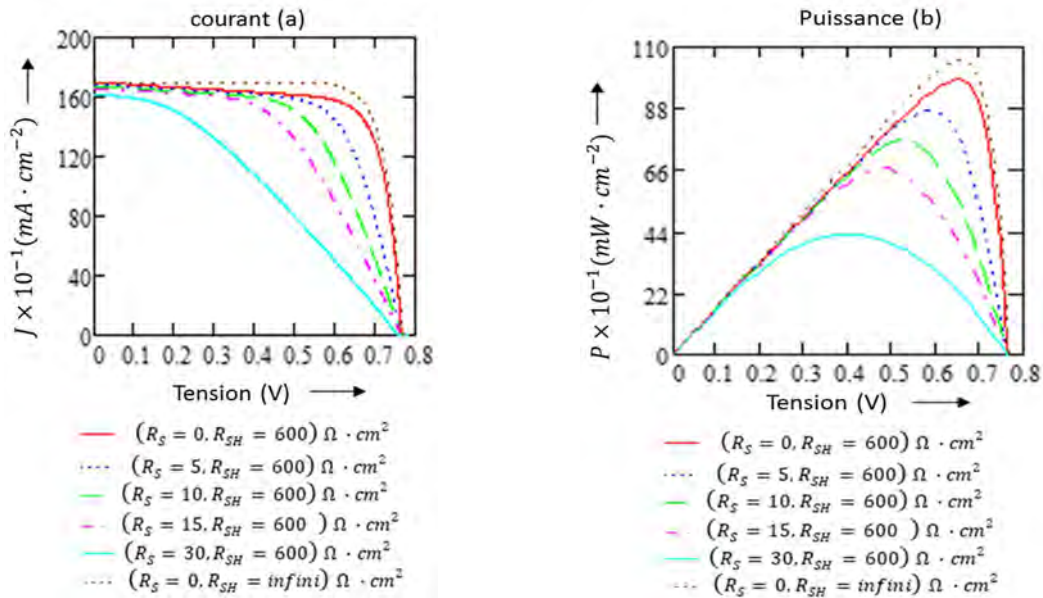


Figure 4-36. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance série ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance série ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

( $J_0 = 4, 117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ;  $\eta = 1, 5$ )

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

Sur la figure 4-36-a) nous constatons que la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  est indépendante de la résistance série. Une légère diminution du courant de court-circuit  $J_{cc}$  est observée pour des valeurs élevées de  $R_S$  (pour  $R_S = 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ,  $J_{cc}$  passe de  $17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$  à  $16 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ). Egalement nous remarquons qu'une augmentation de la pente  $\frac{1}{R_S}$  améliore les performances de la photopile.

Sur la figure 4-36-b) nous représentons l'évolution de la puissance, elle est d'autant plus grande que la résistance série est faible. La puissance maximale idéale ( $(R_S = 0 \text{ et } R_{SH} = \infty) \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) de la structure  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  est légèrement inférieure à  $11 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Pour des valeurs de la résistance série comprises entre  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , et  $R_{SH} > 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$  la puissance maximale varie entre  $4,4 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  et  $11 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

### III-1-4) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

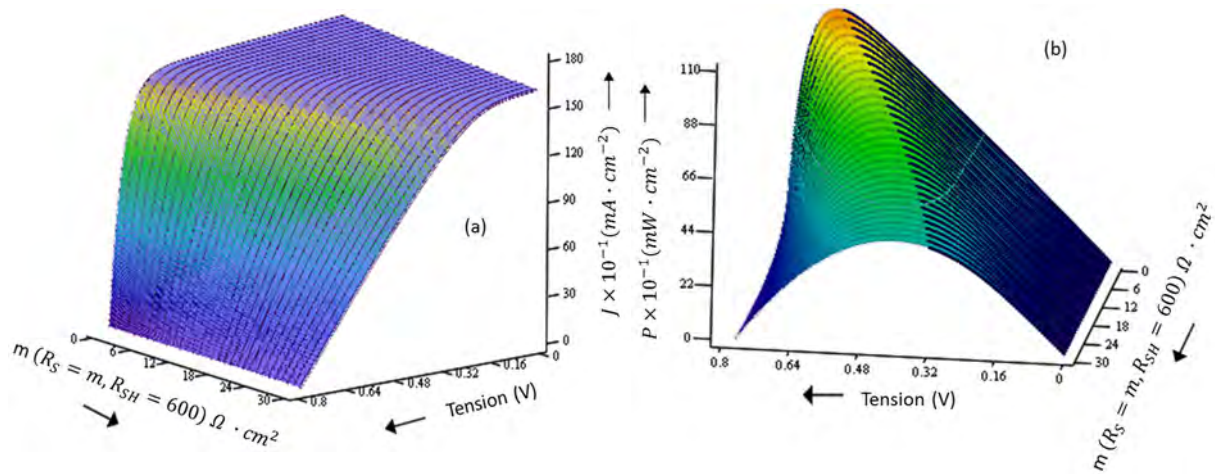


Figure 4-37. (a) Evolution en trois dimensions de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution en trois dimensions de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

$$(J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 1,5)$$

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

La figure 4-37-a) illustre en trois dimensions l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension de polarisation et de la résistance série  $J(V, R_S, R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2)$ . Nous remarquons que le comportement de la densité de courant pour les différentes valeurs de  $R_S$  ( $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) est analogue. Ce qui s'explique par le fait que la résistance série n'influe pas sur la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  et affecte faiblement le courant de court-circuit  $J_{cc}$  pour les valeurs de  $R_S$  comprises entre  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$  avec  $R_{SH}$  fixée à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$  dans le cas de la structure considérée  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ .

La figure 4-37-b) représente en trois dimensions le profil de la puissance que peut fournir la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  en fonction de la tension de polarisation et de la résistance série  $P(V, R_S, R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2)$ .

Nous remarquons également que les profils de la puissance sont analogues sur l'ensemble des valeurs de  $R_S$  considérées (de  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) contrairement à l'influence de la résistance shunt où le comportement de la puissance diffère entre les faibles valeurs de  $R_{SH}$  et ses valeurs élevées (voir figures 4-32 et 4-33).

### III-1-5) Evolution de certains paramètres de la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) en fonction des résistances parasites

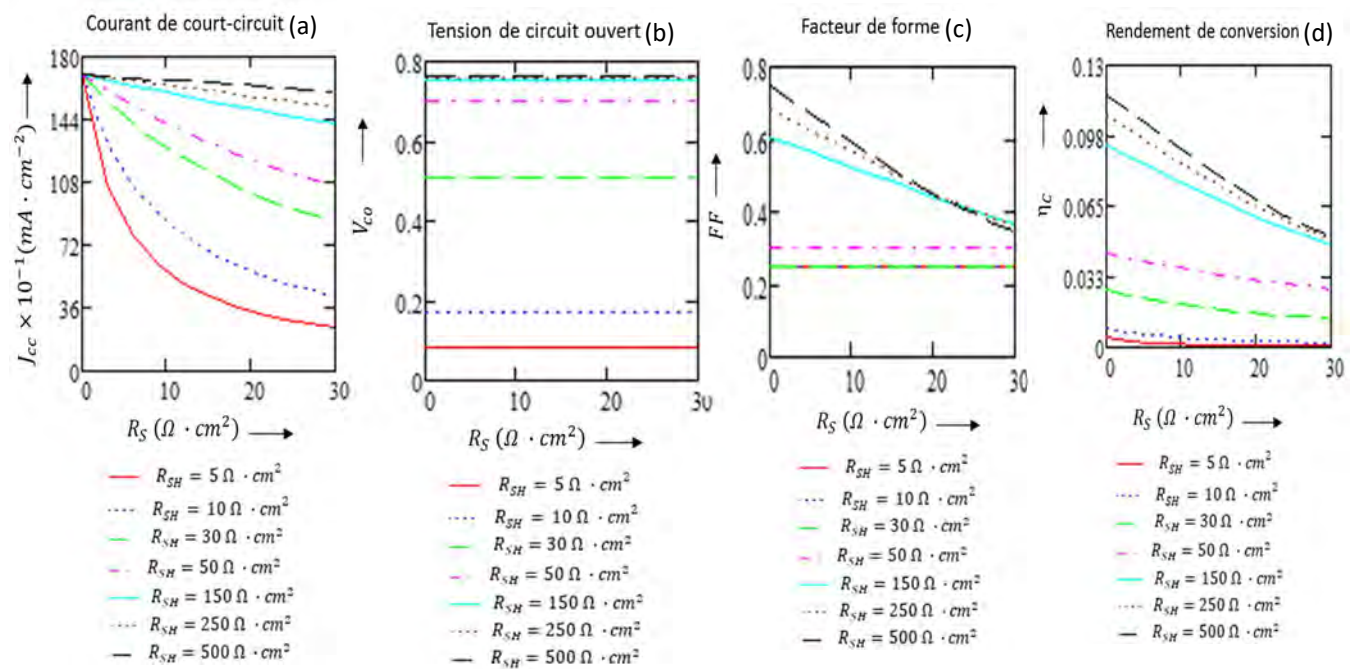


Figure 4-38. Evolution de quelques paramètres de la photopile en fonction de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) pour différentes valeurs de la résistance shunt  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $500 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

a) Densité du courant de court – circuit ; b) Tension de circuit – ouvert ; c) Facteur de forme ; d) Rendement de conversion en puissance électrique

$$(J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; \eta = 1,5)$$

$$\text{modèle ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInS}_2\text{(p)/CuInSe}_2\text{(p}^+ \text{)}$$

Sur les figures 4-38) nous étudions l'évolution de la densité du courant de court-circuit, de la tension de circuit-ouvert, du facteur de forme et du rendement de conversion en puissance électrique en fonction de la résistance série ( $0 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_S < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $5 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 500 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) dans le cas de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>).

La figure 4-38-a) représente l'évolution de la densité du courant de court-circuit en fonction de la résistance série pour différentes valeurs de la résistance shunt. Nous remarquons que pour  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , le courant de court-circuit  $J_{cc}$  est indépendant de la

résistance shunt, il reste égal à  $17 \text{ mA.cm}^{-2}$ . Pour  $R_S$  différente de  $0 \Omega.cm^2$ , il diminue lorsque  $R_{SH}$  diminue. Nous notons également que  $J_{cc}$  diminue en fonction de la résistance série pour chaque valeur fixée de  $R_{SH}$ . Cette diminution est faible lorsque  $R_{SH} > 250 \Omega.cm^2$  où  $J_{cc}$  varie entre  $17 \text{ mA.cm}^{-2}$  et  $16 \text{ mA.cm}^{-2}$  pour  $0 \Omega.cm^2 < R_S < 30 \Omega.cm^2$ .

La figure 4-38-b) montre l'évolution de la tension de circuit-ouvert, elle est indépendante de la résistance série, elle dépend uniquement de la résistance shunt et augmente avec cette dernière. Pour des valeurs de  $R_{SH} > 150 \Omega.cm^2$ , nous remarquons qu'elle devient indépendante des résistances parasites et est de l'ordre de 0,76 volt.

La figure 4-38-c) étudie l'évolution du facteur de forme, nous remarquons qu'il est indépendant des résistances parasites lorsque  $R_{SH} < 30 \Omega.cm^2$  et est de l'ordre de 0,25. Pour des valeurs de  $R_{SH} > 50 \Omega.cm^2$  il diminue en fonction de la résistance série. Il est de l'ordre de 0,76 lorsque  $R_S = 0 \Omega.cm^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega.cm^2$ .

La figure 4-38-d) montre l'évolution du rendement de conversion en puissance électrique en fonction de la résistance série ( $0 \Omega.cm^2 < R_S < 30 \Omega.cm^2$ ) pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $5 \Omega.cm^2 < R_{SH} < 500 \Omega.cm^2$ ). Nous remarquons que le rendement de conversion en puissance électrique de la photopile diminue en fonction de la résistance série pour chaque valeur de la résistance shunt fixée. Dans le cas de la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ , ce rendement est inférieur à 5% pour  $R_{SH} < 50 \Omega.cm^2$ , il est de l'ordre de 12% pour  $R_S = 0 \Omega.cm^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega.cm^2$ . Il varie entre 6% et 12% pour  $150 \Omega.cm^2 < R_{SH} < 500 \Omega.cm^2$ .

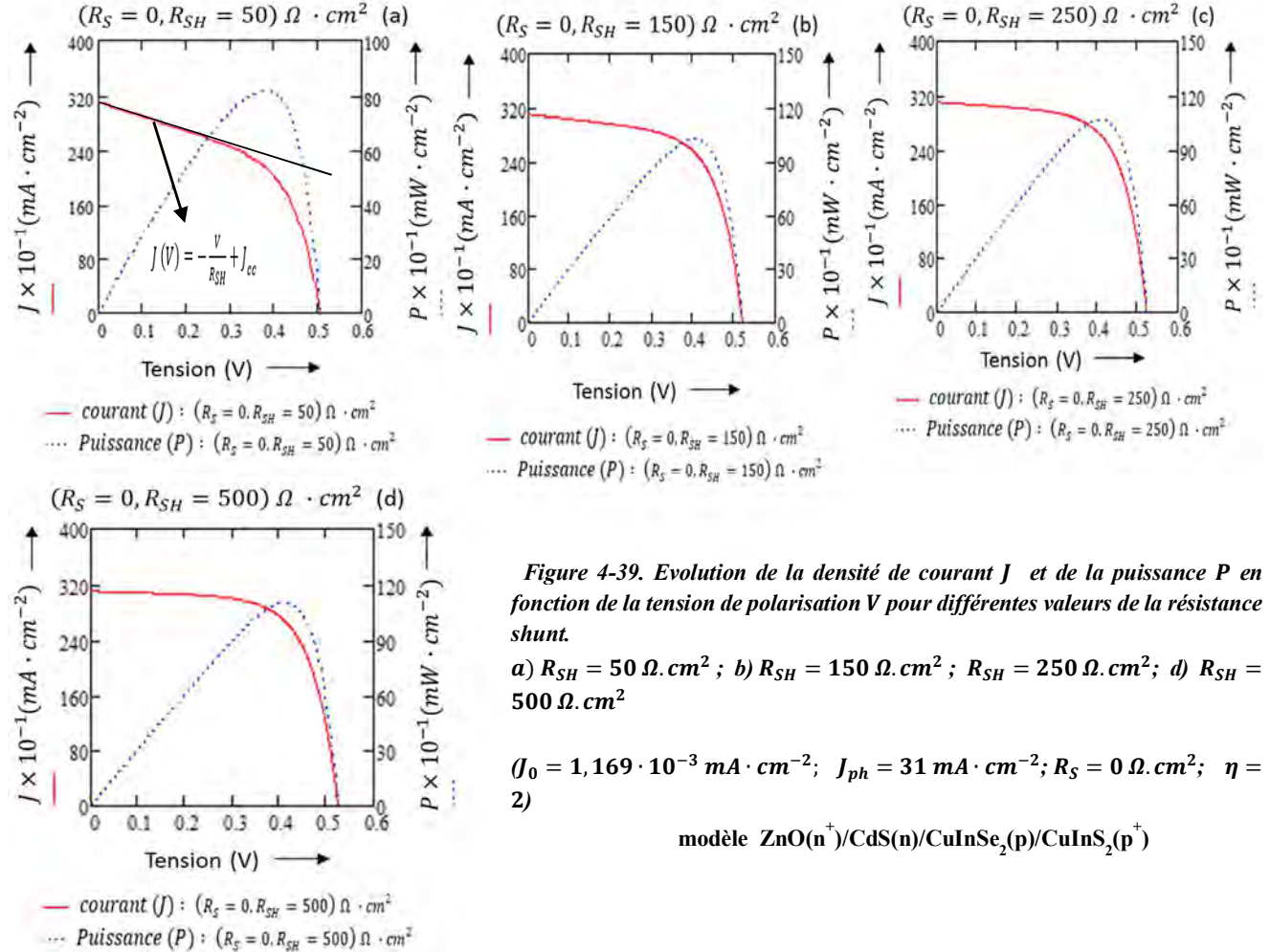
### III-2) Cas du modèle $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

#### III-2-1) Effet de la résistance shunt sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

Sur les figures 4-39) nous étudions l'influence de la résistance shunt sur la caractéristique  $J(V)$  de la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ . Nous avons choisi des valeurs de la résistance shunt  $R_{SH}$  comprises entre  $50 \Omega.cm^2$  et  $500 \Omega.cm^2$ . La résistance série est fixée à  $0 \Omega.cm^2$ . Sur chaque graphe nous étudions l'évolution de la densité de courant  $J$  et de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$ .

Nous remarquons que d'abord pour ce modèle ( $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ ) le courant de court-circuit  $J_{cc}$  est plus élevé et la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  plus faible par rapport au cas précédent ( $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$ ). Ce constat est tout à fait

normal car le courant de court-circuit augmente avec la diminution du gap du matériau. Pour la tension de circuit-ouvert, elle diminue avec la diminution du gap. Le CuInSe<sub>2</sub> a un gap plus petit que le CuInS<sub>2</sub>.



Comme on l'a illustré avec le premier modèle, l'effet de la résistance shunt sur la caractéristique  $J(V)$  est visible au voisinage du courant de court-circuit par l'existence d'une pente de valeur  $-\frac{1}{R_{SH}}$  décrivant une droite linéaire qui obéit à la relation (4-3). Sur les figures 4-39) cette pente est facilement visible pour  $R_{SH} = 50 \Omega \cdot cm^2$  ; mais pour des valeurs de  $R_{SH} > 150 \Omega \cdot cm^2$ , il n'est plus évident de la percevoir contrairement au premier modèle où la pente est visible jusqu'à des valeurs de  $R_{SH}$  allant à  $250 \Omega \cdot cm^2$ . Donc l'influence de la résistance shunt est moins perceptible avec le second modèle ( $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ ), ce qui est simplement dû par la diminution de la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  qui est de l'ordre de 0,53 volt (pour le premier modèle  $V_{co}$  est de l'ordre de 0,76 volt).

Les figures 4-40-a) et 4-40-b) montrent respectivement les profils de la densité de courant et de la puissance de la photopile en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance shunt comprises entre  $10 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , la résistance série est toujours fixée à  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

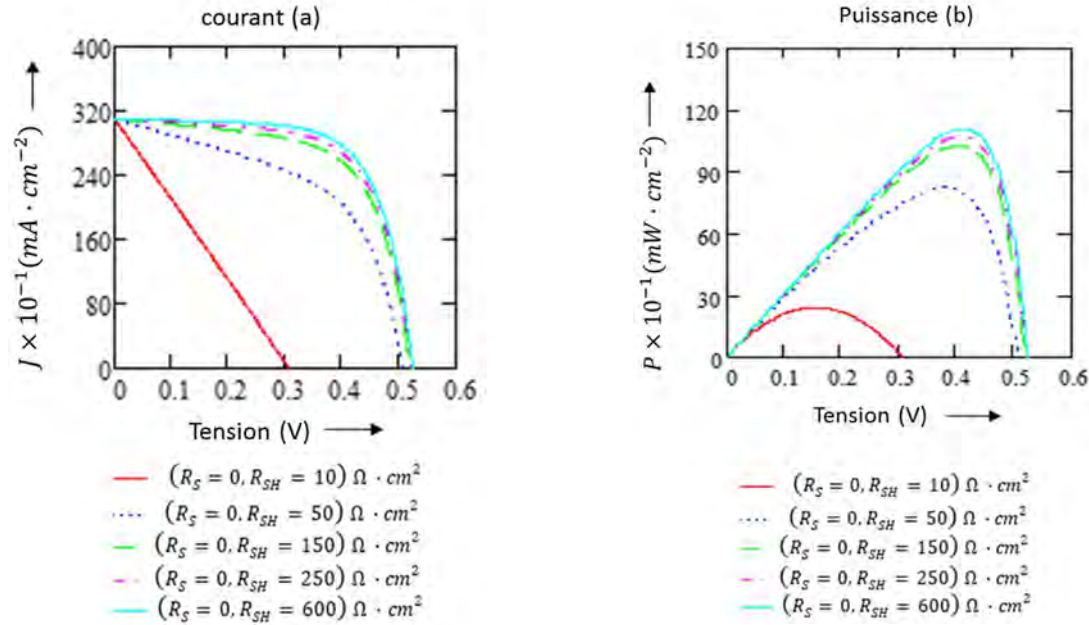


Figure 4-40. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $R_{SH} = 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $R_{SH} = 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

( $J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ;  $\eta = 2$ )

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$

Sur la figure 4-40-a), comme au premier modèle, nous constatons que le courant de court-circuit est indépendant de la résistance Shunt lorsque la résistance série est nulle. Comme nous l'avons souligné précédemment, nous remarquons bien que l'effet de la résistance shunt disparaît pratiquement sur la caractéristique  $J(V)$  au-delà de  $R_{SH} = 150 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , et dans ce cas la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  est associée à l'équation caractéristique (4-4) et le schéma électrique équivalent est décrit sur la figure 4-31). Cependant pour des valeurs de  $R_{SH} < 50 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , l'influence de la résistance shunt se manifeste sur la caractéristique  $J(V)$  par une diminution de la tension de circuit-ouvert qui varie entre 0,3 volt et 0,5 volt pour  $10 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 50 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , et par la présence d'une pente au voisinage de  $J_{cc}$  qui est de l'ordre de  $31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Pour des valeurs de  $R_{SH} < 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$  la caractéristique  $J(V)$  est linéaire et peut être décrite par l'équation (4-3) et le schéma électrique équivalent de la figure 4-29).

La figure 4-40-b) montre le profil de la puissance que peut fournir la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance shunt. La puissance augmente avec la résistance shunt. Sa valeur maximale varie environ entre 3 mW.cm<sup>-2</sup> et 12 mW.cm<sup>-2</sup> pour 10 Ω.cm<sup>2</sup> < R<sub>SH</sub> < 600 Ω.cm<sup>2</sup> avec R<sub>S</sub> = 0 Ω.cm<sup>2</sup>.

### III-2-2) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance shunt sur la caractéristique J(V) de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

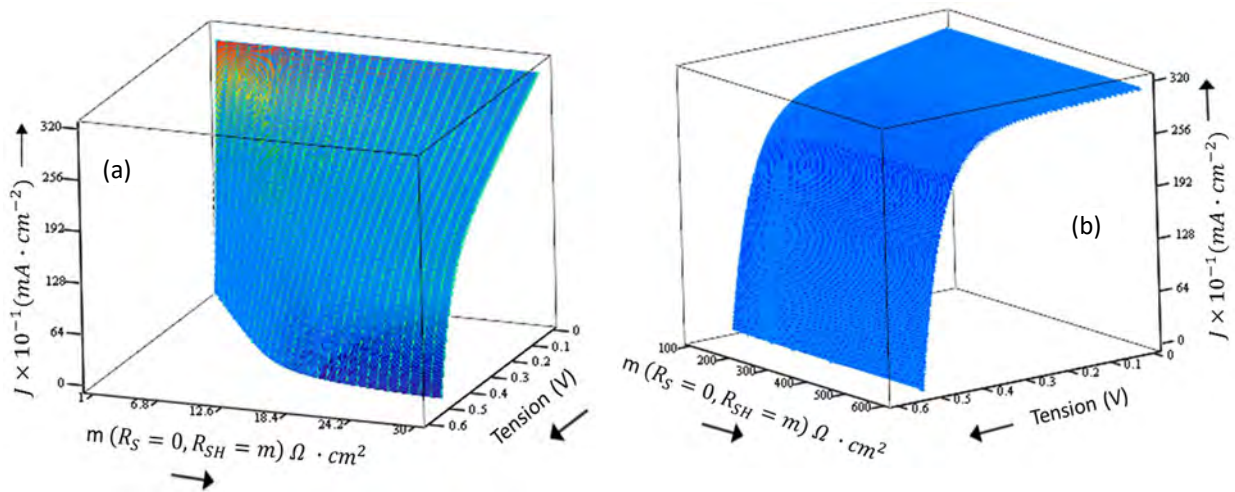


Figure 4-41. Evolution en trois dimensions de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance shunt  $R_{SH}$  : (a) cas de faibles valeurs de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 1 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) cas de valeurs élevées de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 100 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

$$(J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 2)$$

$$\text{modèle ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInSe}_2 \text{(p)/CuInS}_2 \text{(p}^+ \text{)}$$

Sur les figures 4-41-a) et 4-41-b) nous représentons en trois dimensions la densité de courant de la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) en fonction de la tension de polarisation et de la résistance shunt en considérant toujours la résistance série nulle  $J(V, R_{SH}, R_S = 0)$ . Sur la figure 4-41-a) nous avons considéré de faibles résistances shunt qui varient cette fois de 1 Ω.cm<sup>2</sup> à 30 Ω.cm<sup>2</sup> puisque l'effet de la résistance shunt est moins perceptible avec la diminution de la tension de circuit-ouvert. Sur la figure 4-41-b) les valeurs de la résistance shunt considérées sont plus élevées, elles varient entre 100 Ω.cm<sup>2</sup> et 600 Ω.cm<sup>2</sup>.

Nous remarquons que les profils des figures 4-41-a) et 4-41-b) sont différents. Sur la figure 4-41-a) où les résistances shunt sont assez faibles, l'évolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  est caractérisée par une variation de la tension

de circuit-ouvert  $V_{co}$  qui augmente en fonction de la résistance shunt, elle varie de l'ordre de 0,05 volt à 0,45 volt pour  $1 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Le courant de court-circuit n'est pas affecté pour  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , il reste constant et est de l'ordre de  $31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Sur la figure 4-41-b) où les résistances shunt sont plus élevées, le profil de la densité de courant en fonction de la tension de polarisation est caractérisé par une tension de circuit-ouvert constante qui est de l'ordre de 0,5 volt.

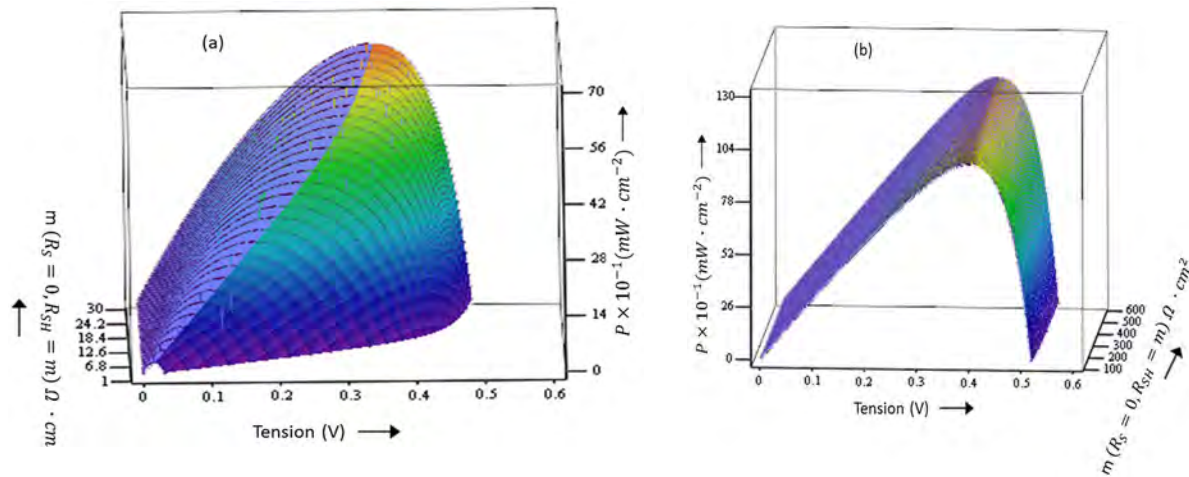


Figure 4-42. Evolution en trois dimensions de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance shunt  $R_{SH}$  : (a) cas de faibles valeurs de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 1 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) cas de valeurs élevées de  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 100 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

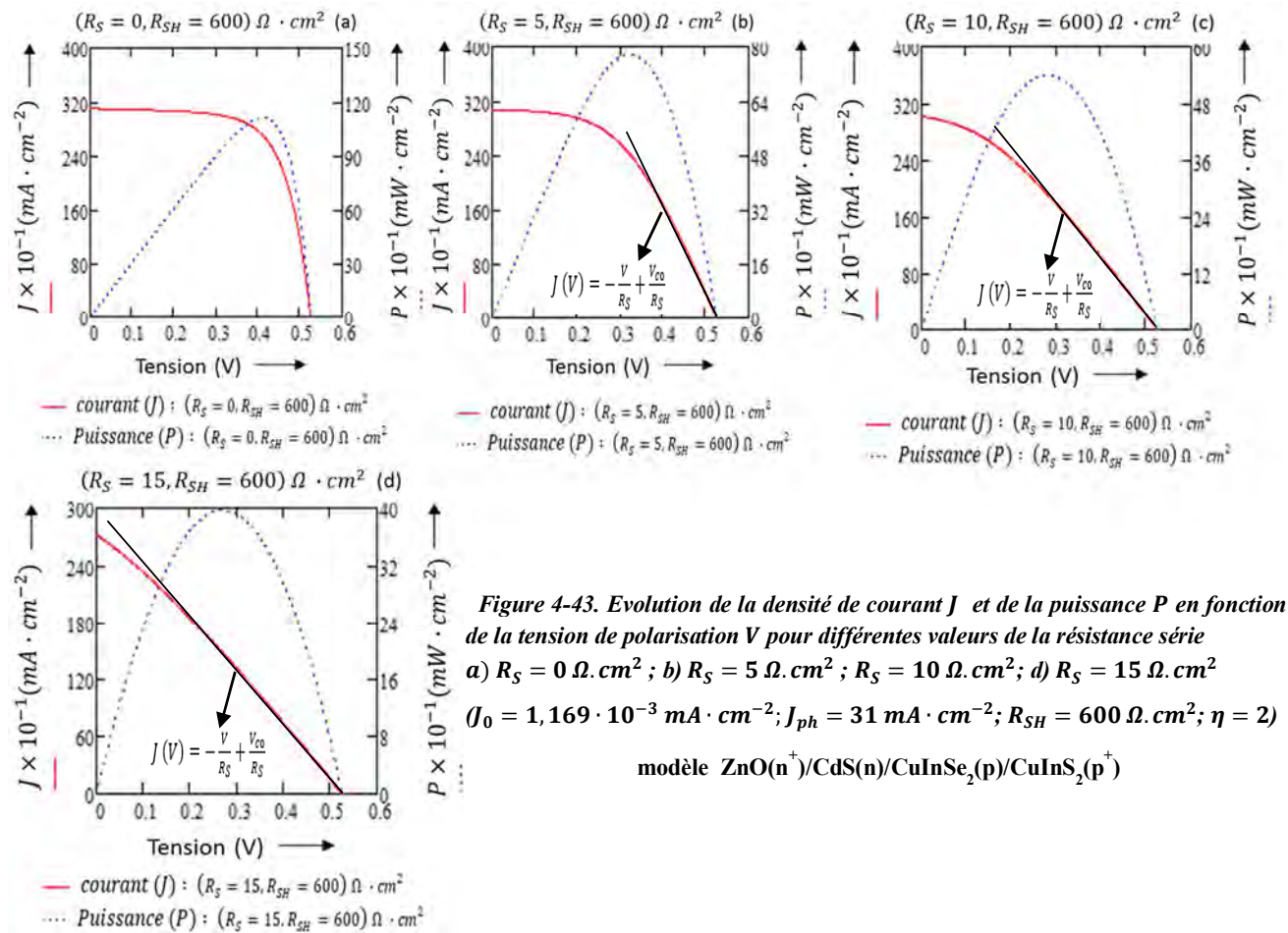
$$(J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 2)$$

$$\text{modèle ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInSe}_2\text{(p)/CuInS}_2\text{(p}^+ \text{)}$$

Sur les figures 4-42) nous représentons en trois dimensions l'évolution de la puissance de la photopile  $\text{ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInSe}_2\text{(p)/CuInS}_2\text{(p}^+ \text{)}$  en fonction de la tension de polarisation et de la résistance shunt  $P(V, R_{SH}, R_S = 0)$ . La figure 4-42-a) représente le profil de la puissance pour des faibles valeurs de la résistance shunt comprises entre  $1 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , et la figure 4-42-b) représente son profil pour celles comprises entre  $100 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Nous remarquons également que le comportement de la puissance dépend de la résistance shunt. Son profil pour de faibles valeurs de la résistance shunt ( $1 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) où la tension de circuit-ouvert varie entre 0,05 volt à 0,45 volt, diffère largement de son profil pour des valeurs plus élevées de celle-ci ( $100 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) où la tension de circuit-ouvert reste constante avec une valeur de l'ordre de 0,5 volt.

### III-2-3) Effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$

Sur les figures 4-43), nous avons représenté l'évolution de la densité de courant  $J$  et de la puissance  $P$  de la photopile  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de la résistance série  $R_S$  comprises entre de  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $15 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . La résistance shunt  $R_{SH}$  est fixée à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Nous constatons que l'effet de la résistance série est facilement visible sur les figures 4-43-b), 4-43-c) et 4-43-d) par la présence d'une pente sur la caractéristique  $J(V)$  au voisinage de la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  (de l'ordre de 0,53 volt). La pente a pour valeur  $-\frac{1}{R_S}$  et décrit une droite linéaire définie par l'équation (4-5). Dans cette partie linéaire le schéma électrique équivalent de la photopile peut être représenté par la figure 4-35).



Sur la figure 4-44-a) nous représentons l'évolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de  $R_S$  comprises entre  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , la résistance shunt est fixée à  $R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

Contrairement au premier modèle ( $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ ), nous remarquons que l'effet de la résistance série est plus facile à percevoir avec le second modèle ( $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ ). Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'avec le second modèle le photocourant de court-circuit  $J_{ph}$  est plus élevé ( $J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour le second modèle et  $17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour le premier). Donc l'effet de la résistance série pourrait être perceptible plus facilement avec une augmentation du photocourant de court-circuit  $J_{ph}$ . Nous constatons également sur la figure 4-44-a) que le courant de court-circuit  $J_{cc}$  dépend de la résistance série et diminue pour des valeurs élevées de celle-ci ( $R_S > 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ). Quant à la tension de circuit-ouvert nous constatons toujours qu'elle reste indépendante de la résistance série.

Sur la figure 4-44-b) l'évolution de la puissance  $P$  de la photopile  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$  est mise en évidence. Elle est représentée en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de  $R_S$  variant de  $0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , la résistance shunt est fixée à  $R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Nous remarquons également que la puissance augmente avec la diminution de la résistance série, sa valeur maximale dans le cas idéal ( $(R_S = 0, R_{SH} = \infty) \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) est de l'ordre de  $12 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

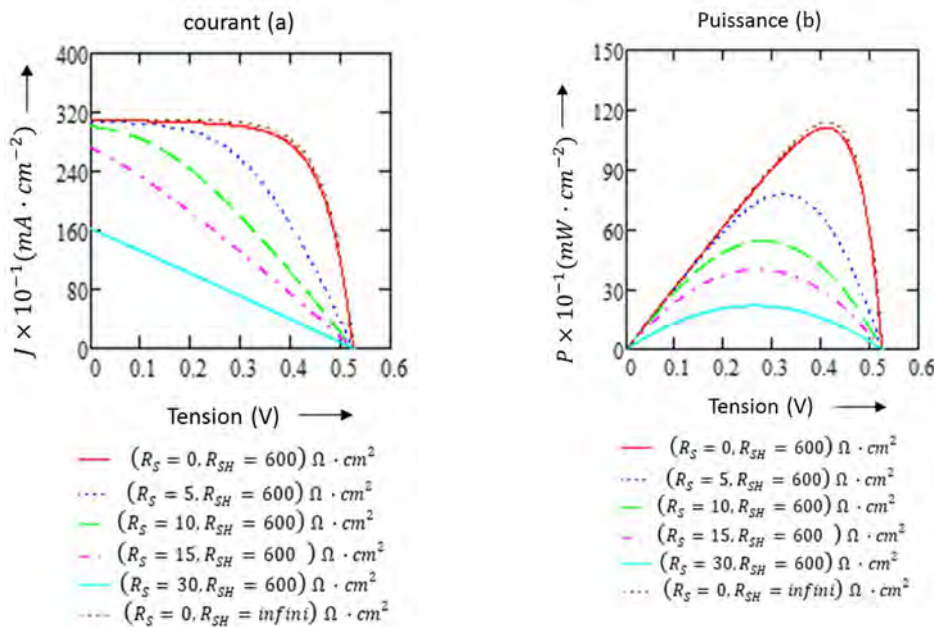


Figure 4-44. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance série ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs de la résistance série ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

$$(J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 2)$$

$$\text{modèle } ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$$

### III-2-4) Représentation en trois dimensions de l'effet de la résistance série sur la caractéristique $J(V)$ de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>)

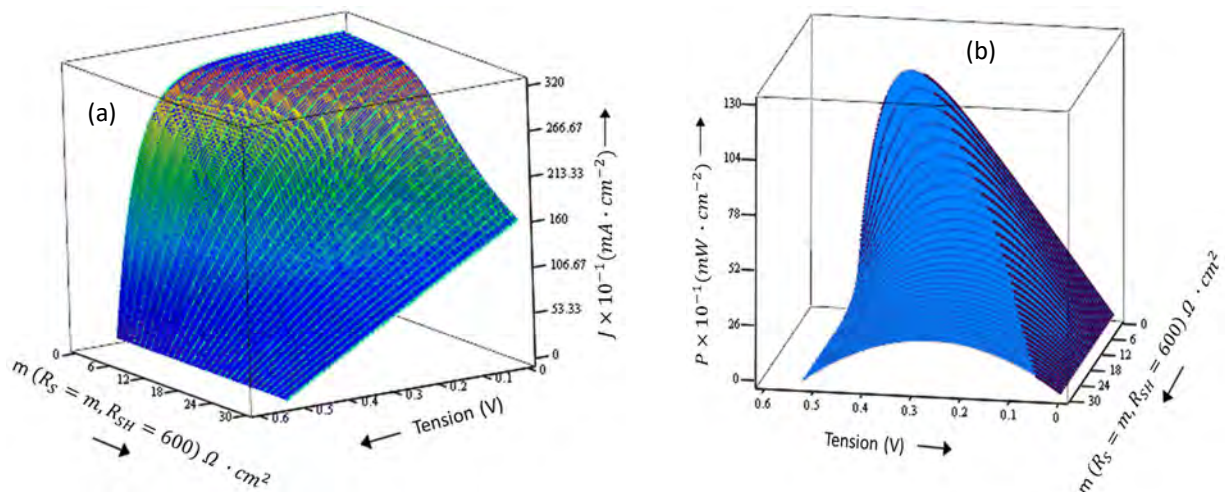


Figure 4-45. (a) Evolution en trois dimensions de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) et (b) Evolution en trois dimensions de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  et de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

$$(J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2; \eta = 2)$$

$$\text{modèle ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInSe}_2 \text{(p)/CuInS}_2 \text{(p}^+ \text{)}$$

Sur la figure 4-45-a) nous représentons en trois dimensions l'évolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la résistance série  $R_S$  et de la tension de polarisation  $J(V, R_S, R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2)$ . La résistance shunt est fixée à  $600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Nous remarquons que pour  $R_S > 15 \Omega \cdot \text{cm}^2$ , l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension de polarisation est linéaire, l'équation (4-5) peut être utilisée pour caractériser la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) et le schéma électrique équivalent associé peut être représenté par la figure 4-35). Pour des valeurs de  $R_S < 15 \Omega \cdot \text{cm}^2$  la photopile peut être modélisée par l'équation (4-4) et son schéma électrique équivalent par la figure 4-31).

Sur la figure 4-45-b) nous avons représenté en trois dimensions l'évolution de la puissance de la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) en fonction de la résistance série et de la tension de polarisation  $P(V, R_S, R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2)$ , la résistance shunt est fixée à  $R_{SH} = 600 \Omega \cdot \text{cm}^2$ .

Nous remarquons que la variation de la résistance série ( $0 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_S < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) ne modifie pratiquement pas le profil de la puissance sur l'ensemble des valeurs de  $R_S$ , c'est

juste la puissance qui augmente avec la diminution de  $R_S$ . Cela s'explique par le fait que le profil de la puissance n'est modifié qu'avec une variation de la tension de circuit-ouvert comme c'est le cas avec les faibles résistances shunt ( $1 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) (voir figure 4-42).

### III-2-5) Evolution de certains paramètres de la photopile ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) en fonction des résistances parasites

Sur les figures 4-46) nous représentons l'évolution de la densité du courant de court-circuit, de la tension de circuit-ouvert, du facteur de forme et du rendement de conversion en puissance électrique en fonction de la résistance série ( $0 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_S < 30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) pour différentes valeurs de la résistance shunt ( $5 \Omega \cdot \text{cm}^2 < R_{SH} < 500 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) dans le cas de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>). Nous remarquons que les graphes obtenus sont similaires à ceux du premier modèle.

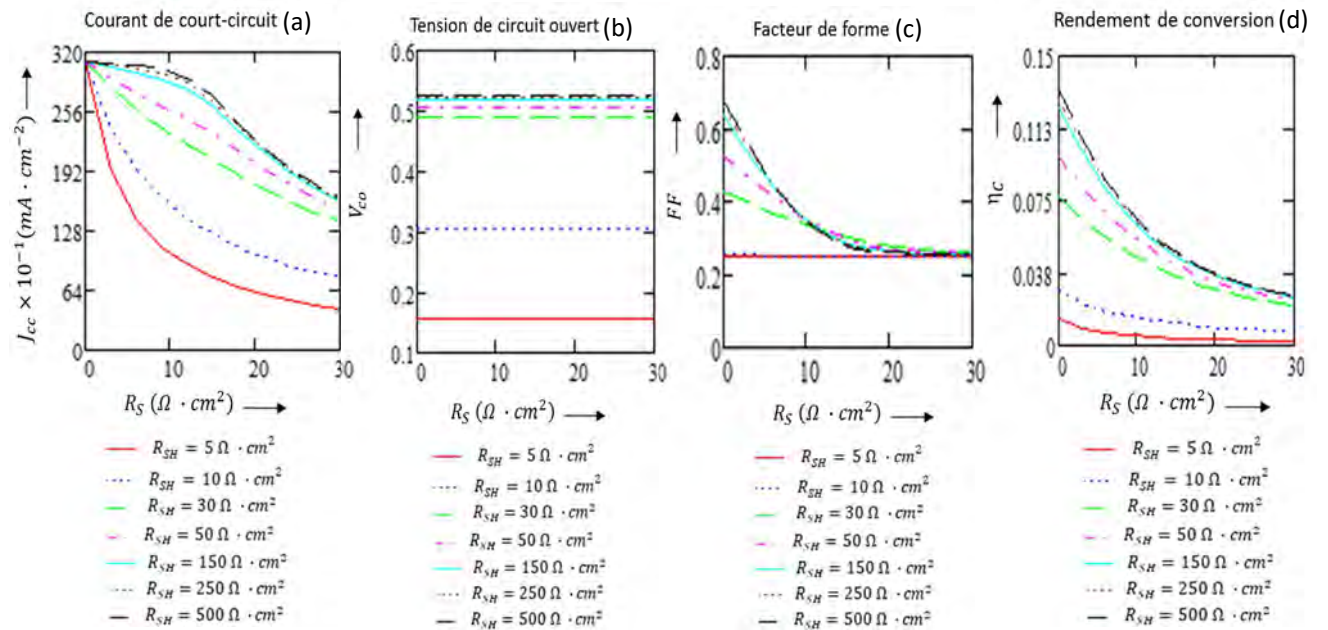


Figure 4-46. Evolution de quelques paramètres de la photopile en fonction de la résistance série  $R_S$  ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $30 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) pour différentes valeurs de la résistance shunt  $R_{SH}$  ( $R_{SH} = 5 \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $500 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) :  
a) Densité de courant de court – circuit ; b) Tension de circuit – ouvert; c) Facteur de forme; d) Rendement de conversion en puissance électrique

$$(J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}; \eta = 2)$$

$$\text{modèle ZnO(n}^+ \text{)/CdS(n)/CuInSe}_2 \text{(p)/CuInS}_2 \text{(p}^+ \text{)}$$

La figure 4-46-a) représente l'évolution de la densité du courant de court-circuit  $J_{cc}$  en fonction de la résistance série pour différentes valeurs de la résistance shunt. Le courant de court-circuit diminue en fonction de  $R_S$  et est d'autant plus faible que  $R_{SH}$  est petite.

La figure 4-46-b) montre l'évolution de la tension de circuit-ouvert, elle dépend uniquement de la résistance shunt et augmente avec cette dernière. Pour des valeurs de  $R_{SH} > 150 \Omega.cm^2$ , nous remarquons qu'elle devient constante et est de l'ordre de 0,53 volt.

La figure 4-46-c) étudie l'évolution du facteur de forme, nous remarquons qu'il est indépendant des résistances parasites lorsque  $R_S > 20 \Omega.cm^2$  ou  $R_{SH} < 10 \Omega.cm^2$  et est de l'ordre de 0,25. Pour  $10 \Omega.cm^2 < R_{SH}$  et  $R_S < 20 \Omega.cm^2$  il augmente avec la résistance shunt et diminue en fonction de la résistance série. Il est de l'ordre de 0,7 lorsque  $R_S = 0 \Omega.cm^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega.cm^2$ .

La figure 4-46-d) montre l'évolution du rendement de conversion en puissance électrique de la photopile  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$  en fonction de la résistance série pour différentes valeurs de la résistance shunt. Il augmente avec la résistance shunt et diminue en fonction de la résistance série. Nous remarquons que le rendement de conversion en puissance électrique est inférieur à 3% pour  $R_{SH} < 10 \Omega.cm^2$ , il est de l'ordre de 13% pour  $R_S = 0 \Omega.cm^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega.cm^2$ . Il varie entre 3% et 13% pour  $30 \Omega.cm^2 < R_{SH} < 500 \Omega.cm^2$  et  $0 \Omega.cm^2 < R_S < 30 \Omega.cm^2$ .

### III-3) Etude comparative des deux modèles : $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ et $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$

Une étude comparative des deux structures est faite sur les figures 4-47) et 4-48). La structure où le  $CuInS_2$  est utilisé comme base ( $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$ ) est appelée CIS et la structure où le  $CuInSe_2$  est utilisé comme base ( $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$ ) est appelée CISE. Sur les figures 4-47) nous comparons les profils des densités de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation et sur les figures 4-48) nous comparons les évolutions des puissances électriques en fonction de la tension de polarisation pour les deux modèles.

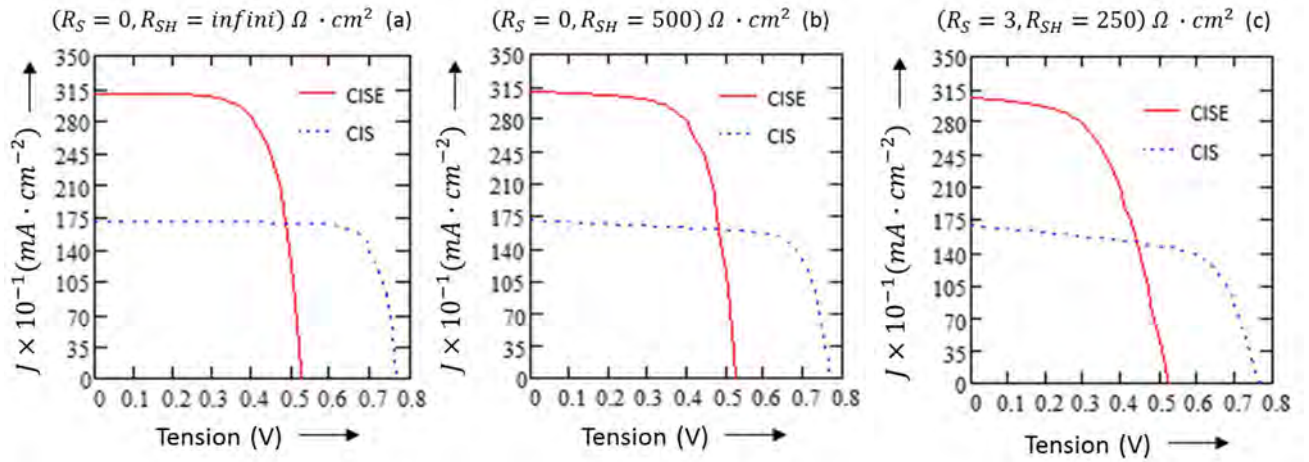


Figure 4-47. Etude comparative de l'évolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour les deux modèles

a) Cas idéal ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = \infty \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) ; b)  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega \cdot \text{cm}^2$  ; c)  $R_S = 3 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = 250 \Omega \cdot \text{cm}^2$

CISE :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  ( $J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $\eta = 2$ )

CIS :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  ( $J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $\eta = 1,5$ )

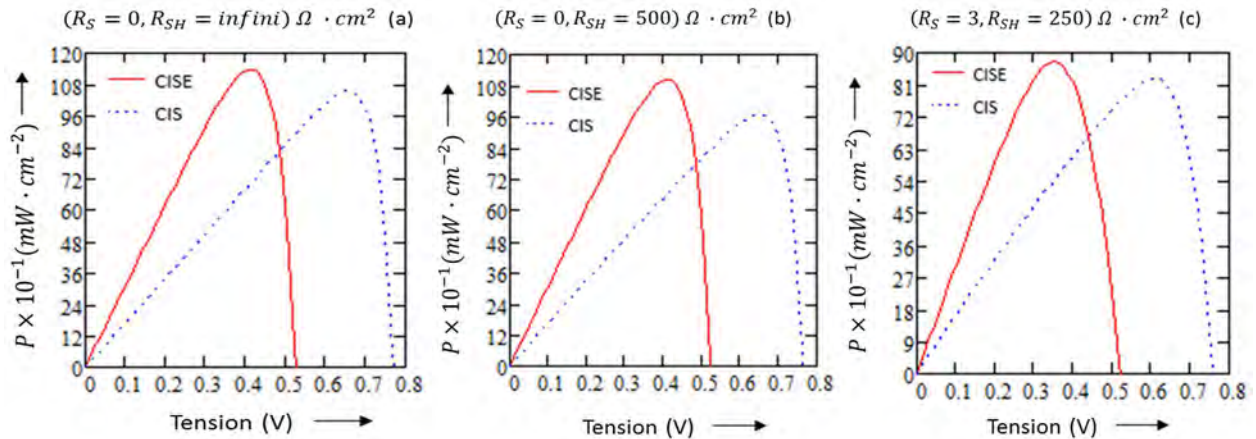


Figure 4-48. Etude comparative de l'évolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour les deux modèles

a) cas idéal ( $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = \infty \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) ; b)  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = 500 \Omega \cdot \text{cm}^2$  ; c)  $R_S = 3 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{SH} = 250 \Omega \cdot \text{cm}^2$

CISE :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  ( $J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $\eta = 2$ )

CIS :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  ( $J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $\eta = 1,5$ )

Les paramètres électriques caractéristiques de chaque modèle, résultant de cette étude comparative sont résumés dans les tableaux 4-8 et 4-9 respectivement pour les structures  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  (nommée CIS) et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$  (nommée CISE).

| Modèle | $R_S$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $R_{SH}$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $\eta$ | $J_m$<br>( $m A \cdot cm^{-2}$ ) | $V_m$ (V) | $P_m$<br>( $mW \cdot cm^{-2}$ ) | $R_{optimale}$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $J_{cc}$<br>( $m A \cdot cm^{-2}$ ) | $V_{co}$ (V) | FF    | $\eta_c$ (%) |
|--------|----------------------------------|-------------------------------------|--------|----------------------------------|-----------|---------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------|--------------|-------|--------------|
| CIS    | 0                                | $\infty$                            | 1,5    | 16,053                           | 0,657     | 10,547                          | 40,927                                    | 17                                  | 0,769        | 0,807 | 12,646       |
| CIS    | 0                                | 500                                 | 1,5    | 14,889                           | 0,651     | 9,693                           | 43,723                                    | 17                                  | 0,765        | 0,745 | 11,622       |
| CIS    | 3                                | 250                                 | 1,5    | 13,627                           | 0,608     | 8,285                           | 44,617                                    | 16,798                              | 0,761        | 0,648 | 9,934        |

**Tableau 4-8. Paramètres caractéristiques de la photopile tirés des graphes 4-47) et 4-48): cas de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInS_2(p)/CuInSe_2(p^+)$  (ou CIS)**

| Modèle | $R_S$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $R_{SH}$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $\eta$ | $J_m$<br>( $m A \cdot cm^{-2}$ ) | $V_m$ (V) | $P_m$<br>( $mW \cdot cm^{-2}$ ) | $R_{optimale}$<br>( $\Omega \cdot cm^2$ ) | $J_{cc}$<br>( $m A \cdot cm^{-2}$ ) | $V_{co}$ (V) | FF    | $\eta_c$ (%) |
|--------|----------------------------------|-------------------------------------|--------|----------------------------------|-----------|---------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------|--------------|-------|--------------|
| CISE   | 0                                | $\infty$                            | 2      | 27,552                           | 0,413     | 11,379                          | 14,989                                    | 31                                  | 0,526        | 0,698 | 13,644       |
| CISE   | 0                                | 500                                 | 2      | 26,896                           | 0,41      | 11,027                          | 15,244                                    | 31                                  | 0,525        | 0,677 | 13,222       |
| CISE   | 3                                | 250                                 | 2      | 24,862                           | 0,351     | 8,726                           | 14,118                                    | 30,627                              | 0,523        | 0,545 | 10,463       |

**Tableau 4-9. Paramètres caractéristiques de la photopile tirés des graphes 4-47) et 4-48): cas de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$  (ou CISE)**

### III-4) Influence du facteur d'idéalité sur les performances de la photopile

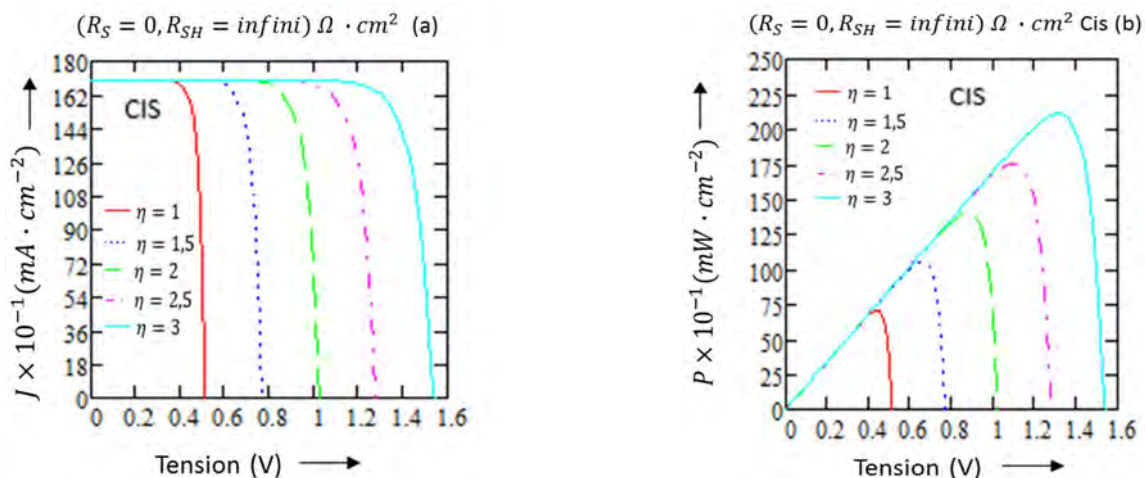


Figure 4-49. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs du facteur d'idéalité ( $\eta = 1$  à  $3$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs du facteur d'idéalité ( $\eta = 1$  à  $3$ )

( $J_0 = 4,117 \cdot 10^{-8} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 17 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $R_{SH} = \text{infini } \Omega \cdot \text{cm}^2$ ;  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$

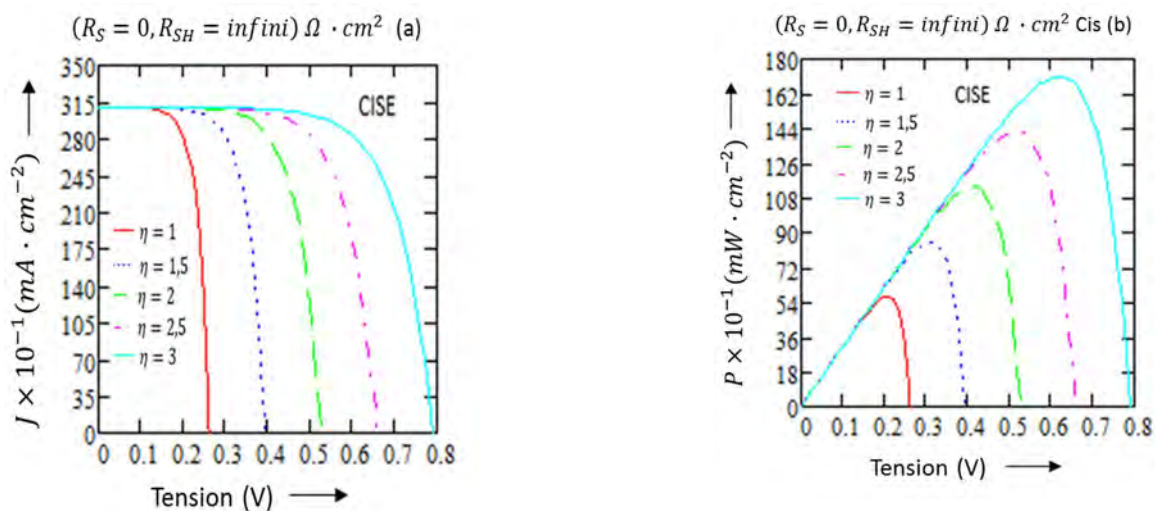


Figure 4-50. (a) Evolution de la densité de courant  $J$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs du facteur d'idéalité ( $\eta = 1$  à  $3$ ) et (b) Evolution de la puissance  $P$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  pour différentes valeurs du facteur d'idéalité ( $\eta = 1$  à  $3$ )

( $J_0 = 1,169 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $J_{ph} = 31 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ ;  $R_{SH} = \text{infini } \Omega \cdot \text{cm}^2$ ;  $R_S = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$ )

modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$

Sur les figures 4-49) et 4-50) nous étudions l'influence du facteur d'idéalité sur les performances de la photopile. Sur les figures 4-49-a) et 4-49-b) nous représentons respectivement l'évolution de la densité de courant et de la puissance en fonction de la

tension de polarisation pour différentes valeurs du facteur d'idéalité  $\eta$  comprises entre 1 et 3 dans le cas de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) (ou CIS) en considérant le cas idéal ( $R_S = 0 \Omega.cm^2$  et  $R_{SH} = \infty \Omega.cm^2$ ). Sur les figures 4-50-a) et 4-50-b) les mêmes études sont faites en considérant la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) (ou CISE).

Nous constatons que les performances de la cellule augmentent avec une augmentation du facteur d'idéalité de la photodiode. En effet cette amélioration s'explique par le fait qu'une augmentation du facteur d'idéalité  $\eta$  réduit le courant de diode entraîné par la polarisation directe. Ce qui permet ainsi une augmentation de la tension de circuit-ouvert  $V_{co}$  et du courant de court-circuit  $J_{cc}$  (dans le cas où  $R_S \neq 0 \Omega.cm^2$ ). Ainsi donc la puissance maximale de la photopile augmente avec le facteur d'idéalité de la diode  $\eta$  (augmentation de  $V_m$  et de  $J_m$ ). Il faudra noter que contrairement au mode de fonctionnement photovoltaïque (photopile en mode générateur), les performances de la diode à l'obscurité (absence d'éclairement) et sous polarisation directe (mode récepteur) sont réduites par une augmentation du facteur d'idéalité  $\eta$ .

Les différents paramètres électriques caractéristiques de la photopile résultant des figures 4-49) et 4-50) sont résumés dans les tableaux 4-10 et 4-11 respectivement pour les structures ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) (ou CIS) et ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInSe<sub>2</sub>(p)/CuInS<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) (ou CISE).

| Modèle | $R_S$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $R_{SH}$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $\eta$ | $J_m$<br>(mA.<br>$cm^{-2}$ ) | $V_m$ (V) | $P_m$<br>(mW.<br>$cm^{-2}$ ) | $R_{optimale}$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $J_{cc}$<br>(mA.<br>$cm^{-2}$ ) | $V_{co}$ (V) | FF     | $\eta_c$ (%) |
|--------|----------------------------|-------------------------------|--------|------------------------------|-----------|------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|--------------|--------|--------------|
| CIS    | 0                          | $\infty$                      | 1      | 16,053                       | 0,438     | 7,031                        | 27,285                              | 17                              | 0,513        | 0,8062 | 8,431        |
| CIS    | 0                          | $\infty$                      | 1,5    | 16,053                       | 0,657     | 10,547                       | 40,927                              | 17                              | 0,769        | 0,8068 | 12,646       |
| CIS    | 0                          | $\infty$                      | 2      | 16,053                       | 0,876     | 14,062                       | 54,569                              | 17                              | 1,025        | 0,807  | 16,861       |
| CIS    | 0                          | $\infty$                      | 2,5    | 16,053                       | 1,095     | 17,578                       | 68,211                              | 17                              | 1,282        | 0,8065 | 21,077       |
| CIS    | 0                          | $\infty$                      | 3      | 16,053                       | 1,314     | 21,094                       | 81,854                              | 17                              | 1,538        | 0,8068 | 25,292       |

**Tableau 4-10. Paramètres caractéristiques de la photopile tirés des graphes 4-49): cas de la structure ZnO(n<sup>+</sup>)/CdS(n)/CuInS<sub>2</sub>(p)/CuInSe<sub>2</sub>(p<sup>+</sup>) (ou CIS)**

| Modèle | $R_S$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $R_{SH}$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $\eta$ | $J_m$<br>(mA.<br>$cm^{-2}$ ) | $V_m$ (V) | $P_m$<br>(mW.<br>$cm^{-2}$ ) | $R_{optimale}$<br>( $\Omega.cm^2$ ) | $J_{cc}$<br>(mA.<br>$cm^{-2}$ ) | $V_{co}$ (V) | FF     | $\eta_c$ (%) |
|--------|----------------------------|-------------------------------|--------|------------------------------|-----------|------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|--------------|--------|--------------|
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 1      | 27,5526                      | 0,206     | 5,676                        | 7,477                               | 31                              | 0,263        | 0,6962 | 6,8          |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 1,5    | 27,5526                      | 0,31      | 8,541                        | 11,251                              | 31                              | 0,395        | 0,6975 | 10,241       |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 2      | 27,5526                      | 0,413     | 11,379                       | 14,989                              | 31                              | 0,526        | 0,6978 | 13,644       |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 2,5    | 27,5526                      | 0,516     | 14,217                       | 18,728                              | 31                              | 0,658        | 0,6969 | 17,047       |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 3      | 27,5526                      | 0,619     | 17,055                       | 22,466                              | 31                              | 0,79         | 0,6964 | 20,45        |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 3,5    | 27,5526                      | 0,723     | 19,92                        | 26,241                              | 31                              | 0,921        | 0,6977 | 23,885       |
| CISE   | 0                          | $\infty$                      | 3,85   | 27,5526                      | 0,795     | 21,904                       | 28,854                              | 31                              | 1,013        | 0,6975 | 26,264       |

**Tableau 4-11. Paramètres caractéristiques de la photopile tirés des graphes 4-50) : cas de la structure  $ZnO(n^+)/CdS(n)/CuInSe_2(p)/CuInS_2(p^+)$  (ou CISE)**

#### IV. Conclusion

Dans cette partie une étude du comportement des modèles à 4 couches a été développée. Elle nous a permis de représenter les profils du taux de génération, des densités de photoporteurs et du photocourant résultant dans le matériau. Les études de ces différents profils ont permis de visualiser le comportement des différentes zones de chaque structure et de localiser les pertes de porteurs par recombinaison en volume et en surface. Elles ont permis également d'étudier en détail les influences des différentes couches, des paramètres géométriques et électriques sur la réponse spectrale. Une évaluation du photocourant de court-circuit a été faite pour chaque modèle. Une détermination de paramètres caractéristiques d'une cellule photovoltaïque tels que le courant de saturation, le courant de court-circuit, la tension de circuit-ouvert, le point de puissance maximale, le facteur de forme a aussi été faite dans cette partie dans le cas des hétérostructures. L'influence des résistances série et shunt sur les caractéristiques courant-tension a été largement développée. Nous avons également évalué les rendements de conversion en puissance électrique.

## Conclusion Générale

Dans ce travail une étude théorique pour la détermination de réponses spectrales de cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$  a été développée. Elle a permis d'évaluer le photocourant de court-circuit théorique, et a été complétée par des méthodes de détermination des autres paramètres électriques qui caractérisent également la photopile.

Une étude en modélisation des structures à base de  $\text{CuInSe}_2$ , en homo et hétérojonction ( $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ,  $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInS}_2(\text{p}^+)$ , etc.) a été proposée. Elle a consisté à établir des modèles théoriques de calcul permettant de déterminer la réponse spectrale et le photocourant de court-circuit théorique en vue d'optimiser certains paramètres physiques (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison, épaisseurs des couches, etc.) permettant d'améliorer les performances des cellules solaires à base de ce matériau. Pour cela plusieurs modèles ont été considérés.

Dans le cas des homojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$ , des modèles jusqu'à 4 couches ont été étudiés tels que l'homojonction simple ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ), l'homojonction déposée sur substrat ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ), l'homojonction en présence de fenêtre ( $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ) et l'homojonction déposée sur substrat en présence de fenêtre ( $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ). Les effets de la fenêtre et du substrat ont été mis en évidence.

L'homojonction simple à base de  $\text{CuInSe}_2$  est caractérisée par des pertes de porteurs en surface. Ces pertes superficielles de porteurs photogénérés provoquent une diffusion de ceux-ci vers la surface frontale (face éclairée), ce qui réduit l'influence de leur longueur de diffusion et entraîne un faible rendement quantique interne.

Le dépôt d'une couche fenêtre à base de  $\text{CuInS}_2$  sur la face frontale (face éclairée), permet de réduire les pertes de porteurs en surface observées dans le cas de l'homojonction simple. En effet la couche fenêtre permet de remplacer la surface de la couche absorbante par une interface fenêtre-couche absorbante présentant moins de centres de recombinaison et permettant ainsi la diffusion de la plupart des porteurs photogénérés vers la zone de charge d'espace avec une forte influence de la longueur de diffusion sur le rendement de collecte.

La meilleure réponse spectrale théorique est obtenue avec le modèle à 4 couches : l'homojonction déposée sur substrat en présence de fenêtre de type  $\text{CuInS}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/$

$\text{CuInSe}_2(n)/\text{CuInSe}_2(n^+)$ . Le rendement quantique interne obtenu avec ce modèle ( $p^+p/nn^+$ ) est élevé pour des photons ayant une énergie inférieure au gap de la fenêtre ( $1,04 < E < 1,57$  eV), il varie entre 85 et 100 %, c'est-à-dire la quasi-totalité des porteurs photogénérés est collectée. Ce rendement chute pour des photons ayant une énergie supérieure au gap de la fenêtre ( $E > 1,57$  eV). Cette chute est due à des pertes de porteurs liées à l'absorption des photons par la fenêtre, elles peuvent être superficielles (forte vitesse de recombinaison des porteurs sur la surface de la fenêtre) ou volumiques (faible longueur de diffusion des porteurs dans la fenêtre). Les courbes de réponse spectrale montrent qu'une faible épaisseur de la fenêtre (inférieure à  $0,1 \mu\text{m}$ ) suffit pour améliorer la réponse spectrale au-delà de son gap. Pour une épaisseur de celle-ci supérieure à  $2 \mu\text{m}$ , le signal disparaît complètement dans la gamme d'absorption du  $\text{CuInS}_2$  ( $E > 1,57$  eV).

L'utilisation de couche fenêtre avec un gap plus large nous conduit à considérer les hétérojonctions à base de  $\text{CuInSe}_2$  utilisant comme fenêtres le ZnO et le CdS. Ces deux matériaux utilisés comme fenêtres conduisent à étudier les structures :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ . On montre ainsi que la réponse spectrale est fonction de la disposition des différentes couches qui constituent la photopile.

Avec le modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  où les matériaux sont disposés à gap décroissant, le rendement quantique interne global dépend de la contribution de chaque couche. Les résultats obtenus avec ce modèle ont montré qu'une faible épaisseur de la base suffit (de l'ordre de  $0,1$  à  $0,3 \mu\text{m}$ ) lorsque les pertes de porteurs à l'interface base-substrat sont faibles (la vitesse de recombinaison à l'interface est inférieure à  $2 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ ). L'épaisseur de la base peut être ainsi réduite en élargissant la zone de charge d'espace. Cependant pour des vitesses de recombinaison élevées à l'interface base-substrat (supérieures à  $2 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ ), il est préférable d'augmenter l'épaisseur de la base à une valeur supérieure à  $3 \mu\text{m}$ .

Avec le modèle  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ , la réponse spectrale commence avec l'absorption des photons par le  $\text{CuInSe}_2$  qui a le plus petit gap avec un coefficient d'absorption photonique élevé. La zone de charge d'espace et la base réagissent d'abord. Les courbes de réponse spectrale obtenues avec ce modèle sont plus larges et plus élevées par rapport au modèle précédent. Les effets de surface et d'interface base-substrat deviennent

moins influents sur le rendement quantique interne. Une épaisseur de la base supérieure à 3  $\mu\text{m}$  est meilleure.

Des études des profils du taux de génération, de la densité de porteurs minoritaires et du photocourant de court-circuit ont été également faites dans le cas des éclairagements monochromatique et polychromatique (spectres solaires AM 0, AM 1 et AM 1,5) pour les deux types de structures considérées (homo et hétérojonction), elles permettent d'expliquer les courbes de réponse spectrale.

Une évaluation du photocourant de court-circuit théorique sous les différents spectres solaires (AM 0, AM 1 et AM 1,5) a été également faite pour chaque structure considérée et selon le modèle de calcul établi. Les photocourants obtenus dont les valeurs dépendent des paramètres physiques considérés (épaisseurs des couches, vitesse de recombinaison, longueur de diffusion, etc.) sont en bon accord avec les valeurs qui sont publiées dans la littérature [11]. Une méthode de détermination des autres paramètres électriques a été également établie. Nous avons exploité certaines notions indispensables de physique des semiconducteurs pour la détermination du courant de saturation. Des méthodes de résolution approchée (graphiques et numériques) sont exploitées pour la détermination du courant de court-circuit, de la tension de circuit-ouvert et du point de puissance maximale. Les résultats obtenus ont été appliqués aux deux hétérojonctions considérées :  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInS}_2(p)/\text{CuInSe}_2(p^+)$  et  $\text{ZnO}(n^+)/\text{CdS}(n)/\text{CuInSe}_2(p)/\text{CuInS}_2(p^+)$ . Les résultats obtenus pour chaque structure (photocourant, courant de court-circuit, tension de circuit-ouvert, facteur de forme, point de puissance maximale, courant de saturation) sont en accord et restent dans la plage des valeurs publiées dans la littérature [11]. Ce qui permet ainsi de valider les différents modèles établis pour modéliser les phénomènes étudiés.

Cette étude est très utile aux fabricants pour le dimensionnement et l'optimisation des différentes couches photoconductrices pendant leur élaboration. Elle nous permet d'optimiser les performances de la photopile.

Comme perspectives nous proposons d'utiliser une couche fenêtre à gap graduel, ou d'introduire un champ électrique dans la fenêtre, la base ou le substrat. Nous proposons également la considération des multicouches à gap décroissant pour exploiter plus largement le spectre solaire et améliorer la tension de circuit-ouvert comme dans le cas des multijonctions.

## Références

- [1] C.-H. Huang, "Effects of Ga content on Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> solar cells studied by numerical modeling", Journal of Physics and Chemistry of Solids 69 (2008) 330–334
- [2] O. Tesson, M. Morsli, A. Bonnet, V. Jousseau, L. Cattin, G. Massé, "Electrical characterisation of CuInSe<sub>2</sub> thin films for solar cells applications", Optical Materials, 9(1998) 511.
- [3] B. Eisener, M. Wagner, D. Wolf, G. Muller, " Study of the intrinsic defects in solution grown CuInSe<sub>2</sub> crystals depending on the path of crystallization", J. Cryst Growth, 198-199 (1999) 321.
- [4] C.J. Huang et al., "Formation of CuInSe<sub>2</sub> thin films on flexible substrates by electrodeposition (ED) technique", Solar Energy Materials & Solar Cells 82 (2004) 553–56
- [5] S. Mehdaoui, O. Aissaoui, N. Benslim, M. Benabdesslem, L. Bechiri et L. Mahdjoubi, "Elaboration et Etude des Matériaux Chalcopyrites A<sup>III</sup>B<sup>IV</sup>C<sub>2</sub> : Le Disélinure de Cuivre et d'Indium", Sciences & Technologie A – N°25, Juin. (2007), pp. 15-18
- [6] O. Meglali et al. , " Characterization of CuInSe<sub>2</sub> thin films elaborated by electrochemical deposition", Revue des Energies Renouvelables Vol. 11 N°1 (2008) 19 – 24.
- [7] J.H. Schon, E. Arushanov, Ch. Kloc, and E. Bucher, "Electrical and photoluminescence properties of CuInSe<sub>2</sub> single crystals", J. Appl. Phys. 81; 6205 (1997).
- [8] M. V. Yakushev, A. V. Mudryi, V. F. Gremenok, E. P. Zaretskaya, V. B. Zalesski, Y. Feofanov, R. W. Martin, "Influence of growth conditions on the structural quality of Cu(InGa)Se<sub>2</sub> and CuInSe<sub>2</sub> thin films", Thin. Solid. Films 451- 452 (2004) 133-136
- [9] Henry Mathieu, Cours, "Physique des Semiconducteurs et des Composants Électroniques", 2009, 6<sup>e</sup> édition, DUNOD, p. 493.
- [10] 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.
- [11] Subba Ramaiah Kodigala, "Cu(In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>)se<sub>2</sub> based thin solar cells", 2010, Volume 35, Academic Press, ELSEVIER.Inc.
- [12] E. Becquerel, Compt. Rend. 9 (1839) 561.

- [13] Assia BOURAIOU, Thèse de doctorat, "Élaboration et Caractérisation des Couches Minces  $\text{CuInSe}_2$  par Électrodéposition", Université Mentouri-Constantine, Algérie, (2009). (p.16 ;18 ;23)
- [14] José Miguel NAVARRO, Thèse de doctorat, "Cellules Photovoltaïques Organiques Transparentes dans le Visible" Université de Toulouse III – Paul Sabatier, France (2008). (p 22)
- [15] J.-P. Charles, G.Bordure, A. Khoury and P.Mialhe, "Consistency of the double exponential model with physical mechanisms of conduction for a solar cell under illumination" J. Phys. D: Appl. Phys., 18 (1985) 2261
- [16] Dang Minh Trung, Thèse de doctorat, "Elaboration de Cellules Solaires Photovoltaïques à Base de Polymères Conjugués, Etudes des Systèmes Réticulables", Université de Bordeaux 1 (2009). P.46
- [17] H. J. Hovel, "Semiconductors and Semimetals: Solar Cells", 11, Academic Press, New York, 127 (1975).
- [18] F. Abdo, Thèse de Doctorat, "Croissance de Couches Minces de Silicium Par Epitaxie en Phase Liquide à Basse Température pour Applications Photovoltaïques", Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) à l'INSA de LYON, France (2007). P.20
- [19] J. Zhao, A. Wang, P. Altermatt, M.A. Green, "Twenty-four percent efficient silicon solar cells with double layer antireflection coatings and reduced resistance loss", Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 3636.
- [20] J. Merrill, D.C. Senft, "Directions and materials challenges in high-performance photovoltaics", J. Mater. 59 (2007) 26.
- [21] Wysocki, J. and Rappaport, P. J. Appl. Phys. 31 (1960) 691
- [22] Kireev, P., La physique des semiconducteurs, 597 (Editions MIR Moscou) 1975.
- [23] J. Britt, C. Ferekides, "Thin-film  $\text{CdS/CdTe}$  solar cell with 15.8% efficiency", Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 2851.
- [24] M.A. Contreras, B. Egaas, K.Ramanathan, F. Hasoon, R. Noufi, Thin solid Films 361 (2000) 353.
- [25] S. Ito, T.N. Murakami, P. Comte, P. Liska, C. Gratzel, M.K. Nazeeruddin, et al., "Fabrication of thin film dye sensitized solar cells with solar to electric power conversion efficiency over 10%" Thin Solid Films 516 (2008) 4613.

- [26] M.R. Reyes, K. Kim, D.L. Carroll, "High-efficiency photovoltaic devices based on annealed poly(3-hexylthiophene) and 1-(3-methoxycarbonyl)-propyl-1- phenyl-(6,6)C61 blends" Appl. Phys. Lett. 87 (2005) 083506.
- [27] D.C. Reynolds, G. Leies, L.L. Antes, R.E. Marburger, "Photovoltaic Effect in Cadmium Sulfide" Phys. Rev. 96 (1954) 533.
- [28] J.J. Loferski, "Theoretical Considerations Governing the Choice of the Optimum Semiconductor for Photovoltaic Solar Energy Conversion" J. Appl. Phys. 27 (1956) 777.
- [29] Omar MEGLALI, Thèse de doctorat, "Etude de l'Influence des Conditions de Dépôt sur les Propriétés Physico-chimiques des Couches Minces  $CuXY_2$  (X:Al,In;Y:Se,Te)" Université Constantine 1. Algérie, (2014). P28.
- [30] Alain RICAUD, "Modules Photovoltaïques, Filières Technologiques" <http://www.gazettenucleaire.org/~resosol/contronucleaires/Energethique/ENR/SolPV/2009/2009Cythelia.pdf>
- [31] K.W. Mitchell and H.I. Lui, in: Proc. 20th IEEE Photovoltaics Specialists Conf., p. 1461, Las Vegas, 26-30 Sep. 1988.
- [32] A. Kaowles, Ph.D. Thesis Department of Physics, Newcastle upon Tyne Polytechnic, 1990.
- [33] J.L. Shay, J.H. Wernick: "Ternary chalcopyrite semiconductors: growth, electronic properties, and applications", Chapter 2: "The chalcopyrite structure and crystal growth", pp. 3-78, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Braunschweig (1975)
- [34] S.-H. Wei, A. Zunger: "Band offsets and optical bowings of chalcopyrites and Zn-based II-VI alloys", Journal of Applied Physics 78 (6) (1995) 3846-3856
- [35] Jacobo Álvarez García, Thèse de doctorat, "Characterisation of  $CuInS_2$  films for solar cell applications by Raman Spectroscopy", Universitat de Barcelona. (2002). P.26
- [36] M.A. Contreras et al., "Diode characteristics in state-of-the-art  $ZnO/CdS/Cu(In_{1-x}Ga_x)Se_2$  solar cells", Progress in Photovoltaics, 13 (2005) 209-216.
- [37] Daniel Lincot et Jean-François Guillemoles, "Cellules solaires en couches minces à base de  $CuInSe_2$ ", <http://www.refletsdelaphysique.fr/articles/refdp/pdf/2007/03/refdp20075p16.pdf>
- [38] Edouard LEONARD, Thèse de doctorat, "Cellules solaires à base de couche mince de  $Cu(In,Ga)Se_2$  submicrométrique : optimisation des performances par ingénierie optique et électronique", Université de Nantes (2013). P.3

- [39] J.L. Shay, J.H. Wernick: "Ternary chalcopyrite semiconductors: growth, electronic properties, and applications", Chapter 2: "The chalcopyrite structure and crystal growth", pp. 3-78, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Braunschweig (1975)
- [40] H.L. Hwang, C.Y. Sun, C.Y. Leu, C.C. Cheng, C.C. Tu, "Growth of  $\text{CuInS}_2$  and its characterization", Rev. Phys. Appl. 13 (1978) 745.
- [41] T. Loher, W. Jaegermann, C. Pettenkofer, "Formation and electronic properties of the  $\text{CdS/CuInSe}_2$  (011) heterointerface studied by synchrotron-induced photoemission", J. Appl. Phys. 77 (1995) 731.
- [42] H. Hahn, G. Frank, W. Klinger, A.D. Meyer, G. Storger, "Über einige ternäre Chalkogenide mit Chalcopyritestruktur", Z. Anorg. Aug. Chem. 271 (1953) 153.
- [43] M. Robbins, V.G. Lambrecht Jr., "Preparation and some properties of materials in systems of the type  $\text{M}^{\text{I}}\text{M}^{\text{III}}\text{S}_2$  /  $\text{M}^{\text{I}}\text{M}^{\text{III}}\text{Se}_2$  where  $\text{M}^{\text{I}} = \text{Cu, Ag}$  and  $\text{M}^{\text{III}} = \text{Al, Ga, In}$ ", Mater. Res. Bull. 8 (1973) 703.
- [44] I.V. Bodnar, B.V. Korzun, A.I. Lukomski, "Composition Dependence of the Band Gap of  $\text{CuInS}_{2x}\text{Se}_{2(1-x)}$ ", Phys. Stat. Solidi (B) 105 (1981) K143.
- [45] S.J. Fonash, Solar Cell device Physics, Academic Press, New York, 1981.
- [46] B. Mbow, A. Mezerreg, N. Rezzoug, and C.LLinares, "Calculated and Measured Spectral Responses in Near-Infrared of III-V Photodetectors Based on Ga, In, and Sb", phys. Stat. Sol. (a) 141, 511 (1994).
- [47] R. L. Anderson, "Germanium- gallium arsenide heterojunctions", IBM J.Res.Dev.4, 283, 1960.
- [48] H. J. Hovel and J. M. Woodall, " $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  - GaAs P-P-N Heterojunction Solar Cells", J. Electrochem. Soc. 120, 1246 (1973).
- [49] H. J. Hovel and J. M. Woodall, 10th IEEE Photovoltaic Specialists Conf., Palo Alto (Calif.) 1973 (p.25).
- [50] Henry Mathieu, Cours, "Physique des Semiconducteurs et des Composants Électroniques", 2001, 5<sup>e</sup> édition, DUNOD, p. 124 ; 137
- [51] A. Laugier and U. A. Roger, Les photopiles solaires, Technique et Documentation, Paris 1981.
- [52] H. Luquet, L. Gousskov, M. Perotin, A. Jean, A. Rjeb, T. Zarouri, and G. Bougnot, "Liquid-phase-epitaxial growth of  $\text{Ga}_{0.96}\text{Al}_{0.04}\text{Sb}$ : Electrical and photoelectrical characterizations", J. appl. Phys. 60, 3582 (1986).

- [53] Michelle Schatzman, Cours et Exercices, Analyse Numérique, "Une Approche Mathématique", 2001, 2<sup>e</sup> édition, DUNOD, p.211.
- [54] Hisashi Yoshikawa, Sadao Adachi, "Optical Constants of ZnO", Jpn. J.Appl. Phys. Vol 36 (1997) pp. 6237-6243.
- [55] H.F. Wolf, Semiconductors, Wiley Interscience, New York, NY, 1971.
- [56] M. Savelli and J. Bougnot, "Problems of the CuZS/CdS Cell, in Solar Energy, Solid State Physics Aspects" (B. O. Seraphin, ed.). Vol. 31. Topics in Applied Physics, p. 213. Springer-Verlag, Berlin and New York, 1979.
- [57] D.L. Feucht, "Heterojunctions in photovoltaic devices" J. Vac. Sci. Technol. 14 (1977) 57.
- [58] O. Lupan, T. Pauporte, L. Chow, B. Viana, F. Pelle, L.K. Ono, et al., "Effects of annealing on properties of ZnO thin films prepared by electrochemical deposition in chloride medium" Appl. Surf. Sci. 256 (2010) 1895.
- [59] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley (1981), 51.
- [60] Bernard Sapoval, Claudine Hermann, "Physique des semi – conducteurs" copyright 1990, Ellipses, P.196
- [61] Olivier Bonnaud, "Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs" P.53, Université de Rennes 1
- [62] Babacar MBOW, Thèse de doctorat, "Etude des Réponses Spectrales dans le proche Infra-Rouge des Composés Mixtes III-V, Ternaires et Quaternaires, à Base de GaSb et de leurs Dérivés", Université Montpellier II (1992) (p. 45-46 ; 52-55)
- [63] Alain Ricaud, "Photopiles Solaires", De la physique de la conversion photovoltaïque aux filières, matériaux et procédés. 1997, 1<sup>e</sup> édition, Presses polytechniques et universitaires romandes, p.40.
- [64] E.M. Keita\*, B. Mbow, M.S. Mane, M.L. Sow, C. Sow, C. Sene, "Theoretical Study of Spectral Responses of Homojunctions Based on CuInSe<sub>2</sub>", Journal of Materials Science & Surface Engineering, Vol. 4 (4), 2016, pp392-399.
- [65] E.M. Keita\*, B. Mbow, M.L. Sow , C. Sow , M. Thiam , C. Sene, "Theoretical Comparative Study of Internal Quantum Efficiency of Thin Films Solar Cells Based on CuInSe<sub>2</sub> : p<sup>+</sup>/p/n/n<sup>+</sup>, p/n/n<sup>+</sup>, p<sup>+</sup>/p/n and p/n Models", International Journal Of Engineering Sciences & Research Technology, 5(9): September, 2016, 344-359
- [66] R. Scheer, T. Walter, H.W. Schock, M.L. Fearheiley, H.J. Lewerenz, "CuInS<sub>2</sub> based thin film solar cell with 10.2% efficiency ", Appl. Phys. Lett. 63 (1993) 3294.

## Références

- [67] R.A. Mickelsen, W.S. Chen, "High photocurrent polycrystalline thin-film CdS/CuInSe<sub>2</sub> solar cell<sup>a</sup>", Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 371.
- [68] P.J. Dale, A.P. Samantilleke, G. Zoppi, I. Forbes, L.M. Peter, "Characterization of CuInSe<sub>2</sub> material and devices: comparison of thermal and electrochemically prepared absorber layers", J. Phys. D: Appl. Phys. 41 (2008) 085105.

## Liste des Publications et des Communications

### Publications

1. E.M. Keita\*, B. Mbow, M.S. Mane, M.L. Sow, C. Sow, C. Sene "Theoretical Study of Spectral Responses of Homo Junctions Based on  $\text{CuInSe}_2$ " Journal of Materials Science & Surface Engineering, Vol. 4 (4), 2016, pp392-399.
2. E.M. Keita\*, B. Mbow, M.L. Sow , C. Sow , M. Thiam , C. Sene " THEORETICAL COMPARATIVE STUDY OF INTERNAL QUANTUM EFFICIENCY OF THIN FILMS SOLAR CELLS BASED ON  $\text{CuInSe}_2$  :  $p^+/p/n/n^+$ ,  $p/n/n^+$ ,  $p^+/p/n$  and  $p/n$  MODELS" INTERNATIONAL JOURNAL OF ENGINEERING SCIENCES & RESEARCH TECHNOLOGY, 5(9): September, 2016, 344-359
3. M. S. Mané\*, B. Ndiaye, E. M. Keita, B. Mbow and C. Sène " IMPROVING THE PERFORMANCE OF SOLAR CELLS BASED ON THIN FILM ELECTROGENERATED OF  $\text{CuInSe}_2$ " INTERNATIONAL JOURNAL OF ENGINEERING SCIENCES & RESEARCH TECHNOLOGY, 4(12): December, 2015, 455-464
4. Mamadou Dia, Babacar Mbow, EL Hadji Mamadou Keita, Abdoul Aziz Correa, Mamadou Lamine Sow " Theoretical Study of the Spectral Response in Near Infrared of III-V Photodetectors Based on Al, Ga, In, and Sb: The Window Layer Effect" International Journal of Materials Science and Applications, 2017; 6(1): 45-53
5. C.Sow, B.Mbow, Y.Tabar, B.Ndiaye, M.Thiam, E.M. Keita " THEORETICAL STUDY OF INTERNAL QUANTUM EFFICIENCY BASED ON HOMOJUNCTION  $\text{CuInSe}_2$  (n/p) WITH CDS WINDOW GROWN ON CDTE SUBSTRATE" INTERNATIONAL JOURNAL OF ENGINEERING SCIENCES & RESEARCH TECHNOLOGY, 6(1): January, 2017, 140-153

### Communication

E.M. Keita, Présentation de Poster, "Theoretical Study of Spectral Responses of Homo Junctions Based on  $\text{CuInSe}_2$ ", International Summer School Physical and Chemical Principles in Materials Science, Université Pierre et Marie Curie (Paris – France), Northwestern Polytechnical University (Xi'an – China), Paris – France , JULY 11-17, 2016.

**Nom et prénoms : KEITA El Hadji Mamadou**

**Titre de la thèse : Etude théorique de réponses spectrales de cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$  : Modèles à 2 couches (p/n et n/p), à 3 couches (p/n/n<sup>+</sup>, p<sup>+</sup>/p/n, n/p/p<sup>+</sup> et n<sup>+</sup>/n/p) et à 4 couches (p<sup>+</sup>/p/n/n<sup>+</sup> et n<sup>+</sup>/n/p/p<sup>+</sup>)**

**Résumé :**

Une étude théorique pour la détermination de réponses spectrales de cellules solaires a été développée sur des structures à base de  $\text{CuInSe}_2$  tels que l'homojonction simple ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ), l'homojonction déposée sur substrat ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ), l'homojonction en présence de couche fenêtre ( $\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ) et l'homojonction déposée sur substrat en présence de couche fenêtre ( $\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ). Notre étude a été complétée sur les hétérostructures :  $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)$  et  $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)$ . Des calculs théoriques permettant de déterminer la réponse spectrale et le photocourant de court-circuit ont été proposés pour chaque structure. L'utilisation des méthodes de calculs numériques nous a permis également d'optimiser certains paramètres électriques et géométriques (longueur de diffusion, vitesse de recombinaison, épaisseurs des couches, etc.) pour améliorer les performances des cellules solaires à base de  $\text{CuInSe}_2$ . Par une étude comparative des différents composants, nous dimensionnons la cellule idéale du point de vue géométrique et électrique pour permettre au fabricant d'élaborer une photopile solaire la plus performante possible.

**Mots clés :** Cellules solaires -  $\text{CuInSe}_2$  - Réponses spectrales – Effets couche fenêtre et substrat – Homojonction et hétérojonction.

---

**Name and first name: KEITA El Hadji Mamadou**

**Thesis title : Theoretical study of spectral responses of solar cells based on  $\text{CuInSe}_2$  : Models with 2 layers (p/n and n/p), with 3 layers (p/n/n<sup>+</sup>, p<sup>+</sup>/p/n, n/p/p<sup>+</sup> et n<sup>+</sup>/n/p) and with 4 layers (p<sup>+</sup>/p/n/n<sup>+</sup> and n<sup>+</sup>/n/p/p<sup>+</sup>)**

**Abstract :**

A theoretical study for the determination of spectral responses of solar cells has been developed on structures based on  $\text{CuInSe}_2$  by considering the homojunction ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ), the homojunction deposited on substrate ( $\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ), the homojunction with window layer ( $\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})$ ) and the the homojunction deposited on substrate with window layer ( $\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{n}^+)$ ). Our study was completed by considering the heterostructures :  $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)$  and  $\text{ZnO}(\text{n}^+)/\text{CdS}(\text{n})/\text{CuInSe}_2(\text{p})/\text{CuInSe}_2(\text{p}^+)$ . Theoretical calculations for determining the spectral response and the short-circuit photocurrent have been proposed for each structure. Numerical calculation methods have also allowed us to optimize some electrical and geometrical parameters (diffusion length, recombination rate, layer thicknesses, etc.) to enhance the performance of solar cells based on  $\text{CuInSe}_2$ . By comparing the various components, we optimize the geometrical and electrical parameters of the ideal cell allowing the manufacturer to develop the best performing solar cell possible.

**Keywords :** Solar Cells –  $\text{CuInSe}_2$  - Spectral responses - Window and substrate effects - Homojunction and heterojunction.