HAL
open science

Propriétés électriques des composants électroniques minéraux et organiques. Conception et modélisation d'une chaîne photovoltaïque pour une meilleure exploitation de l'énergie solaire

Abdelhak Aziz

To cite this version:

Abdelhak Aziz. Propriétés électriques des composants électroniques minéraux et organiques. Conception et modélisation d'une chaîne photovoltaïque pour une meilleure exploitation de l'énergie solaire. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT : . tel-00143296

HAL Id: tel-00143296

https://theses.hal.science/tel-00143296

Submitted on 25 Apr 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE TOULOUSE III- PAUL SABATIER

UFR : Conceptions des Circuits Microélectroniques et Microsystèmes (CCMM)

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Présentée et soutenue par :

Abdelhak AZIZ

Le 28/11/2006

Titre :

Propriétés électriques des composants électroniques minéraux et organiques, Conception et modélisation d'une chaîne photovoltaïque pour une meilleure exploitation de l'énergie solaire

---

Directeur de thèse : François OLIVIE

Jury

MM :

Alain CAZARRE	: Professeur à l'université Paul Sabatier, Toulouse (Président)
Mohamed BENZOHRA	: Professeur à l'université Rouen (Rapporteur)
Khalifa AGUIR	: Professeur à l'université Aix-Marseille (Rapporteur)
Khalil KASSMI	: Professeur à l'université Mohamed 1er (Co_directeur)

Remerciements

Cette thèse a été préparée au laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS/CNRS Toulouse France) en collaboration avec le Laboratoire d'Electronique Appliquée et d'automatique (LEAA) de la Faculté des Sciences Oujda Maroc dans le cadre de l'action intégrée N° MA78/03 et des programmes soutenus par le ministère de l'enseignement supérieur et de la formation des cadres au Maroc (PROTARS III et le Projet de l'Université Mohamed 1er Oujda).

Je remercie Jacques GRAFFEUIL Professeur Université Paul Sabatier Toulouse Directeur de l'école doctorale Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEET) : du microsystème au système.

La pluridisciplinarité du sujet de cette thèse m'a permis de rencontrer des personnes possédant de grandes qualités scientifiques et humaines. Je tiens notamment à exprimer toute ma reconnaissance au Professeur Augustin MARTINEZ chef du groupe Technologie des Micro et Nano structures TMN/M2D et responsable de l'action intégrée pour avoir facilité mes premiers pas dans la recherche, pour l'aide constante et bienveillante qu'il a apportée, pour la confiance et l'autonomie d'action qu'il a accordée à notre équipe. Je lui souhaite une joyeuse retraite !!! Je remercie également et très particulièrement Monsieur Pierre TEMPLE BOYER directeur de recherche au CNRS, pour son aide, sa gentillesse et sa collaboration.

Je tiens à remercier les responsables de l'action intégrée (Marocains et Français), les responsables du programme PROTARS III et ceux de la Commission Universitaire pour le Développement CUD " activité 03", Energie renouvelable pour avoir cofinancé cette thèse et pour toute l'attention qu'ils ont portée à mes travaux..

Je suis particulièrement reconnaissant aux Professeur François OLIVIE qui a accepté de diriger cette thèse et pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques et de ses qualités humaines, pour tout le temps qu'il a consacré à me faire partager son expérience, surtout pour son enthousiasme communicatif, pour tous les polymères et molécules qu'il a synthétisés et pour les caractérisations électriques de nos matériaux. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude, pour l'aide et la confiance qu'il m'a accordées tout au long de la réalisation de ce travail. Je le remercie aussi pour le soutien qu'il m'a témoigné et tout ce qu'il m'a apporté par son esprit visionnaire.

Je tiens particulièrement à remercier monsieur Alain CAZARRE Professeur à l'université Paul Sabatier de Toulouse qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, pour sa gentillesse et pour m'avoir encouragé à débuter la recherche à l'école doctorale, Je le remercier aussi pour avoir suivi pas à pas ces travaux de recherche depuis le Diplôme des Etudes Approfondies jusqu'à la soutenance de cette thèse.

Que Messieurs Mohamed BENZOHRA et Khalifa AGUIR respectivement Professeur à l'université Rouen et Professeur à l'université Aix-Marseille sachent combien je suis honoré qu'ils aient accepté d'être rapporteurs de cette thèse et de juger ce travail. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail ainsi que pour leurs remarques et commentaires qui ont contribué à l'amélioration de ce manuscrit.

J'adresse mes remerciements à Professeur Khalil KASSMI de l'université Mohamed 1er et Codirecteur de cette thèse pour ses compétences, pour avoir perçu le premier la pertinence de ce travail, pour ses conseils, ses discussions fructueuses, ses encouragements et sa disponibilité. Je le remercie enfin d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je tiens à exprimer une reconnaissance sans réserve au Professeur Mostafa AZIZI pour la patience dont il a fait preuve lors de la révision et la relecture des articles publiés. Je voudrai également remercie le Professeur Elmamoun AZIZ pour ses remarques pertinentes et ses discussions indéfectibles toujours accompagnées d'espoir.

Que l'ensemble des enseignants chercheurs, des administratifs, des secrétaires du LAAS avec qui j'ai eu contact lors de mon déplacement à Toulouse et qui ont contribué au bon déroulement de ce travail, Doctorants anciens ou contemporains du LAAS trouvent ici l'expression de ma gratitude pour leur gentillesse et leur patience,

Je souhaite maintenant remercier tous les collègues, ou plutôt amis de L'ESTO et de L'ENSAO, pour avoir me supporté pendant ces trois années. Un grand merci à R. Aboutni à qui je souhaite de grandes victoires, à A. Messaoudi, A. Bouamama, Mohamed Elhafyani, M. Bouklah, Y. Elhasswani, N. Ouachani, M. Sammer et M. Taghlaoui avec qui j'ai partagé les hauts et les bas d'une vie de thésard, la science, la culture et le rire. À ces personnes, je sers chaleureusement la main.

Un énorme merci à toute ma famille qui m'a soutenu, motivé tout au long de mes études et en particulier à ma mère, mon père pour avoir permis que je devienne celui que je suis aujourd'hui et aussi à mon frère Mohamed, mes sœurs Fatna, Aicha, Naziha, mes nièces, mes neveux et enfin à mes fils Mohamed, Ahmed et Aymane…

Un grand MERCI à tous.

Table des matières

Introduction générale …….…….....1

Chapitre I : Propriétés Electriques des Structures Métal/oxyde/semi-conducteur (MOS) minérales nanométriques……7

I. Introduction 7

II. Propriétés électriques des structures MOS minérales en absence des charges..... 8
II.1. Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS 8
II.2. Expression de la tension Vg en fonction des paramètres de la structure MOS 9
II.3. Champ électrique à l'interface oxyde/semiconducteur dans le semiconducteur 9
II.4. Potentiel et champ électriques dans la couche d'oxyde 12

III. Propriétés électriques des structures MOS en présence des charges dans la couche d'oxyde..... 13
III.1. Structure MOS en présence des charges dans l'oxyde..... 13
III.2. Potentiel et champ électriques dans la couche d'oxyde 14
III.2.1. Potentiel électrique $\psi(x)$ dans l'oxyde..... 14
III.2.2. Champ fictif (E_i*) dans la couche d'oxyde 14
III.3. Charge ramenée à l'interface oxyde/semiconducteur (Q^*): 15
III.4. Expression de la tension Vg en présence des charges dans l'oxyde..... 16
III.5. Influence des charges sur la barrière de potentiel dans d'oxyde et distance tunnel. 17
III.5.1. Charges réparties et lamellaires..... 17
III.5.2. Distance tunnel 19

IV. Conduction Fowler – Nodheim en absence et en présence des charges dans la couche d'Oxyde des structures MOS 21
IV.1. Mécanismes d'injection des porteurs dans la couche d'oxyde des structures MOS..... 21
IV.2. Injection des porteurs par effet tunnel de type effet Fowler-Nordheim..... 21
IV.3. Expression du courant Fowler – Nordheim en absence des charges dans l'oxyde..... 22
IV.3.1. Probabilité de transmission par effet Fowler - Nordheim..... 22
IV.3.2. Densité de courant Fowler - Nordheim..... 24
IV.4. Influence des charges de barycentre fixe sur le courant Fowler-Nordheim 25
IV.4.1. Expression du courant en présence des charges..... 25
IV.4.2. Influence des charges sur le décalage $\Delta Vg(Vg)$ à courants constants 26
IV.4.3. Influence de la densité de charge sur les caractéristiques I (V) 27
IV.4.4. Influence des charges sur la barrière apparente ϕ_{bm}^{ch} à l'interface métal/oxyde..... 28
IV.5. Influence des charges de barycentre dépendant de la tension Vg sur le courant FN 30
IV.5.1. Barycentre dépendant de la tension V_g 30
III.5.2. Influence de la charge stockée sur la caractéristique I(Vg) 30
IV.5.3. Influence de charge stockée dans l'oxyde sur la barrière apparente (Φ_m^{ch}) 31

V. Conclusion...……..…….....34

Chapitre II : Modélisation des propriétés de conduction des structures MOS minérales en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde……..35

I. Introduction 35

II. Moyens de réalisation, caractérisation et modélisation des propriétés de conduction des structures MOS 36
II.1. Mode de réalisation des structures MOS 36
II.2. Moyens de caractérisations électriques 37
II.2.1. Banc de mesures 37
II.2.2. Caractérisation capacité-tension C(V) 37
II.2.3. Caractérisation courant-tension I(Vg) 38
II.2.4. Caractérisation Vg(t) ou Vg(Q_{inj}) 38
II.3. Description du programme permettant la modélisation des caractéristiques I(Vg) 38

III. Modélisation des caractéristiques I(Vg) des structures MOS en absence des charges 39
III.1. Caractéristique I (Vg) sans charges 39
III.2. Modélisation des caractéristiques I (Vg) 40
III.3. Analyse du courant en excès à faibles champs 41

IV. Modélisation des caractéristiques I(Vg) des structures MOS en présence des charges 43
IV.1. Modélisation des caractéristiques Vg(t) 43
IV.2. Caractéristiques I (Vg) en présence des charges 45
IV.2.1. Décalage des caractéristiques I(Vg) 45
IV.2.2. Caractéristiques I (Vg) sans courant en excès à faibles champs 45
IV.3. Modélisation des caractéristiques ΔVg(Vg) à faibles champs 46
IV.4. Modélisation des caractéristiques ΔVg(Vg) à forts champs 48
IV.4.1. Influence des charges sur les caractéristiques ΔVg(Vg) 48
IV.4.2. Analyse de la présence d'une charge positive dans l'oxyde 48
IV.4.3. Analyse de dépiégeage des charges négatives dans l'oxyde 49
IV.4.4. Analyse de déplacement du barycentre dans l'oxyde 50
IV.5. Instabilité des charges négatives piégées dans l'oxyde 52
IV.5.1. Relaxation des charges négatives piégées après injection du courant constant 52
IV.5.2. Analyse de l'instabilité des charges piégées dans l'oxyde 53
IV.5.3. Analyse de l'instabilité associée au début des caractéristiques de Vg(Q_{inj}) 54

V. Conclusion 56

Chapitre III : Modélisation des propriétés de conduction des diodes Schottky organiques (Polymères)……57

I. Introduction 57

II. Etat de l'art sur les Polymères conjugués 58
II.1. Nomenclature des polymères 58
II.2. Configuration électronique de l'atome de carbone 58

II.3. Polymères conjugués, liaison σ et π 59
II.4. Structure de bandes d'énergie 60
II.5. Propriétés électriques des polymères 62
II.5.1. Dopage des polymères 62
II.5.2. Porteurs de charges 63
II.5.3. Modes de conduction dans les polymères 64
II.6. Phénomène de transport des porteurs de charge dans les polymères 64
II.6.1. Emission Thermoionique 65
II.6.2. Injection par effet tunnel 66
II.6.3. Courant limité par la charge d'espace 67
II.6.4. Abaissement de la barrière par effet de la charge image 67

III. Modélisation des caractéristiques courant-tension I(V) des diodes Schottky en polymère 69
III.1. Processus technologique et procédures expérimentales 69
III.2. Caractéristiques courant-tension expérimentales 70
III.2.1. Stabilité électrique des structures Schottky en polymère 70
III.2.2. Influence de la température sur les caractéristiques courant-tension 70
III.3. Caractéristiques courant-tension en direct 72
III.3.1. Modélisation de la partie linéaire (-0.4 Volt< V< 0 Volt) 72
III.3.2. Modélisation de la partie non linéaire (-2 Volt<V< -0.4 Volt) 73
III.3.2.1. Résistance série du polymère 73
III.3.2.2. Mobilité des porteurs de charges 75
III.3.3. Diagramme de bandes d'énergie 75
III.4. Caractéristiques courant-tension en inverse 77
III.4.1. Modélisation des caractéristiques courant – tension 77
III.4.2. Diagramme de bandes d'énergie 78
III.4.3. Détermination de la constante de Richardson A 79
III.4.4. Détermination de la barrière de potentiel E_{b0} 80
III.5. Validation des résultats 81

IV. Conclusion 82

Chapitre IV : Générateur photovoltaïque, adaptation de la puissance électrique……85

I. Introduction 85

II- Générateur photovoltaïque 86
II.1. Matériaux utilisés dans les cellules PV 86
II.2. Cellules photovoltaïques 87
II.2.1. Structure d'une cellule PV 87
II.2.2. Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque 87
II.2.3. Modèle électrique d'une cellule photovoltaïque 88
II.2.4. Caractéristiques électriques d'une cellule PV 89

III. Module ou panneau PV 91
III.1. Structure du panneau PV 91
III.2. Critères de câblage des cellules PV 92

III.3. Rendement d'un panneau PV 92
III.4. Schéma électriques et fonctionnement des panneaux PV 93
III.4.1. Symbolisation des panneaux PV 93
III.4.2. Symbolisation du panneau SP75 94
III.4.2.1. Architecture du panneau SP75 94
III.4.2.2. Symbolisation électrique du panneau SP75 95
III.4.2.3. Simulation de l'influence de la charge sur les grandeurs électriques 97

IV. Fonctionnement des panneaux PV dans les conditions optimales 97
IV.1. Point de puissance maximale 98
IV-2- Fonctionnement du panneau solaire SP75 dans les conditions optimales 99

V- Adaptation des générateurs PV : système PV 100
V.1. Schéma synoptique du système PV adapté 101
V.2. Structure des convertisseurs d'énergie Buck et Boost 101
V.2.1. Structure du convertisseur Boost 101
V.2.2. Structure du convertisseur Buck 102
V.3. Principe et régimes de fonctionnement des convertisseurs d'énergie 102
V.3.1. Convertisseur Boost 102
V.3.1.1. Régime continu 102
V.3.1.1.1. Définition 102
V.3.1.1.2. Ondulation à la sortie 104
V.3.1.1.3. Ondulation à l'entrée 105
V.3.1.1.4. condition d'adaptation 106
V.3.1.2. Régime discontinu 106
V.3.1.3. Régime critique 107
V.3.2. Convertisseur Buck 108
V.3.2.1. Régime continu 108
V.3.2.1.1. Définition 108
V.3.2.1.2. Ondulation à la sortie 109
V.3.2.1.3. Ondulation à l'entrée 110
V.3.2.1.4.Condition d'adaptation 111
V.3.2.2. Régime discontinu 111
V.3.2.3. Régime critique 113
V.4. Dimensionnement des convertisseurs Boost et Buck 113
V.4.1. Cahier de charges et objectifs 113
V.4.2. Dimensionnement des convertisseurs 114
V.4.3. Estimation des pertes de puissance 115

VI- Analyse du fonctionnement des convertisseurs dans l'environnement Orcad-pspice 117
VI.1. Convertisseur survolteur (Boost) 117
VI.1.1. Caractéristiques électriques typiques du système PV 117
VI.1.2. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les tensions et courants 119
VI.1.3. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les puissances 120
VI.2. Convertisseur dévolteur 121
VI.2.1. Caractéristiques électriques typiques du système PV 121
VI.2.2. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les tensions et courants 122

VI.2.3. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les puissances 123
VI.3. Récapitulatif 125

VII. Incidents affectant l'adaptation des générateurs PV 125
VII.1. Incident s dus à la variation des conditions météorologiques 125
VII.2. Incident dû à la variation de la charge 126

VIII. Conclusion 127

Chapitre V : Conception et modélisation d'un système photovoltaïque adapté par une commande MPPT analogique munie d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage.....129

I. Introduction 129

II. Systèmes photovoltaïques 130
II.1. Schéma synoptique du système PV 130
II.2. Convertisseurs d'énergie 131
II.3. Commandes MPPTs 131
II.3.1. Généralités 131
II.3.2. Différents types de commandes MPPT 132
II.4. Circuit de détection du dysfonctionnement et de redémarrage du système 134

III. Structure et fonctionnement d'une commande MPPT analogique 135
III.1. Schéma synoptique et principe de fonctionnement 135
III.2. Structure de la commande MPPT 137
III.2.2. Convergence vers les conditions optimales 137

IV. Circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage 139
IV.1. Circuit de détection de dysfonctionnement 139
IV.1.1. Structure du circuit détecteur 139
IV.1.2. Fonctionnement du circuit détecteur 139
IV.2. Redémarrage du système 141
IV.2.1. Circuit de redémarrage 141
IV.2.2. Analyse de la divergence et mécanismes de redémarrage 142

V. Simulation du fonctionnement électrique d'un système photovoltaïque 143
V.1. Système photovoltaïque adapté par un hacheur boost 144
V.1.1. Fonctionnement en tenant compte de la commande MPPT 144
V.1.1.1. Forme de l'onde dans les composants de la commande MPPT 144
V.1.1.2. Courants, tensions et puissances dans le système PV 146
V.1.1.3. Incertitude précision - stabilité 147
V.1.2. Fonctionnement du système complet 148
V.1.2.1. L'incident est un changement brutal de l'éclairement 148
V.1.2.2. L'incident est un changement brutal de la charge 151
V.2. Système photovoltaïque adapté par un hacheur de type dévolteur 152
V.3. Evaluation de la commande 153

VI. Conclusion 154

Conclusion générale……...…….....155
Annexes…….…….....161
Liste des publications……..……...….....165
Bibliographie ……...……...167
Résumé de la thèse. ……...…….....174

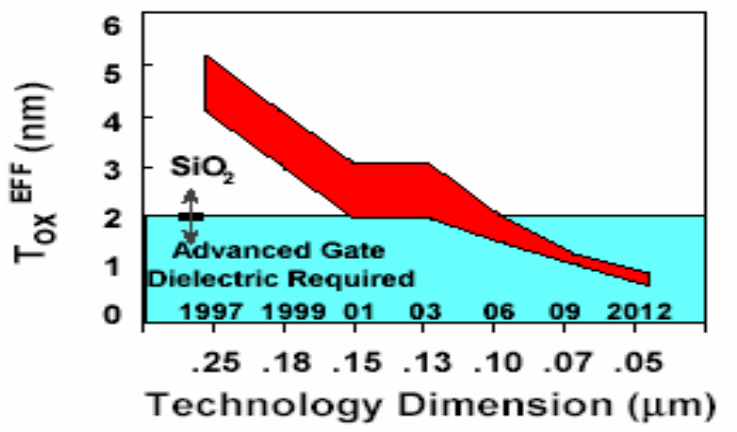
Introduction générale

Les recherches effectuées dans cette thèse portent sur la réalisation et la modélisation des propriétés de conduction des composants électroniques minéraux et organiques, et sur la conception et modélisation dans l'environnement Orcad-Pspice des systèmes photovoltaïques de moyennes puissances (100W) pour une meilleure exploitation de l'énergie solaire. Ce travail est réalisé au sein du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes de Toulouse- France en collaboration avec le laboratoire d'Electronique Appliquée et d'Automatique (LEAA) Oujda, Maroc et se situe dans un contexte bien défini. Citons à ce propos :

- Une Collaboration entre l'université Paul Sabatier et l'université Mohamed 1er d'Oujda. Cette collaboration est soutenue par l'Action Intégrée N° MA/03/78.
- Deux projets soutenus par le ministère de l'enseignement supérieur et de la formation des cadres au Maroc :
  - programme Thématique d'Appui à la Recherche Scientifique (PROTARS III) 'D43/06',
  - le Projet de l'Université Mohamed 1er – Oujda (Maroc).
- Une Coopération Maroco-Belge soutenue par la Commission Universitaire pour le Développement CUD », activité 03 », Energie renouvelable.

L'ensemble de ces collaborations a défini notre cahier de charges. Nous étions ainsi amené à travailler sur les composants microélectroniques minéraux et organiques et les systèmes photovoltaïques.

Dans le domaine des composants minéraux, l'évolution incessante des dimensions (figure 1) des circuits intégrés à base des structures métal/oxyde/semiconducteur (MOS) [1,2] de haute complexité rend nécessaire la maîtrise de la croissance de la couche d'oxyde (oxydation thermique du silicium) et une bonne connaissance de ses propriétés électriques lorsque son épaisseur est inférieure à la centaine d'Angström [3-5]. Aussi, cette diminution de dimension entraîne d'une manière inévitable une amplification des phénomènes volumiques et interfaciaux [6]. Les problèmes les plus rencontrés, sont ceux associés au stockage de charges, négatives et positives, dans la couche d'oxyde lors de l'injection des courants à travers la couche isolante par effet tunnel de type Fowler–Nordheim (FN) [3,4,7] où irradiation par les rayons X [3,5,8]. On montre que ceci induit une forte instabilité et dégradation (vieillissement) des caractéristiques électriques des composants MOS [3-5,9,10]. Dans des précédents travaux, K.Kassmi [3] montre que cette dégradation se traduit par l'apparition d'un courant en excès de type FN à faibles champs dans l'oxyde (champs compris entre 8 à 9 MV/cm). Ce courant joue un rôle le plus souvent néfaste dans le fonctionnement électrique des composants micro-électroniques et par conséquent dans les circuits MOS [11,12]. En revanche, le mécanisme d'injection par effet FN est cependant la base de fonctionnement de certains nouveaux dispositifs électroniques MOS dits ''dispositifs tunnels'' [3-5] tels que les mémoires statiques à lecture seule (EEPROM) [13,14] et les mémoires dynamiques DROM [13,14]. Les porteurs, après avoir traversé la couche isolante, sont stockés sur une grille flottante et constituent une mémoire électrostatique [6]. Ces mémoires ont été destinées à fonctionner à des champs électriques de l'ordre de 10 MV/cm [4,6]. Un bon fonctionnement de ces composants impose impérativement un faible courant en excès afin de retenir la charge stockée sur la grille flottante [4,6]. Ceci dicte l'utilisation d'une couche isolante d'excellentes propriétés physico-chimiques : densité de défauts faible, une bonne adhésion au semiconducteur et au métal, tenue diélectrique importante,… L'oxyde de Silicium (SiO_2) se révèle, à ce point de vue, le plus satisfaisant.



Figue 1 : Marché des composants MOS à base des semiconducteurs minéraux [1,2]

Afin d'optimiser les problèmes cités ci haut et de minimiser les effets indésirables pour un fonctionnement meilleur des composants micro-électroniques minéraux MOS, il est indispensable d'analyser d'une manière approfondie la conduction FN et l'influence des charges stockées dans la couche d'oxyde (densité et barycentre) sur cette conduction FN. Actuellement, le problème qui se pose, dans ces composants fortement intégrés, est la mise en œuvre des modèles électriques et techniques expérimentales permettant d'analyser d'une manière fine et convaincante ce problème de stockage de charges ou de vieillissement des composants MOS.

Par ailleurs, dans le domaine de l'industrie des matériaux électroniques, se développe de nos jours en parallèle avec la technologie des semiconducteurs classiques (minéraux) une nouvelle électronique moins connue : c'est l'électronique organique ou plastique. Les matériaux fondamentaux de cette nouvelle technologie sont des composés organiques appelés polymères. Ces nouveaux matériaux peuvent être considérés comme des alternatifs aux matériaux classiques vu la facilité de leur fabrication et leur faible coût. Les composants électroniques à base des polymères tels que les diodes, transistors (respectivement OLEDs et OTFTs) et cellules photovoltaïques (figure 2) [15], sont déjà disponibles dans le marché et beaucoup d'autres applications sont à envisager (écrans couleurs flexibles, diodes lasers, capteurs de gaz, puces toutes plastiques …)[16]. D'où la nécessité de développer une activité scientifique intense, aussi bien au niveau fondamental qu'au niveau des applications.

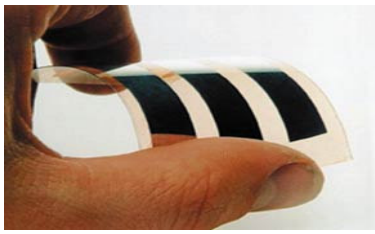


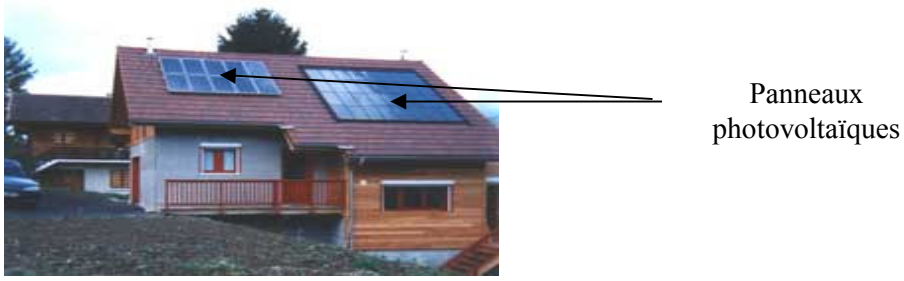
Figure 2 : Cellule photovoltaïque souple (polymère) développée à l'université de Linz (Autriche) [15].

Actuellement, la production de l'énergie domestique et dans l'industrie est basée, en grande partie, sur une ressource limitée : le pétrole. Les sources du pétrole deviennent de plus en plus rares, pendant que les demandes énergétiques du monde s'élèvent continuellement. Il est estimé que les réserves mondiales seront épuisées vers 2030 [17,18] si la consommation n'est pas radicalement modifiée, et au maximum vers 2100 si des efforts sont produits sur la production et la consommation. Etant donné que cette forme d'énergie couvre une grosse partie de la production énergétique actuelle, il s'avère nécessaire de trouver une autre solution pour prendre le relais. La contrainte imposée est d'utiliser une source d'énergie économique et peu polluante car la protection de l'environnement est devenue un point important.

En plus, d'autres éléments importants de notre société demandent de l'énergie basée sur le pétrole : c'est l'industrie et le transport public (ou personnel). La combustion des dérivées de pétrole

basées sur le carbone produit du gaz carbonique (CO_2) et conduit à l'effet de serre. La croissance significative et continuelle de l'industrie et du trafic contribue au chauffage global de la planète et constitue la source principale de pollution atmosphérique. Ceci a mené les gouvernements à mettre en œuvre des plans d'action contre cette menace pour concevoir des systèmes à basse émission des gaz et des véhicules à zéro émission.

La recherche des ressources d'énergie alternatives est devenue une question cruciale de nos jours. Beaucoup de recherches scientifiques ont été menées, non seulement, dans le domaine de la production d'énergie nucléaire mais également dans le secteur des sources d'énergie illimitées telles que la production d'électricité par le vent et la transformation d'énergie solaire [19,20]. Dans ce dernier cas la conception, l'optimisation et la réalisation des systèmes photovoltaïques sont des problèmes d'actualité. La résolution de ces problèmes conduit sûrement à une meilleure exploitation de l'énergie solaire. Ces systèmes photovoltaïques générateurs d'électricité peuvent être exploités dans différents lieux : électrification des sites isolés (figure 3), installation dans les bâtiments ou raccordement direct au réseau d'électricité,…



Figue 3 : Maison photovoltaïque dans un site isolé.

En ce qui concerne l'énergie solaire photovoltaïque, les éléments de base sont des cellules ou des panneaux photovoltaïques qui convertissent le rayonnement solaire en courant électrique (effet photovoltaïque). Actuellement le matériau principal de la conversion photovoltaïque est le silicium sous ses différentes formes (figure 4-A). L'inconvénient majeur de cette énergie est le faible rendement des matériaux de conversion et le coût élevé. Le coût de cette énergie reste à l'heure actuelle le plus élevé vis à vis du coût des autres formes d'énergie. Cependant, la production des matériaux de conversion double presque tous les quatre ans (figure 4-B). Cette augmentation dans la production laisse espérer des prix plus bas (baisse de 5% chaque année (figure 4-B). Ce qui fait du soleil une source d'énergie très prometteuse.

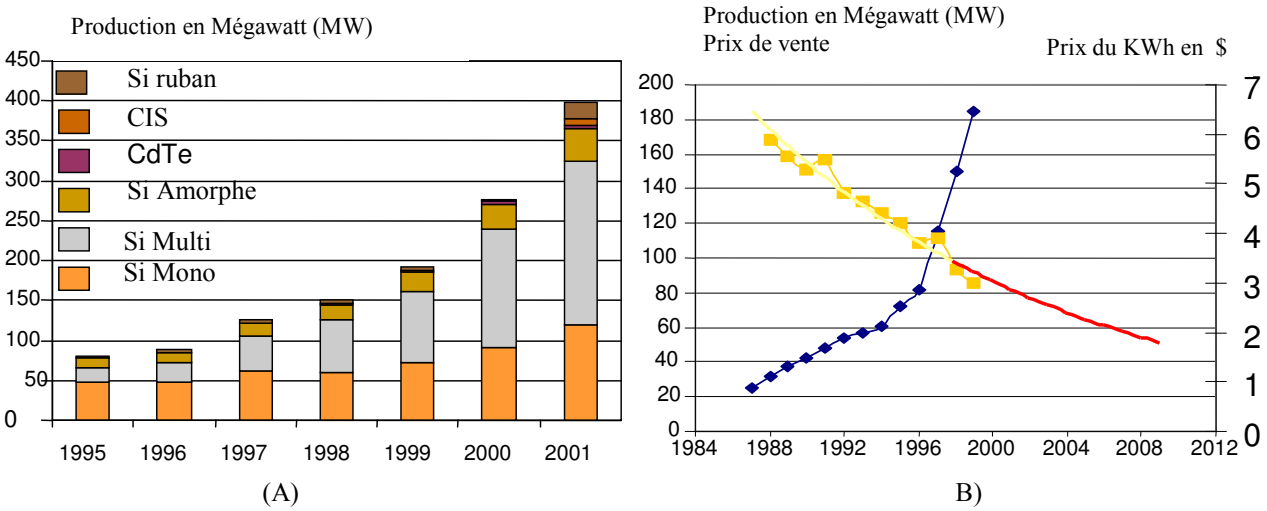


Figure 4 : *A) Matériaux utilisés dans la conversion photovoltaïque.*
B) Marché de l'énergie photovoltaïque
Marché actuel
Prix de vente du KWh en Dollar
Exponentielle décroissante (Prix de vente)

Le deuxième problème majeur c'est que les modules photovoltaïques se comportent comme des générateurs non linéaires [19]. Le module photovoltaïque possède un point de fonctionnement optimum, appelé le point de puissance maximale (PPM) [20-22], dépendant de la température des cellules, de l'intensité d'éclairement et des variations de la charge. Le problème qui se pose est de réaliser une adaptation entre module et charge pour que la puissance extraite du module soit, d'une part, maximale et d'autre part, quasiment transférée à la charge. Ceci est effectué par le biais des convertisseurs d'énergie contrôlés par une commande appelée MPPT (Maximum Power Point Tracking) dont le rôle essentiel est de poursuivre le point de puissance maximal (PPM) lorsque le système PV est exposé à des conditions météorologiques et de charge déterminées. Aussi, les variations rapides de ces conditions déplacent le point de fonctionnement du système PV loin de sa position optimale. La divergence du système PV peut avoir lieu vers le point du circuit ouvert ou le point du court-circuit. Donc la conception et la modélisation d'un circuit permettant de détecter ce dysfonctionnement et de redémarrer le système sont nécessaires. Actuellement, dans la majorité des installations, les systèmes photovoltaïques ne sont pas équipés d'un tel dispositif (MPPT). L'addition d'un tel dispositif aux systèmes PV entraînera une augmentation notable de rendement global du module PV.

Dans ce contexte, l'objet de notre travail est :

- l'étude des propriétés électriques des structures MOS en terme de mécanismes contrôlant leurs performances dans les composants électroniques MOS. Les structures qui ont fait l'objet de notre étude, les différentes techniques de caractérisation électrique et le processus technologique de réalisation des structures MOS sont développés et mis en œuvre au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS/ CNRS de Toulouse, France) dans le groupe Technologie Micro et Nanostructures (TMN). Plus particulièrement, nous analysons en fonction du champ électrique appliqué à la structure MOS, le mécanisme de conduction par effet FN et l'influence des charges stockées dans la couche d'oxyde, à forts champs (>10MV/cm), sur les propriétés de conduction par effet FN.

- de monter la faisabilité des composants électroniques en polymères à base des diodes Schottky (contact métal/polymère, cellules photovoltaïques). Nous avons réalisé et caractérisé les composants organiques au LAAS/CNRS de Toulouse. A partir des modèles développés dans ce travail, nous avons étudié, en fonction de la température, les propriétés de conduction en direct et en inverse.

- l'étude de la conception et la modélisation des systèmes PV de moyenne puissances (100 W) destinés aux applications continues (DC). Nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice, le fonctionnement électrique des différents blocs formant ce système : générateur PV, quadripôle d'adaptation (Hacheur), commande MPPT, circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système et charge.

Le mémoire est organisé en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, nous nous intéressons à établir les équations de base régissant le fonctionnement physique des structures métal/oxyde/semiconducteur (MOS) minérales. Plus particulièrement nous analysons, la conduction tunnel de type Fowler-Nordheim (FN) et l'influence théorique des charges stockées dans la couche d'oxyde sur ce courant Fowler-Nordeim.

Dans le deuxième chapitre, nous modélisons les caractéristiques courant-tension des structures métal/oxyde ultramince/semiconducteur, avant et après injection de courant par effet FN en régime d'accumulation (Vg<0). En se basant sur les résultats théoriques du premier chapitre, nous proposons une méthodologie permettant de caractériser d'une manière fine le stockage des charges dans la couche d'oxyde. En appliquant cette méthode de caractérisation, nous analysons le vieillissement des structures MOS, sous injection de courant par effet FN, en déterminant le barycentre et la densité de la

charge en fonction du champ électrique appliqué à la structure. Aussi, nous analysons le problème de l'instabilité de ces charges stockées dans la couche d'oxyde.

Dans le troisième chapitre, nous étudions la faisabilité des diodes Schottky en polymères de type métal/polymère/métal. Nous présentons d'abord une synthèse bibliographique succincte sur les propriétés électriques des semiconducteurs et des diodes Schottky organiques, ensuite nous décrivons le processus de réalisation des diodes Schottky et nous analysons les résultats de la caractérisation électriques courant-tension ainsi que leurs modélisations en se basant sur les résultats des chapitres précédents et ceux de la littérature.

Le chapitre IV concerne l'analyse de la structure et le fonctionnement électrique du générateur photovoltaïque (cellule et panneau photovoltaïque) ainsi que son adaptation à une charge résistive. Après avoir symbolisé le générateur PV 'SP 75', qui fera l'objet de notre réalisation expérimentale, nous analysons son fonctionnement et son adaptation à une charge par le biais d'un convertisseur d'énergie DC-DC (hacheur) en fonction de l'éclairement et de la température.

Dans le chapitre V, nous analysons la conception et le fonctionnement électrique, dans l'environnement Orcad – Pspice, d'un système PV dont le fonctionnement est régulé par une commande MPPT (Maximum Power Point Tracking) analogique et un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système travaillant à une fréquence de 0.1 MHz. Dans notre étude, le générateur PV et le quadripôle d'adaptation sont ceux analysés dans le chapitre 4 (générateur 'SP 75', convertisseur 'Hacheur'). Nous étudions la convergence du système PV vers le point de fonctionnement optimal (PPM) suites aux variations météorologiques (éclairement, température,...) et de la charge.

Chapitre I

Propriétés Electriques des Structures Métal/oxyde/semi-conducteur (MOS) minérales nanométriques

I. Introduction

L'étude des propriétés électriques des structures métal/oxyde/semiconducteur (MOS) minérales (au silicium) utilisées dans les nouveaux dispositifs électroniques (transistor MOS, MOSFET, mémoire EEPROM…etc) nécessite une bonne connaissance des propriétés électriques qui régissent le fonctionnement de ces structures. Actuellement, la miniaturisation incessante des dimensions des composants et circuits intégrés MOS exige d'abord la maîtrise de la croissance de la couche d'oxyde de silicium d'épaisseur inférieure à la centaine d'Angströms (nanométrique) [4,5,23] et aussi une parfaite connaissance des ses propriétés électriques. Dans ces composants ainsi miniaturisés, les principaux phénomènes qui se manifestent sont le stockage de charges dans la couche d'oxyde [3,5, 24,25] et la conduction tunnel de type Fowler-Nordheim [3,4,8,25] qui est contrôlée par les barrières offertes aux interfaces métal/oxyde et oxyde/semiconducteur. Ceci nécessite donc une modélisation et caractérisation électrique approfondies. Dans la littérature [3-5,8,26] il a été montré que le stockage des charges dans la couche d'oxyde est la cause principale du vieillissement des composants et des circuits MOS. Ceci nécessite alors la caractérisation électrique et la modélisation fine des propriétés de conduction des structures MOS.

Dans cette optique, nous étudions dans ce chapitre les propriétés électriques des structures MOS dont l'épaisseur de la couche d'oxyde est de l'ordre de 100 Å, en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde :

- dans la première partie, nous présentons lorsque l'oxyde est exempt de charges les différentes équations de base, régissant le fonctionnement électrique des structures MOS, sous forme d'intégrale. A partir de ces équations nous définissons les grandeurs électriques (potentiel en surface, champ électrique,...) du semiconducteur et de la couche d'oxyde, puis nous analysons leur évolution en fonction de la tension appliquée à la structure.

- dans la deuxième partie, nous analysons les propriétés électriques des structures MOS en présence des charges dans la couche d'oxyde en s'intéressant plus particulièrement à l'influence des charges dans la couche d'oxyde sur la barrière de potentiel dans la couche d'oxyde en fonction de la tension appliquée à la structure MOS.

- dans la troisième partie, nous rappelons les différents mécanismes de conduction dans les structures MOS et les équations physiques de base permettant l'étude du courant tunnel du type Fowler Nordheim. Actuellement, cette étude est tout a fait indispensable puisqu'elle nous permet d'analyser la fiabilité du processus technologique des structures MOS à grande échelle d'intégration [4,27], en caractérisant la couche d'oxyde et les barrières de potentiel aux interfaces métal/oxyde et oxyde/semiconducteur [3,4,5]. Ensuite, nous analysons d'une manière fine la conduction Fowler Nordheim lorsque la structure MOS est polarisée en régime d'accumulation ($V_g<0$). Au cours de cette étude, nous présentons les résultats de simulation numérique en absence et en présence des charges stockées dans la couche d'oxyde. Une attention particulière sera consacrée à la proposition d'une méthodologie qui permet de déterminer les caractéristiques des charges (densité et barycentre) dans la couche d'oxyde [28-30] des structures MOS soumises à une injection de porteurs ou à une irradiation ionisante par exemple [5].

II. Propriétés électriques des structures MOS minérales en absence des charges

II.1. Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS

L'étude physique des structures MOS est basée sur l'utilisation de leur diagramme de bandes d'énergie qui est représenté sur la figure 1-1[26]. Il apparaît, pour une tension *Vg* appliquée à la structure, des déformations de ce diagramme dans la couche d'oxyde et dans le semi-conducteur. Dans ce cas où la couche d'oxyde est exempte de charges, la barrière de potentiel est triangulaire [5].

Dans ce mémoire nous adoptons les différentes notations qui sont présentées sur ce diagramme de bande d'énergie (Figure 1-1) et nous analysons les structures MOS à une seule dimensions (suivant la direction x

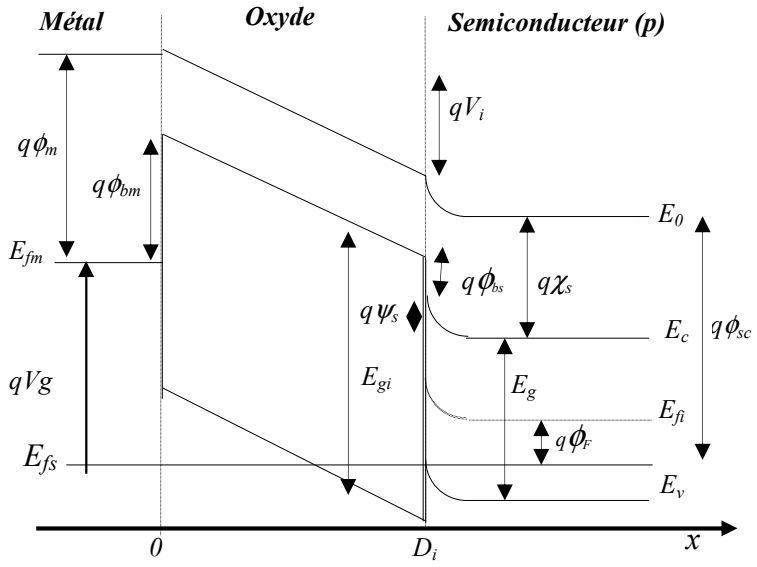


Figure 1-1: Diagramme énergétique d'une structure MOS polarisée par une tension négative Vg<0 en absence des charges dans la couche d'oxyde.

Où :

- x : position d'abscisse x dans la structure MOS
- q : charge élémentaire ($q = 1.610^{-19} C$),
- E_0 : niveau du Vide,
- E_c : énergie du bas de la bande de conduction du semiconducteur,
- E_v : énergie du haut de la bande de valence du semiconducteur,
- E_{fi} : niveau de fermi intrinsèque du semiconducteur,
- E_{fs} : niveau de fermi du semiconducteur,
- E_{fm} : niveau de fermi du métal,
- $q\phi_m$: travail de sortie du métal,
- $q\phi_{bm}$: barrière du potentiel à l'interface métal/oxyde,
- $q\phi_{bs}$: barrière de potentiel à l'interface oxyde /semiconducteur,
- Eg : largeur de la bande interdite du semiconducteur (Eg=1.12eV pour le silicium),
- E_g : largeur de bande interdite de l'oxyde ($Egi= 8eV$),
- $q\chi_S$: affinité électronique du semiconducteur,
- $q\phi_F$: différence énergétique entre les niveaux E_{fi} et E_{fs} dans le volume du semiconducteur ($q\phi_F = E_{fi}-E_{fs}$)
- $q\phi_{SC}$: travail de sortie du semiconducteur ($q\phi_{Sc}=q\chi_S+\frac{Eg}{2}+q\phi_F$)
- D_i : épaisseur de la couche d'oxyde
- ψ_S : potentiel électrique à l'interface oxyde/ semiconducteur,
- Vi : chute de potentiel dans l'isolant.

II.2. Expression de la tension Vg en fonction des paramètres de la structure MOS

En se basant sur le schéma de la figure 1-1, nous pouvons déduire l'expression de la tension *Vg* en fonction des paramètres électriques de la structure MOS. Dans le cas des deux types du semiconducteur (P ou N), elle est donnée par les expressions :

$$Vg = (\phi_m - \chi_S) - \frac{Eg}{2q} - \phi_F + V_i + \psi_S \quad \textit{dans le cas d'un semiconducteur de type P} \qquad \textbf{(1.1)}$$

$$Vg = (\phi_m - \chi_S) - \frac{Eg}{2q} + \phi_F + V_i + \psi_S$$ dans le cas d'un semiconducteur de type N, **(1.2)**

L'expression du potentiel ϕ_F est déterminée en utilisant l'approximation de maxwell – Boltzmann [4]. Elle est donnée par [26,31] :

$$\phi_F = \frac{K_B T}{q} Log\left(\frac{N_C N_{dop}}{n_i^2}\right) - \frac{Eg}{2}$$ dans le cas d'un semiconducteur de type P **(1.3)**

$$\phi_F = \frac{K_B T}{q} Log\left(\frac{N_C}{N_{dop}}\right) - \frac{Eg}{2}$$ dans le cas d'un semiconducteur de type N **(1.4)**

Où :

N_C : la densité d'états effectifs des électrons dans la bande de conduction du semiconducteur (expression 1- 8).

T : Température en degré Kelvin (dans notre cas T=300°K),

K_B : Constante de Boltzmann ($K_B = 1.38.10^{23}$ J/K°),

ni : concentration intrinsèque du semiconducteur ($n_i \cong 7.10^{9}\ cm^{-3}$ dans le cas du silicium [26]).

II.3. Champ électrique à l'interface oxyde/semiconducteur dans le semiconducteur

L'expression du champ électrique *E(x)* dans le semiconducteur est déterminée, en prenant l'interface oxyde/semiconducteur comme origine des abscisses, à partir de la résolution de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\psi(x)}{d^2x} = \frac{q}{\varepsilon_s}(n(x) - p(x) + N_{dop}) \qquad \textbf{(1.5)}$$

Où :

ε_s : Permittivité diélectrique du silicium ($\varepsilon_s = 1.0448.10^{-12}$ *F/cm*),

N_{dop} : Dopage du semi-conducteur. Dans notre, le semiconducteur de type P.

n(x) et *p(x)* : sont respectivement la densité des électrons et des trous dans le semiconducteur. Elles sont données par les expressions [4,26,31] :

$$n(x) = \frac{2N_C}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{1+\exp(\varepsilon - \beta(\psi(x) - \eta)} d\varepsilon = N_C F_{1/2}[\beta(-\eta + \psi(x))] \qquad \textbf{(1.6)}$$

$$p(x) = \frac{2N_V}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\chi^{1/2}}{1+\exp(\chi + \beta(\psi(x) - \nu)} d\chi = N_V F_{1/2}[\beta(\nu - \psi(x))] \qquad \textbf{(1.7)}$$

avec :

$$\varepsilon = \frac{E - E_C}{K_B T}, \quad \eta = \frac{E_g}{2q} + \phi_F, \quad \beta = \frac{q}{K_B T}, \quad \chi = \frac{E_V - E}{K_B T}, \quad \nu = \phi_F - \frac{E_g}{2q}$$

où :

E : énergie des électrons (trous) dans la bande de conduction (valence) dans le semiconducteur,

$\Psi(x)$: potentiel électrique en un point x du semi-conducteur,
$F_{1/2}$: fonction de Fermi –Dirac d'ordre 1/2 [3,4,5],
N_C et N_V : densités effectives des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. Elles sont données par les expressions suivantes [31,32]:

$$N_C = 2.510^{19}\left(\frac{m^*_n}{m_0}\right)^{3/2}\left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad \textbf{(1.8)}$$

$$N_V = 2.510^{19}\left(\frac{m^*_p}{m_0}\right)^{3/2}\left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad \textbf{(1.9)}$$

Où :

m_0 : masse de l'électron libre ($m_0 = 9.1.10^{-31}$ Kg)

m^*_n : masse effective des électrons dans la bande de conduction du semiconducteur ($m^*_n = 1.06m_0$)[31],

m^*_p : masse effective des trous dans la bande de valence du semiconducteur ($m^*_p = 0.59m_0$)[31].

En supposant que le potentiel $\psi(x)$ et le champ électrique $E(x)$ sont nuls à l'infini, alors la résolution de l'équation précédente permet de déterminer l'expression analytique du champ électrique $E(x)$ en un point x du semiconducteur, en fonction du potentiel électrique $\Psi(x)$:

$$E(\psi(x)) = \frac{\psi(x)}{|\psi(x)|}\sqrt{\frac{2K_BT}{\varepsilon_S}}\left\{\begin{matrix} N_C\left[F_{3/2}[\beta(-\eta+\psi(x))]-F_{3/2}(-\beta\eta)\right]+ \\ N_V\left[F_{3/2}[\beta(\nu-\psi(x))]-F_{3/2}(-\beta\nu)\right]+N_{dop}\beta\psi(x) \end{matrix}\right\}^{1/2} \quad \textbf{(1.10)}$$

Où :

$F_{3/2}[\beta(-\eta+\psi(x))]$ et $F_{3/2}[\beta(\nu-\psi(x))]$: fonctions intégrales de Fermi -Dirac d'ordre 3/2 . Elles sont données par [31,32] :

$$F_{3/2}[\beta(-\eta+\psi(x))] = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\frac{\varepsilon^{3/2}}{1+\exp(\varepsilon-\beta(\psi(x)-\eta)}d\varepsilon \quad \textbf{(1.11)}$$

$$F_{3/2}[\beta(\nu-\psi(x))] = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\frac{\chi^{3/2}}{1+\exp(\chi+\beta(\psi(x)-\nu)}d\chi \quad \textbf{(1.12)}$$

A l'interface oxyde/semiconducteur dans le semiconducteur, le champ électrique E_S est déduit de la relation ***(1.10)*** en posant le potentiel $\psi(x=0)=\psi_S$:

$$E_S = \frac{\psi_S}{|\psi_S|}\sqrt{\frac{2K_BT}{\varepsilon_S}}\left\{\begin{matrix} N_C\left[F_{3/2}[\beta(-\eta+\psi_S)]-F_{3/2}(-\beta\eta)\right]+ \\ N_V\left[F_{3/2}[\beta(\nu-\psi_S)]-F_{3/2}(-\beta\nu)\right]+N_{dop}\beta\psi_S \end{matrix}\right\}^{1/2} \quad \textbf{(1.13)}$$

En utilisant le théorème de Gauss à l'interface oxyde/semiconducteur, nous pouvons déduire l'expression de la tension Vg (expression ***(1.1)***) en fonction du champ E_S suivant l'expression :

$$Vg = (\phi_m - \chi_S) - \frac{Eg}{2q} - \phi_F + \frac{\varepsilon_S E_S}{\varepsilon_i}D_i + \psi_S \quad \textbf{(1.14)}$$

Où,

ε_i : Permittivité diélectrique de l'oxyde ($\varepsilon_i = 3.38210^{-13}$ F/cm).

A partir de cette expression, nous pouvons déduire l'expression de la tension ($Vg = V_{FB0}$) qui correspond à la situation de bandes plates ($\Psi_S=E_S=0$).

$$V_{FB0}=(\phi_m-\chi_S)-\frac{Eg}{2q}-\phi_F \qquad \textbf{(1.15)}$$

On peut ainsi écrire Vg sous la forme suivante :

$$Vg=V_{FB0}+\frac{\varepsilon_S E_S}{\varepsilon_i}D_i+\psi_S \qquad \textbf{(1.16)}$$

Les expressions précédentes montrent que le potentiel en surface Ψ_S et le champ électrique en surface E_S ne peuvent être déterminés que numériquement. Pour ce faire, nous avons mis au point un programme en MATLAB dont l'organigramme est représenté sur la figure 1-2.

Sur les figures 1-3 et 1- 4 sont représentés les tracés typiques du potentiel Ψ_S et du champ E_S en fonction de la tension Vg dans le cas d'une grille en Chrome ($q(\phi_m-\chi_S)=-0.06$, $q\phi_{bm}=3eV$) [7,33,34]. Il apparaît un comportement dépendant du régime de fonctionnement :

- en régime d'accumulation et d'inversion ($Vg< V_{FB0}=1V, Vg > V_{FB0} =1V$) le potentiel Ψ_S varie légèrement avec la tension Vg et le champ E_S augmente linéairement avec Vg.
- en régime de déplétion (au voisinage de V_{FB0}), le potentiel en surface Ψ_S augmente d'une manière importante avec la tension Vg et le champ E_S ne varie pratiquement pas avec la tension Vg.

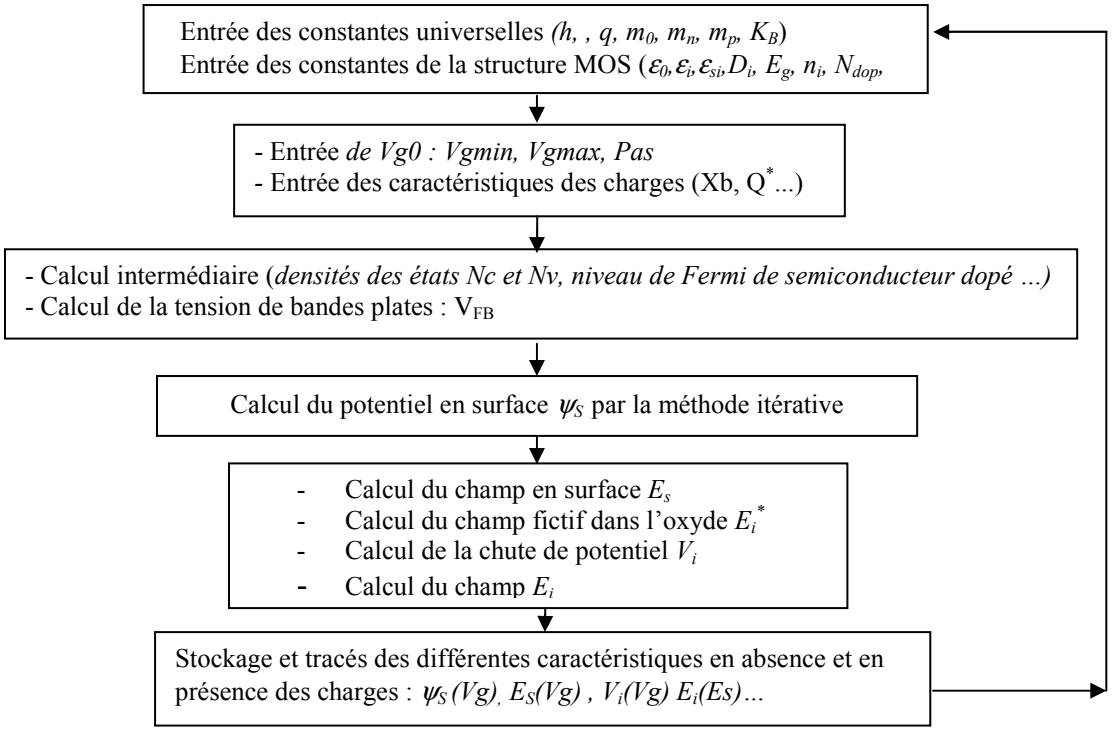


Figure 1-2- : Organigramme de simulation sous MATLAB des propriétés électriques des structures MOS.

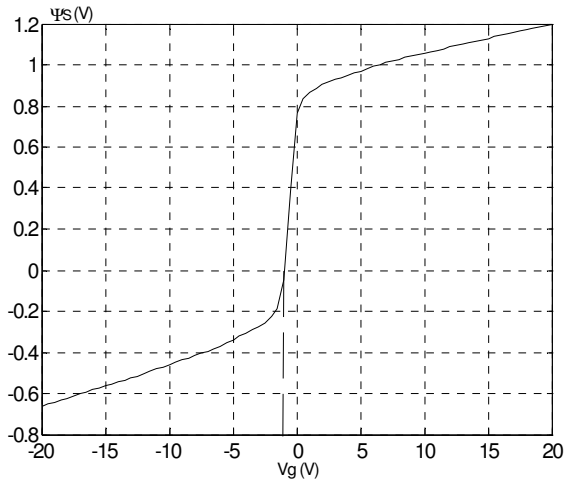


Figure 1 -3- : Potentiel en surface en fonction de la tension de polarisation Vg. Semiconducteur de type P, Di = 109 Å, N_{dop} = 310^{15} cm^{-3}, ϕ_{bm} = 3eV.

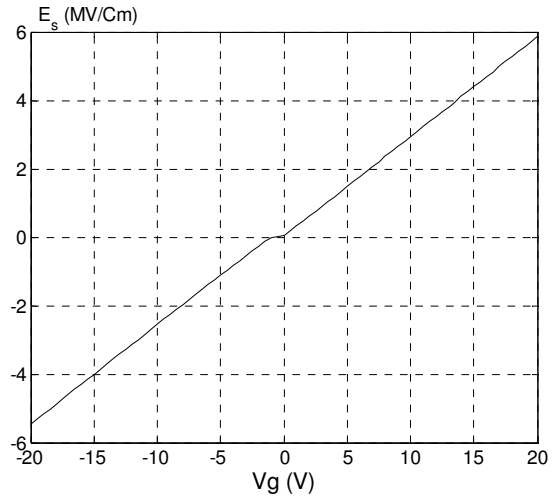


Figure 1 -4- : Champ en surface E_S en fonction de la tension de polarisation Vg. Semiconducteur de type P, Di = 109 Å, N_{dop} = 310^{15} cm^{-3}, ϕ_{bm} = 3eV.

II.4. Potentiel et champ électriques dans la couche d'oxyde

Le champ E_i et le potentiel V_i électriques dans la couche d'oxyde sont déterminés en appliquant l'équation de Gauss à l'interface oxyde/semi-conducteur. Ils sont donnés par les expressions suivantes :

$$E_i(\psi(x)) = \frac{\varepsilon_S}{\varepsilon_i}\frac{\psi(x)}{|\psi(x)|}\sqrt{\frac{2K_BT}{\varepsilon_S}}\left\{\begin{matrix} N_C\left[F_{3/2}\left[\beta(-\eta+\psi(x))\right]-F_{3/2}(-\beta\eta)\right]+ \\ N_V\left[F_{3/2}\left[\beta(v-\psi(x))\right]-F_{3/2}(-\beta v)\right]+N_{dop}\beta\psi(x) \end{matrix}\right\} \quad \textbf{(1.17)}$$

$$V_i = D_i E_i \quad \textbf{(1.18)}$$

Puisque l'oxyde est exempt de charges alors le champ E_i est constant dans l'oxyde.

Nous avons tracé suivant le même organigramme de la figure 1-2, la chute de potentiel V_i dans la couche d'oxyde en fonction de Vg (figure 1-5). Il apparaît un comportement dépendant du régime de fonctionnement :

- en régime d'accumulation et d'inversion ($Vg < V_{FB0}, Vg > V_{FB0}$) la chute du potentiel V_i varie linéairement avec Vg.
- en régime de déplétion (au voisinage de V_{FB0}), la chute du potentiel V_i dans l'oxyde ne varie pratiquement pas avec Vg.

Il est à noter que le champ électrique E_S suit les mêmes variations, avec Vg, que le potentiel V_i.

Sur la figure 1-6, nous avons représenté, suivant l'organigramme de la figure 1-2-, la simulation du champ électrique dans l'oxyde en fonction du celui dans le semiconducteur. Il apparaît que le champ dans l'oxyde est plus important que celui dans le semiconducteur. La connaissance du champ électrique dans la couche d'oxyde est indispensable puisqu'il contrôle la conduction tunnel [4, 35] et le claquage [5, 7] des structures MOS.

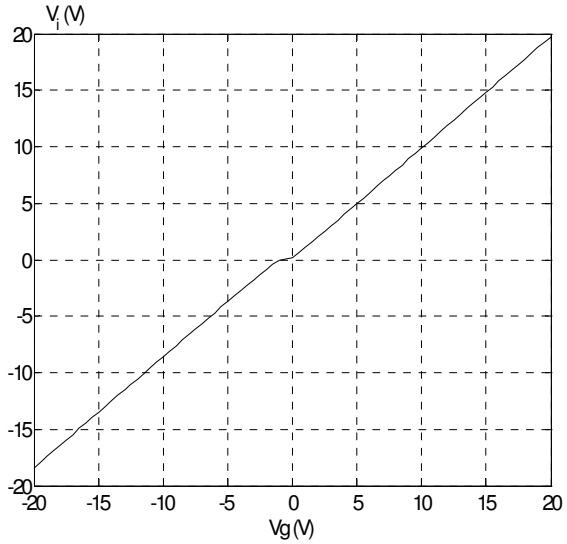


Figure 1 -5- : Potentiel supporté par la couche d'oxyde en fonction de la tension de polarisation Vg. *Semiconducteur de type P, Di = 109 Å, N_{dop} = 310^{15} cm^{-3}, ϕ_{bm} = 3eV.*

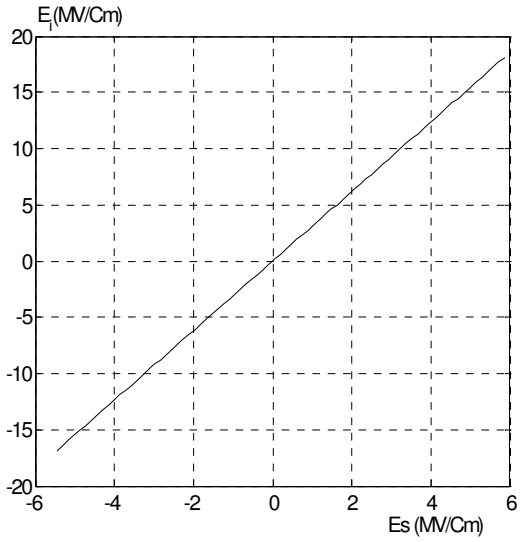


Figure 1 -6- : champ dans la couche d'oxyde en fonction de celui dans le semi-conducteur. Semiconducteur de type P, Di = 109 Å, N_{dop} = 310^{15} cm^{-3}, ϕ_{bm} = 3eV.

III. Propriétés électriques des structures MOS en présence des charges dans la couche d'oxyde

III.1. Structure MOS en présence des charges dans l'oxyde.

La couche d'oxyde des structures MOS peut être le siège d'une charge positive ou négative par différents moyens : lors du processus de fabrication, au cours du fonctionnement ou exposition à une irradiation ionisante [3,5,8].

La présence de ces charges dans l'oxyde et les charges des états d'interface [3,5,36], jouent un rôle capital, le plus souvent néfaste dans les dispositifs à structure MOS tels que les mémoires EEPROM, les transistors MOS,…. Par ailleurs, le vieillissement sous injection de porteurs ou irradiation ionisante se manifeste par la présence des charges dans l'oxyde. La détermination de la densité de ces charges ρ ainsi que leur distribution dans la couche d'oxyde constituent un problème crucial dans la modélisation des propriétés électriques des structures MOS. A fin de modéliser les résultats expérimentaux, il est indispensable d'étudier l'influence théorique de ces charges sur les propriétés électriques de la structure MOS, et en particulier sur les caractéristiques courant-tension *I(Vg)*.

Dans le paragraphe suivant et dans le cas d'une structure MOS en présence des charges, de densité volumique $\rho(x)$, réparties dans la couche d'oxyde (figure 1-7), nous analysons l'influence de ces charges sur les propriétés électriques des structures MOS sans tenir compte des charges dues aux états d'interface. Dans le cadre de notre expérimentation, l'effet des états d'interface est pratiquement négligeable sur les propriétés de conduction pour deux raisons : la première est leur faible densité (<10^{11} Cm^{-2}) et l'autre, est leur localisation aux interfaces. Nous montrerons que les charges n'ont de l'influence sur la conduction que pour des densités supérieures à 10^{12} Cm^{-2} et lorsque leur barycentre est situé un peu loin des interfaces.

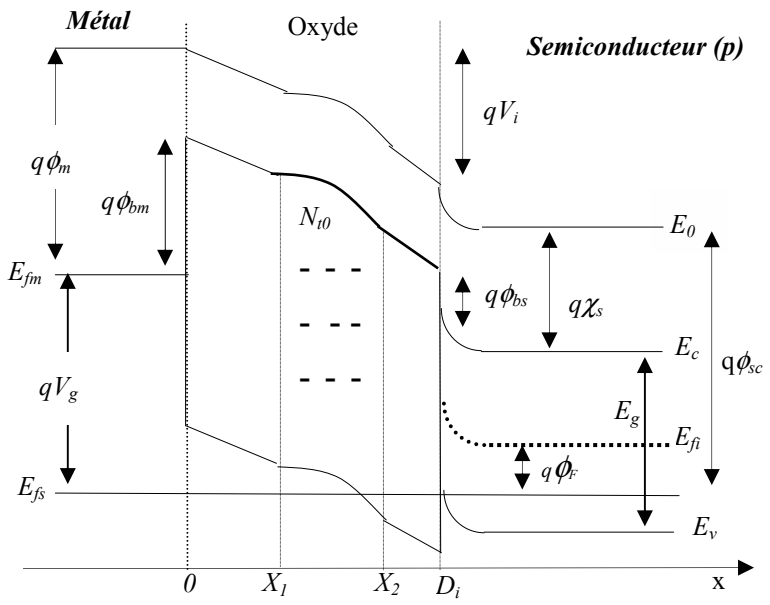


Figure 1-7 : Diagramme énergétique d'une structure MOS en présence des charges de densité N_{t0}, distribuée entre X_1 et X_2 dans la couche d'oxyde, polarisée par une tension Vg négative.

III.2. Potentiel et champ électriques dans la couche d'oxyde

III.2.1. Potentiel électrique $\psi(x)$ dans l'oxyde

Le potentiel $\psi(x)$ (barrière de potentiel) en un point x dans l'oxyde est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson en prenant l'origine des abscisses à l'interface métal/oxyde (figure 1-7):

$$\frac{d^2\psi(x)}{d^2x} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_i} \qquad \textbf{(1.19)}$$

Au point d'abscisse x, on montre que le potentiel $\psi(x)$ peut se mettre sous la forme [5,31] :

$$\psi(x)=\psi(0)+E_i x+\frac{q}{\varepsilon_i}\int_0^x\left[\int_{x'}^{D_i}\rho(x'')dx''\right]dx' \qquad \textbf{(1.20)}$$

Où :

E_i: champ électrique à l'interface oxyde/semiconducteur dans l'oxyde en présence des charges. Il est donné par

$$E_i=\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i} \qquad \textbf{(1.21)}$$

$\Psi(0)$: barrière de potentiel à l'interface métal/oxyde (q $\Psi(0)=q\phi_{bm}$).

Dans le paragraphe suivant, nous montrons qu'une charge négative (positive) augmente (diminue) la barrière de potentiel dans la couche d'oxyde.

III.2.2. Champ fictif (E_i) dans la couche d'oxyde*

A partir de l'équation ***(1.20)*** nous déduisons la tension V_i supportée par la couche d'oxyde :

$$V_i=\psi\left(D_i^-\right)-\psi(0)=E_i D_i+\frac{q}{\varepsilon_i}\int_0^{D_i^-}\left[\int_{x'}^{D_i^-}\rho(x'')dx''\right]dx' \qquad \textbf{(1.22)}$$

En posant :

$$E_i^* = \frac{V_i}{D_i} = \frac{\psi(D_i) - \psi(0)}{D_i} \qquad \textbf{(1.23)}$$

Nous pouvons déduire alors l'expression qui lie le champ fictif E_i^* et le champ E_i dans la couche d'oxyde :

$$E_i = E_i^* - \frac{q}{D_i \varepsilon_i} \int_0^{D_i^-} \left[\int_{x'}^{D_i^-} \rho(x'')dx'' \right] dx' \qquad \textbf{(1.24)}$$

Cette dernière équation montre que si nous connaissons le champ électrique fictif dans l'oxyde E_i^* et la répartition des charges ρ(x) nous pourrons déterminer respectivement le champ électrique E_i à l'interface oxyde/semiconducteur et la distribution du potentiel ψ(x) dans l'oxyde.

III.3. Charge ramenée à l'interface oxyde/semiconducteur (Q^*):

En tenant compte de l'équation ***(1.24)*** nous pouvons écrire le champ E_i^* et le champ E_S à l'interface oxyde/semi-conducteur suivant l'équation :

$$\varepsilon_s E_s - \varepsilon_i E_i^* = -\frac{q}{D_i \varepsilon_i} \int_0^{D_i^-} \left[\int_{x'}^{D_i^-} \rho(x'')dx'' \right] dx' \qquad \textbf{(1.25)}$$

En posant :

$$Q^* = -\frac{q}{D_i \varepsilon_i} \int_0^{D_i^-} \left[\int_{x'}^{D_i^-} \rho(x'')dx'' \right] dx' \qquad \textbf{(1.26)}$$

Nous retrouvons alors la relation de Gauss qui traduit la discontinuité du champ électrique à l'interface oxyde/semiconducteur chargée par une charge Q^* :

$$\varepsilon_s E_s - \varepsilon_i E_i^* = Q^* \qquad \textbf{(1.27)}$$

La charge Q^* est appelée la charge ramenée à l'interface oxyde/semiconducteur dans la couche d'oxyde.

Dans le cas d'une structure MOS en présence d'une charge dans la couche d'oxyde, de densité volumique constante ($\rho(x) = N_{t0}$) et répartie entre X_1 et X_2 (figure 1-7), l'expression de la charge Q^* (relation ***(1.26)***) s'écrit :

$$Q^* = -\frac{q}{D_i \varepsilon_i} N_{t0} \left(X_2^2 - X_1^2 \right) \qquad \textbf{(1.28)}$$

En utilisant la notion de charge lamellaire de densité N_t et de barycentre X_b (figure 1-8), on peut écrire :

$$N_t = N_{t0}(X_1 - X_2) \qquad \textbf{(1.29)}$$

$$X_b = \frac{\int_0^{D_i} x\rho(x)dx}{\int_0^{D_i} \rho(x)dx} = \frac{X_1 + X_2}{2} \qquad \textbf{(1.30)}$$

L'expression ***(1.28)*** peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$Q^{*}=q\frac{N_t X_b}{D_i} \qquad \textbf{(1.31)}$$

En introduisant la notion de charge ramenée [3,4] à l'interface oxyde/semiconducteur, le diagramme des bandes d'énergie de la structure MOS de la figure 1-8 peut être représenté par celui de la figure 1-9 après avoir ramené toutes les charges qui se trouvent dans la couche d'oxyde à l'interface oxyde/semiconducteur. Dans ce cas la barrière de potentiel dans la couche d'oxyde est triangulaire (figure 1-9).

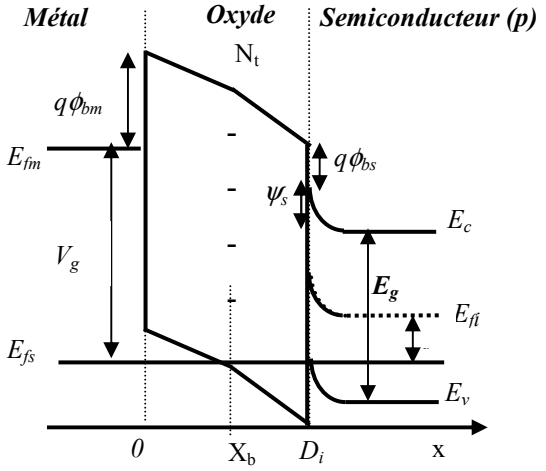


Figure 1–8 : Diagramme énergétique d'une structure MOS polarisée par une tension Vg négative en présence d'une charge de densité N_t et de barycentre X_b dans la couche d'oxyde.

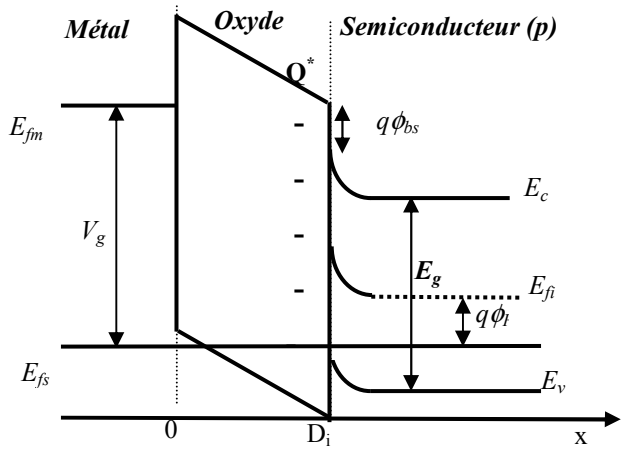


Figure 1-9 : Diagramme énergétique d'une structure MOS polarisée par une tension Vg négative et où la charge dans l'oxyde est ramenée à l'interface oxyde/semiconducteur

III.4. Expression de la tension *Vg* en présence des charges dans l'oxyde

En tenant compte de l'expression du champ fictif E_i^{*} ***(1.23),*** l'expression du potentiel électrique V_i dans la couche d'oxyde peut se mettre sous la forme :

$$V_i=\frac{D_i}{\varepsilon_i}\left(\varepsilon_S E_S-Q^{*}\right) \qquad \textbf{(1.32)}$$

La relation qui existe entre la tension *Vg* appliquée à la structure MOS, le champ électrique E_S et le potentiel de surface Ψ_S à l'interface du semiconducteur, s'écrit en tenant compte des relations ***(1.1)*** et ***(1.32)*** :

$$Vg=(\phi_m-\chi_S)-\frac{Eg}{2q}-\phi_F+\psi_S+D_i\left(\frac{\varepsilon_S E_S-Q^{*}}{\varepsilon_i}\right) \qquad \textbf{(1.33)}$$

Aussi, en tenant compte de l'expression de la charge ramenée ***(1.31)***, on peut écrire dans le cas d'un semi-conducteur de type P:

$$Vg=(\phi_m-\chi_S)-\frac{Eg}{2q}-\phi_F+\psi_S+D_i\frac{\varepsilon_S E_S}{\varepsilon_i}-q\frac{N_t X_b}{\varepsilon_i} \qquad \textbf{(1.34)}$$

A partir de cette dernière expression, nous pouvons déduire l'expression de la tension V_{FB} correspondante à la situation de bandes plates sous la forme :

$$V_{FB}=V_{FB0}-q\frac{N_t}{\varepsilon_i}X_b \qquad \textbf{(1.35)}$$

ou encore :

$$V_{FB}=V_{FB0}-\frac{Q^*}{C_i} \qquad \textbf{(1.36)}$$

avec, C_i : la capacité en (F/cm^2) associée à la couche d'oxyde. Elle est donnée par :

$$C_i=\frac{\varepsilon_i}{D_i} \qquad \textbf{(1.37)}$$

La valeur des charges stockées dans la couche d'oxyde (Q^*) est déterminée expérimentalement à partir des caractéristiques capacité-tension *C(V)* [3,5] en se plaçant dans les conditions du régime de bandes plates (relation ***(1.36)***).

III.5. Influence des charges sur la barrière de potentiel dans d'oxyde et distance tunnel.

Dans [5], il a été montré que le modèle des charges lamellaires ramenées à l'interface oxyde/semiconducteur ne présente aucun intérêt pour modéliser l'influence des charges stockées dans l'oxyde sur les propriétés électriques (E_i, Ψ_s,...) des structures MOS. Puisque le courant FN dépend de ces paramètres électriques, alors l'influence de la charge ramenée Q^* est négligeable sur le courant FN. Dans ce qui suit nous proposons d'étudier l'influence des charges stockées dans la couche d'oxyde sur la déformation de la barrière de potentiel dans la couche d'oxyde et sur le courant FN.

III.5.1. Charges réparties et lamellaires

Le potentiel dans la couche d'oxyde en présence des charges réparties entre x_i et x_{i+1} s'écrit d'une manière générale [5] sous la forme :

$$\psi(x)=\psi(0)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}(x-x_i)-\frac{q}{\varepsilon_i}\int_{x_i}^{x}\left[\int_{x'}^{D_i}\rho(x'')dx''\right]dx' \qquad \textbf{(1.38)}$$

Dans le cas d'une structure MOS en présence de deux charges de densité constante, l'une négative de densité de charge N_1 distribuée entre x_1 et x_2, et l'autre positive de densité N_2 distribuée entre x_3 et x_4 dans l'oxyde (figure 1-10), la répartition du potentiel $\psi(x)$ s'écrit:

Si $0\le x\le x_1$: $$\psi(x)=\psi(0-\frac{q}{\varepsilon_i}(N_{t1}(x_2-x_1)+N_{t2}(x_4-x_3)x)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}x \qquad \textbf{(1.39)}$$

Si $x_1\le x\le x_2$: $$\psi(x)=\psi(0)-\frac{q}{\varepsilon_i}\left(N_{t1}(xx_2-\frac{x^2}{2}-\frac{x_1^2}{2})+N_{t2}(x_4-x_3)x\right)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}x \qquad \textbf{(1.40)}$$

Si $x_2\le x\le x_3$: $$\psi(x)=\psi(0)-\frac{q}{\varepsilon_i}\left(\frac{N_{t1}}{2}(x_2^2-x_1^2)+N_{t2}(x_4-x_3)x\right)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}x \qquad \textbf{(1.41)}$$

Si $x_3\le x\le x_4$: $$\psi(x)=\psi(0)-\frac{q}{\varepsilon_i}\left(\frac{N_{t1}}{2}(x_2^2-x_1^2)+N_{t2}(x_4x-\frac{x^2}{2}-\frac{x_3^2}{2})x\right)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}x \qquad \textbf{(1.42)}$$

Si $x_4\le x\le D_i$: $$\psi(x)=\psi(0)-\frac{q}{\varepsilon_i}\left(\frac{N_{t1}}{2}(x_2^2-x_1^2)+\frac{N_{t2}}{2}(x_4^2-x_3^2)x\right)+\left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-}x \qquad \textbf{(1.43)}$$

Dans des travaux présentés dans [3,5], Kassmi a montré que le modèle des charges réparties est pratiquement identique à celui des charges lamellaires. Donc, les charges reparties dans la figure 1-10 sont équivalentes à des charges lamellaires de densités N_{ox1} et N_{ox2} et de barycentres X_{b1} et X_{b2} (figure 1-11)

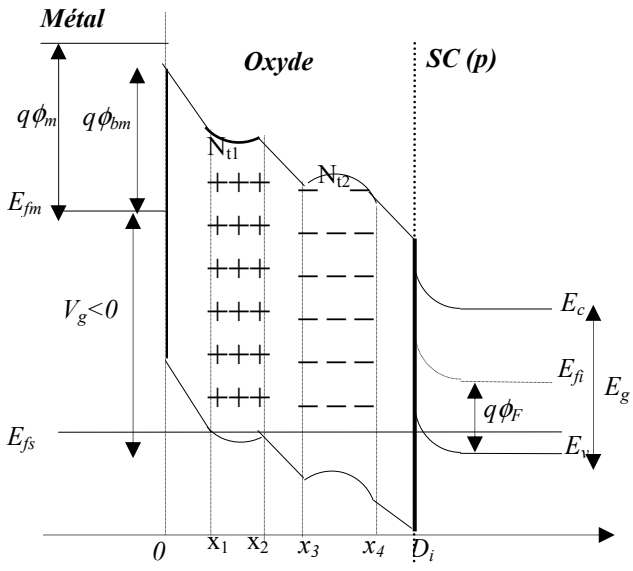


Figure 1-10 : Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS en présence des charges de densité Nt1 et Nt2 distribuées dans la couche d'oxyde.

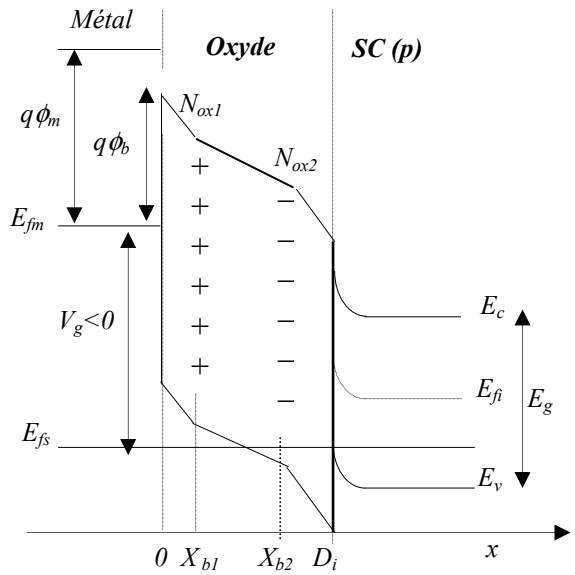


Figure 1-11 : Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS en présence des charges lamellaires (positive et négatives) dans l'oxyde.

En tenant compte des relations ***(1.20)*** et ***(1.21),*** la répartition du potentiel $\psi(x)$ dans l'oxyde dans le cas des charges lamellaires est donnée par les expressions suivantes :

$$\text{Si } 0 \le x \le X_{b1}: \quad \psi(x) = -\frac{q}{\varepsilon_i}\left[(N_{ox1}+N_{ox2})x\right] + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-} x + \psi(0) \qquad \textbf{(1.44)}$$

$$\text{Si } X_{b1} \le x \le X_{b2}: \quad \psi(x) = -\frac{q}{\varepsilon_i}(N_{ox1}X_{b1}+N_{ox2}x) + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-} x + \psi(0) \qquad \textbf{(1.45)}$$

$$\text{Si } X_{b2} \le x \le D_i^-: \quad \psi(x) = -\frac{q}{\varepsilon_i}(N_{ox1}+N_{ox2})x + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-} x + \psi(0) \qquad \textbf{(1.46)}$$

Dans la littérature [3,37,38], on montre que dans le cas des structures MOS ayant des couches d'oxyde inférieures à 100Å, les charges positives sont localisées très proche des interfaces métal/oxyde ou oxyde/semiconducteur. En conséquence, leur influence sur la barrière de potentiel dans l'oxyde est pratiquement négligeable. Donc, dans notre cadre, lors du vieillissement des structures MOS sous injection de courant constant, le stockage des charges est globalement négatif. Pour modéliser les résultats expérimentaux nous tenons compte de la présence d'une seule charge négative de densité N_{ox} et de barycentre X_b. Dans ces conditions, la répartition de la barrière de potentiel $\psi(x)$ dans l'oxyde est donnée par :

$$\text{Si } 0 \le x \le X_b: \quad \psi(x) = -\frac{qN_{ox}x}{\varepsilon_i} + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-} x + \psi(0) \qquad \textbf{(1.47)}$$

$$\text{Si } X_b \le x \le D_i^-: \quad \psi(x) = -\frac{qN_{ox}X_b}{\varepsilon_i} + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i^-} x + \psi(0) \qquad \textbf{(1.48)}$$

A partir de ces relations (***(1.47)*** et ***(1.48)***), nous avons simulé suivant l'organigramme de la figure 1-18, la répartition du potentiel $\psi(x)$ en présence d'une charge lamellaire négative et positive située à 30Å de l'électrode métallique ($x=0$). Les déformations typiques de la barrière de potentiel dans l'oxyde sont représentées sur la figure 1-12-, en prenant le niveau d'énergie de Fermi du métal comme origine des énergies. Il apparaît qu'une charge négative (positive) augmente (diminue) la barrière de potentiel dans la couche d'oxyde.

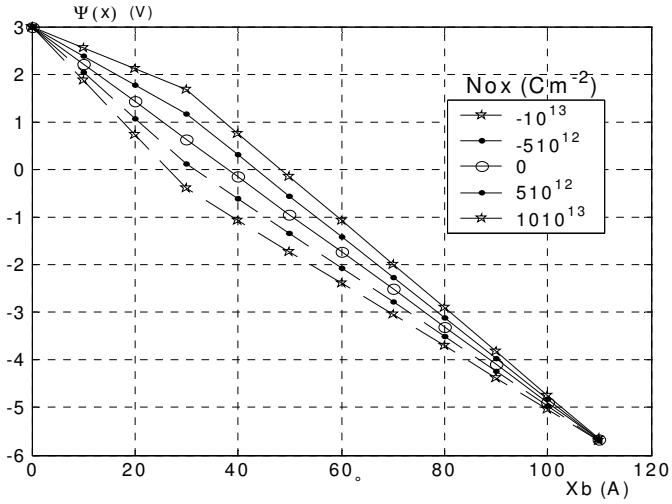


Figure 1-12 : Influence d'une charge négative respectivement positive de densité N_{ox}, située en Xb = 30 Å, sur la barrière de potentiel dans l'oxyde pour une tension Vg = -10V. D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = 10^{-6} cm^2.

Dans le cas d'une structure MOS en présence d'une seule charge de barycentre X_b de l'électrode métallique (figure 1-13), la relation de Gauss traduisant la discontinuité du champ électrique à la traversée d'une surface chargée dans l'oxyde s'écrit :

$$E_1 - E_2 = \frac{qNox}{\varepsilon_i} \qquad \textbf{(1.49)}$$

où: E_2 : champ électrique prés de l'anode (interface oxyde/semi-conducteur),

E_1 : champ électrique prés de la cathode (interface métal/oxyde).

Ou encore, en tenant compte de l'expression du champ E_2 (relation ***(1.21)***), on peut écrire :

$$E_1 = \frac{qNox}{\varepsilon_i} + \left.\frac{d\psi(x)}{dx}\right]_{D_i} = \frac{qNox}{\varepsilon_i} + E_2 \qquad \textbf{(1.50)}$$

L'expression de E_2 est déterminée suivant les relations ***(1.25)*** à ***(1.27)***.

III.5.2. Distance tunnel

Pour un électron d'énergie E_x, la distance tunnel X_{tx} (figure 1-13) est déterminée en résolvant l'équation suivante :

$$q\psi(x) = E_x \qquad \textbf{(1.51)}$$

Puisque nous nous intéressons qu'aux électrons ayant l'énergie de Fermi du métal (E_{fm}) [3,4,5] alors nous interprétons les résultats expérimentaux en s'intéressant plus particulièrement à la distance tunnel X_t (figures 1-13 et 1-14) correspondante aux électrons ayant l'énergie de Fermi de métal ($E_x = E_{fm}$). Celle ci est prise comme origine des énergies ($E_{fm} = 0$).

Dans une couche d'oxyde en présence de charge, de densité N_{ox} et de barycentre X_b, l'expression de la distance tunnel X_t est :

- dans le cas où la distance tunnel X_t n'inclurait pas la charge figure (1-14);

$$X_t = \frac{q\phi_{bm}}{q\left(\frac{qN_{ox}}{\varepsilon_i} + E_2\right)} \qquad \textbf{(1.52)}$$

En tenant compte de la relation ***(1.49)***, X_t peut s'écrire sous la forme :

$$X_t = \frac{\phi_{bm}}{E_1} \qquad \textbf{(1.53)}$$

- dans le cas où la distance tunnel inclurait la charge (figure 1-13);

$$X_t = \frac{\phi_{bm} - \frac{qN_{ox}X_b}{\varepsilon_i}}{E_2} \qquad \textbf{(1.54)}$$

En tenant compte de la relation ***(1.50)***, elle peut s'écrire sous la forme :

$$X_t = \frac{\phi_{bm} - X_b(E_1 - E_2)}{E_2} \qquad \textbf{(1.55)}$$

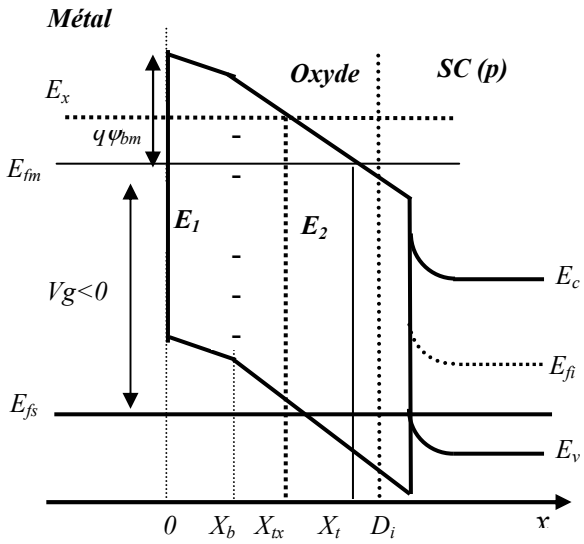


Figure 1-13: Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS dans le cas où l'oxyde présente une charge négative de densité N_{ox} et de barycentre X_b, à l'intérieur de la zone tunnel.

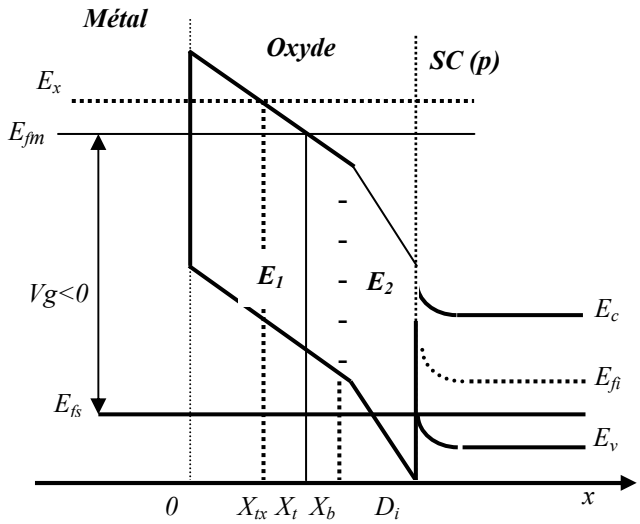


Figure 1-14: Diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS dans le cas où l'oxyde présente une charge négative une charge négative de densité N_{ox} et de barycentre X_b,, en dehors de la zone tunnel.

Sur la figure 1-15 est représenté le tracé typique de la distance tunnel X_t en fonction de la tension Vg et de la densité de charge N_{ox} lorsque la charge est située en X_b=30Å. Il apparaît que :

- lorsque la tension (ou le champ électrique) augmente, la zone tunnel de profondeur X_t diminue.
- l'effet des charges est significatif à partir des densités de charge de l'ordre de 10^{12} cm $^{-2}$.

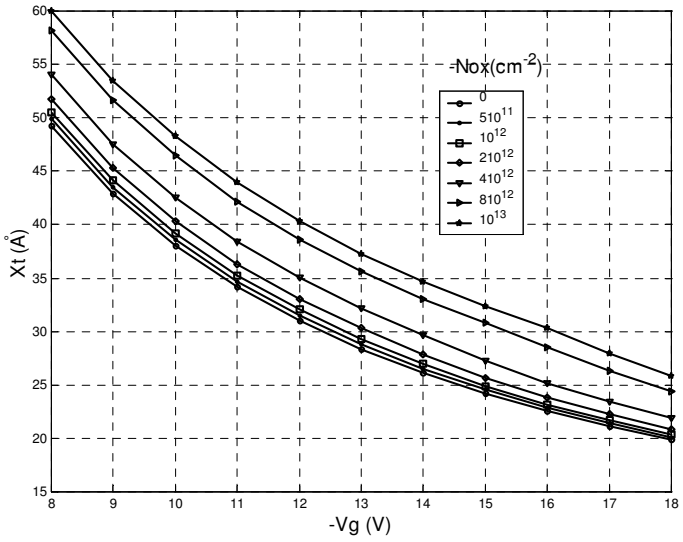


Figure 1-15: Variation de la distance tunnel X_t en fonction de la tension Vg et de la densité de charges N_{ox} dans l'oxyde. D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV.

IV. Conduction Fowler – Nodheim en absence et en présence des charges dans la couche d'Oxyde des structures MOS

IV.1. Mécanismes d'injection des porteurs dans la couche d'oxyde des structures MOS

Les porteurs libres générés dans la couche d'oxyde des dispositifs MOS peuvent avoir deux origines différentes [24,39] :

- Génération de paires électron- trou en soumettant la structure à des radiations ionisantes,
- Injection à partir de la grille ou de l'électrode de silicium en polarisant la structure par une tension *Vg*.

En raison de son importance primordiale sur la fiabilité de certains dispositifs micro-électroniques, nous nous intéressons, dans ce travail, qu'au deuxième mécanisme d'injection qui nous permet d'analyser le stockage des charges dans la couche d'oxyde, la barrières de potentiel aux deux interfaces métal/oxyde et oxyde/semi-conducteur et de mieux caractériser les défauts électriquement actifs dans la couche d'oxyde [4].

Dans la littérature [26,35], il a été montré que l'injection de porteurs peut être effectuée (figure 16) soit par activation des porteurs au dessus de la barrière de potentiel interfaciale, soit par effet tunnel direct [4,40], soit par effet tunnel du type Fowler –Nordheim (FN) [41,42]. Dans notre étude, nous nous intéressons qu'à la conduction tunnel par effet Fowler-Nordhiem.

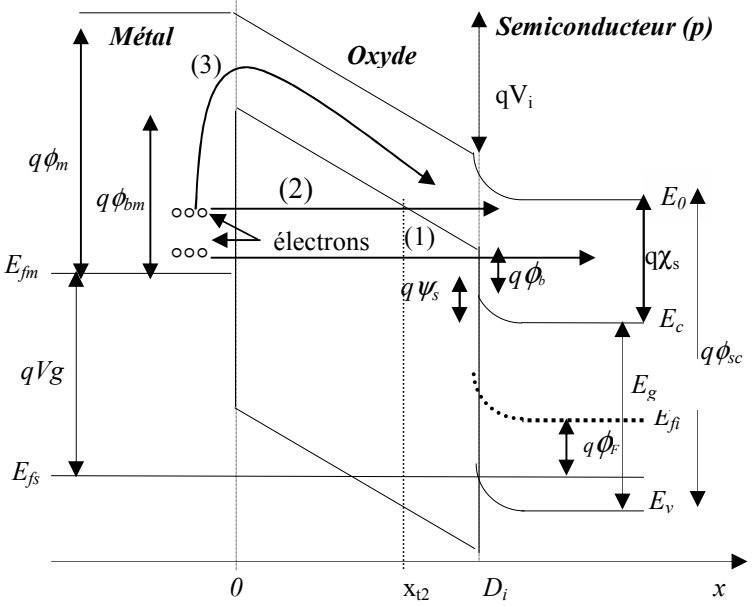


Figure 1-16 : Mécanismes d'injection des porteurs du métal vers le semi-conducteur :
1) effet tunnel (direct),
2) effet tunnel Fowler – Nordheim,
3) injection au dessus de la barrière interfaciale.

IV.2. Injection des porteurs par effet tunnel de type effet Fowler-Nordheim

Aux interfaces métal/oxyde et oxyde/semiconducteur, en théorie classique, les porteurs ne peuvent franchir les barrières de potentiel pour migrer à travers la couche d'oxyde. Les porteurs arrivent jusqu'aux interfaces et rebroussent chemin. Cependant, l'analyse quantique qui est basée sur le calcul probabiliste, montre que certains porteurs d'énergie E_x suivant la direction x (figure 1-16) peuvent pénétrer, à l'une des interfaces, dans la couche d'oxyde et atteignent l'autre interface du composant. Ce phénomène appelé effet tunnel peut avoir lieu avec une probabilité $T(E_x)$ qui dépend de l'énergie E_x. La probabilité $T(E_x)$ est appelée probabilité de transmission.

L'expérience montre que ces transitions isoénergétiques peuvent avoir lieu sous l'application d'un champ électrique élevé [4,5]. Ceci n'existe pratiquement jamais dans les dispositifs classiques dont l'épaisseur de la couche d'oxyde excède 500Å. Par contre, le principe de fonctionnement des nouveaux dispositifs électroniques MOS dits dispositifs tunnels dont l'épaisseur de l'oxyde est inférieure à 100Å est basé sur l'injection des porteurs par effet tunnel.

Dans l'approximation de Wontzel–Kramers-Brillouin (WKB) [43], la probabilité de transmission, en négligeant l'effet de la charge image [27], est donnée par [25] :

$$T(E_x)=exp\left[-2\int_0^{xt2}\frac{\sqrt{2m_{ox}}}{\hbar}(q\psi(x)-E_x)^{1/2}dx\right] \qquad (1.56)$$

Où,

m_{ox} : masse effective de l'électron dans la bande de conduction de l'oxyde,
$q\psi(x)$: barrière de potentiel dans la couche d'oxyde,
x_{t2} : distance tunnel pour un électron d'énergie E_x (figure 1-16).
$\hbar$: constante de Planck réduite ($\hbar=h/2\pi$, $h= 6.62510^{-34}$ $J.S$)

Dans les structures MOS ayant des couches d'oxyde d'épaisseurs inférieures à 40 Å, les porteurs traversent directement la couche d'oxyde (processus 1 de la figure 1-16) et arrivent à l'autre interface, on dit qu'il y a injection des porteurs par effet tunnel pur (ou direct). Dans ces conditions et en absence des charges dans la couche d'oxyde, la probabilité de transmission est donnée par [25] :

$$T(E_x)=exp\left[\left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3q\hbar E_i}\right)\left\{(q\psi(0)-E_x)^{3/2}-(q\psi(0)-E_x-qV_i)^{3/2}\right\}\right] \qquad (1.57)$$

avec,
$q\Psi(0)$: barrière de potentiel à l'interface injectant les porteurs ($q\phi_{bm}$ ou $q\phi_{bs}$),
Vi : chute de potentiel dans la couche d'oxyde

Pour des épaisseurs comprises entre 40Å et 100Å, l'effet tunnel direct est pratiquement inexistant [44,45]. Les électrons pénètrent directement dans la bande interdite de l'oxyde (processus 2 de la figure 1-16) en effectuant des transitions énergétiques à travers la barrière. Il s'agit alors de l'effet Fowler –Nordheim [41]. Dans ce cas, la distance tunnel x_{t2}, pour un électron d'énergie E_x dans une direction perpendiculaire à l'interface injectante, est inférieure à l'épaisseur de la couche d'oxyde (figure 1-15).

Dans la suite de ce travail, nous ne nous intéressons qu'à ce type de conduction FN en régime d'accumulation (injection par le métal :$Vg<0$) et nous montrerons dans les paragraphes suivants que ce type de conduction dépend essentiellement du champ électrique dans l'oxyde, de la barrière de potentiel à l'interface qui injecte les porteurs et de la densité des charges stockées dans l'oxyde.

IV.3. Expression du courant Fowler – Nordheim en absence des charges dans l'oxyde

IV.3.1. Probabilité de transmission par effet Fowler - Nordheim

Lorsque la structure MOS est polarisée par une tension Vg constante, la barrière de potentiel en un point d'abscisse x dans l'oxyde, peut s'écrire sous la forme :

$$\psi(x)=\psi(0)-E_i x \qquad (1.58)$$

En tenant compte de cette dernière relation *(1.58),* la probabilité de transmission peut s'écrire sous la forme :

$$T(E_x)=exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3qE_i\hbar}(q\psi(0)-E_x)^{1/2}\right] \qquad (1.59)$$

Où, $q\psi(0)$: barrière de potentiel à l'interface métal / oxyde ($q\psi(0)=q\phi_{bm}$).

Sur la figure 1-17 est représenté, suivant l'organigramme de la figure 1-18, le tracé de la probabilité de transmission en fonction de l'énergie de l'électron et de la tension appliquée à la structure, en prenant l'énergie de Fermi du métal comme origine des énergies. Il apparaît que cette probabilité augmente avec l'énergie des électrons et le champ électrique.

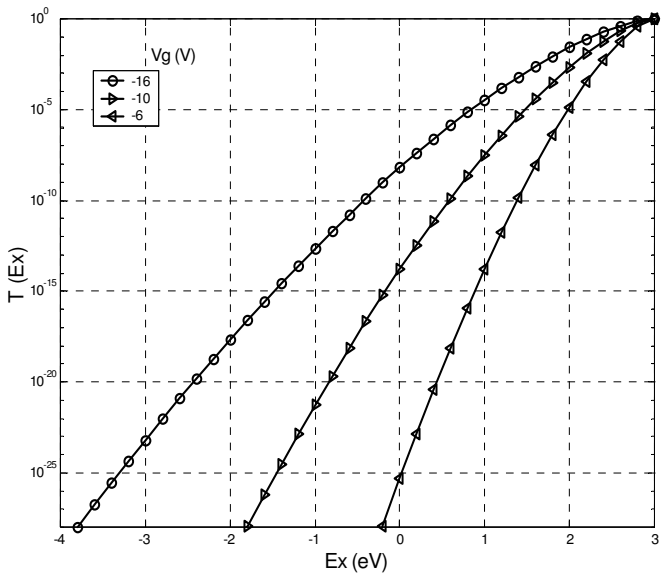


Figure 1-17 : Simulation de la probabilité de transmission T(Ex) en fonction de l'énergie des électrons Ex et de la tension appliquée à la structure MOS. Di = 109 Å, $N_{dop} = 310^{15}$ cm^{-3}, $q\phi_{bm} = 3eV$, $E_{fm} = 0$.

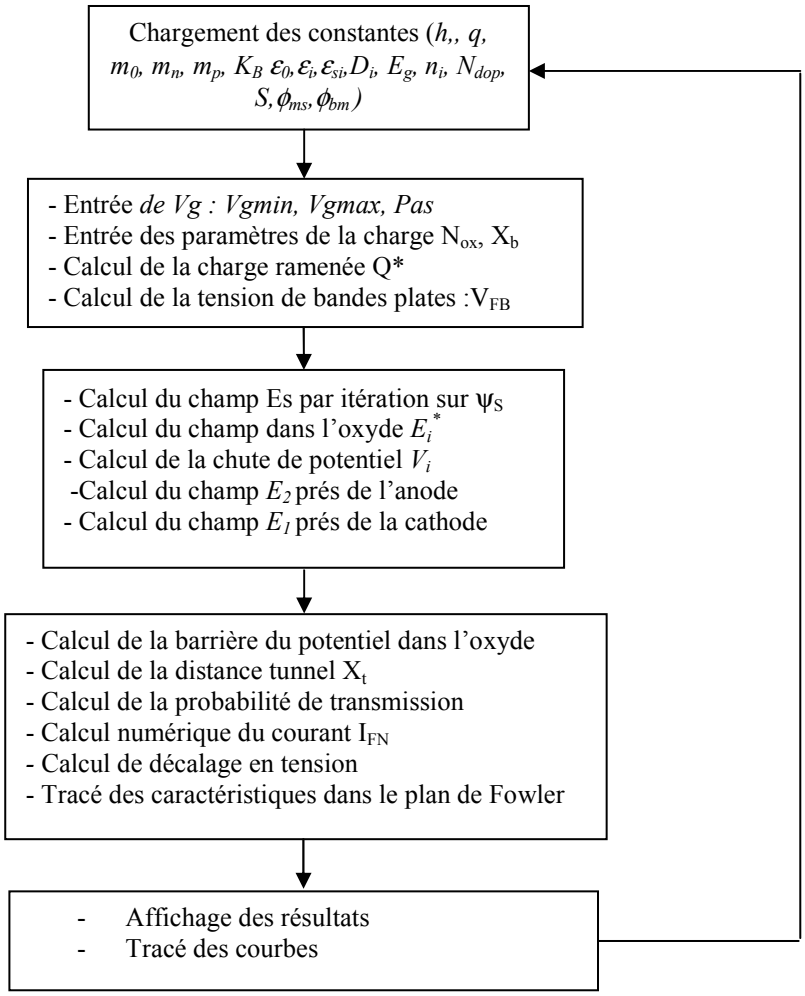


Figure 1-18 : Organigramme de simulation sous MATLAB permettant l'étude de la conduction FN en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde des structures MOS.

IV.3.2. Densité de courant Fowler - Nordheim

La densité du courant tunnel J_{FN} de type Fowler –Nordheim, s'obtient en sommant sur toutes les énergies E_x possibles des électrons du métal [25] :

$$J_{FN}=\frac{4\pi q m_0}{h^3}\int_{E_x} T(E_x)dx\int_{E_x}^{+\infty} f(E)dE \qquad \textbf{(1.60)}$$

Où, m_0 : masse de l'électron libre,
E : énergie totale de l'électron,
$f(E)$: Distribution du Fermi –Dirac. Elle est donnée par [46] :

$$f(E)=\frac{1}{1+exp\left(-\frac{E-E_{fm}}{K_BT}\right)} \qquad \textbf{(1.61)}$$

En tenant compte de l'expression de $f(E)$, la densité J_{FN} peut s'écrire :

$$J_{FN}=\frac{4\pi q m_0}{h^3}\int_{E_x} Log\left(1+exp\left(-\frac{E_x-E_{fm}}{K_BT}\right)\right)T(E_x)dx \qquad \textbf{(1.62)}$$

Dans [4], on montre que les électrons participants à la conduction par effet tunnel Fowler - Nordheim sont les électrons qui ont des énergies voisines de l'énergie de Fermi du métal. La densité de courant J_{FN} s'écrit alors sous la forme :

$$J_{FN}=\frac{q^3 m_0 E_i^2}{8\pi h m_{ox}^* q\phi_m}\left(\frac{\pi C K_B T}{sin(\pi C K_B T)}\right)exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q E_i}(q\phi_{bm})^{3/2}\right) \qquad \textbf{(1.63)}$$

avec, $$C=-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q E_i}(q\phi_{bm})^{1/2}$$

$(q\psi(0)-E_{fm})=q\phi_{bm}$: barrière à l'interface métal/oxyde.

L'expression de J_{FN} (relation *(1.63))* montre que le courant FN dépend de la barrière interfaciale ϕ_{bm}, du champ dans l'oxyde et de la température T via le terme $\frac{\pi C K_B T}{sin(\pi C K_B T)}$.

Dans la littérature [3,4,47], pour modéliser les caractéristiques *I(Vg)* expérimentales, la majorité des auteurs utilise la relation ***(1.63)*** en supposant que le terme $\frac{\pi C K_B T}{sin(\pi C K_B T)}$ *est* égale à 1. En tenant compte de cette dernière approximation, le courant I_{FN}, pour un composant MOS de surface S, se met sous la forme classique :

$$I_{FN}=S\frac{q^3 m_0 E_i^2}{8\pi h m_{ox} q\phi_m}exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q E_i}(q\phi_{bm})^{3/2}\right) \qquad \textbf{(1.64)}$$

ou encore :

$$I_{FN}=SK_1 E_i^2 exp\left(-\frac{K_2}{E_i}\right) \qquad \textbf{(1.65)}$$

avec,

$$K_1=1.541310^{-6}\frac{m_0}{m_{ox}}\frac{1}{\phi_{bm}} \quad (A/V^2) \qquad \textbf{(1.66)}$$

$$K_2=6.82810^7\sqrt{\frac{m_{ox}}{m_0}}\phi_{bm}^{\frac{3}{2}} \quad (V/cm) \qquad \textbf{(1.67)}$$

La figure 1-19 montre la validation de l'ensemble des approximations (en prenant $\frac{\pi C K_B T}{\sin(\pi C K_B T)}$=1) faites sur la relation courant-tension, pour différentes épaisseurs de l'oxyde. Il apparaît que le courant I_{FN} augmente avec la tension Vg et avec la diminution de l'épaisseur de l'oxyde.

Le tracé de l'équation *(1.65)* dans le plan Fowler- Nordheim ($\log(\frac{I}{SE_i^2})$ en fonction de $\frac{1}{E_i}$) donne une droite dont la pente permet d'obtenir le facteur K_2 et l'abscisse à l'origine fournit le préfacteur K_1. Donc, ce tracé nous permet de déterminer expérimentalement, par la méthode des moindres carrées par exemple, les paramètres de conduction K_1^{exp} et K_2^{exp} (ou la hauteur de la barrière ϕ_{bm}^{exp}) (voir chapitre II) et par conséquent les performances du processus technologique qui a permis la réalisation des structures MOS.

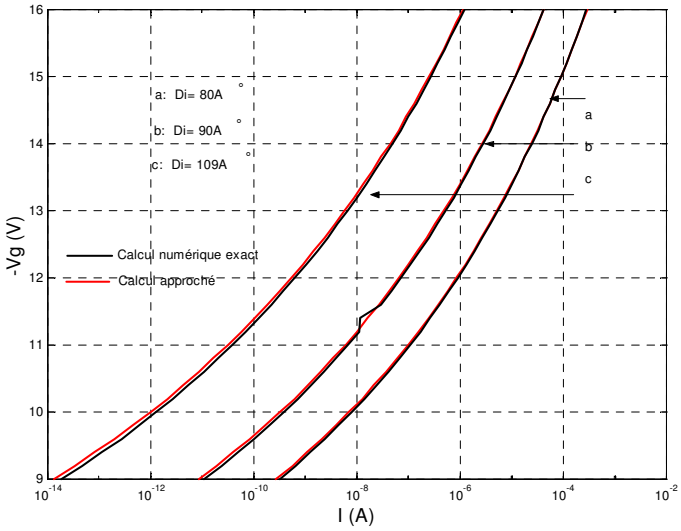


Figure 1-19- : Calcul numérique exact (relation 1.62) et approché (relation 1.64) du courant I_{FN} pour trois épaisseurs différentes de l'oxyde, $N_{dop} = 310^{15}\ cm^{-3}$, $q\phi_{bm} = 3eV$, $E_{fm} = 0$.

IV.4. Influence des charges de barycentre fixe sur le courant Fowler-Nordheim

IV.4.1. Expression du courant en présence des charges

Les charges modifient la répartition du potentiel dans l'oxyde, la probabilité de transmission et donc le courant I_{FN}. Le courant en présence des charges est donné, en tenant compte des expressions de la probabilité de transmission $T(E_x)$ ***(1.68)*** et ***(1.70)***, par les relations ***(1.69)*** et ***(1.71)*** [30] :

- si la distance tunnel X_t n'inclue pas le barycentre de la charge ($X_b > X_t$) :

$$T(E_x) = exp\left[-2\int_0^{X_t}\frac{(2m_{ox}q)^{1/2}}{\hbar}\left(\psi(0)-\left(\frac{qN_{ox}}{\varepsilon_i}+E_2\right)x-\frac{E_x}{q}\right)^{1/2}dx\right] \qquad \textbf{(1.68)}$$

$$I_{FN}=\frac{4S\pi m_0 K_B T}{h^3}\int_{E_x} exp\left[-\frac{4(2m_{ox}q)^{1/2}}{3\hbar E_1}\left(\phi_m-\frac{E_x}{q}\right)^{3/2}\right]Log\left(1+exp\left(-\frac{E_x-E_{fm}}{K_B T}\right)\right)dE_x \qquad \textbf{(1.69)}$$

- si la distance tunnel X_t inclue le barycentre de la charge ($X_b < X_t$) :

$$T(E_x)=exp\left[-2\frac{(2m_{ox}q)^{1/2}}{\hbar}\left\{\int_0^{X_b}\left(\psi(x)-\frac{E_x}{q}\right)^{1/2}dx+\int_{X_b}^{X_t}\left(\psi(x)-\frac{E_x}{q}\right)^{1/2}dx\right\}\right] \qquad \textbf{(1.70)}$$

$$I_{FN}=\frac{4S\pi m_0 K_B T}{h^3}\int_{E_x} exp\left[-\frac{4}{3}\frac{(2m_{ox}q)^{1/2}}{\hbar E_1}\left\{\left(\phi_m-\frac{E_x}{q}\right)^{3/2}+\left(\frac{qN_{ox}}{\varepsilon_i E_1-qN_{ox}}\right)\left(\phi_m-E_1X_b-\frac{E_x}{q}\right)^{3/2}\right\}\right]Log\left(1+exp\left(-\frac{E_x-E_{fm}}{K_B T}\right)\right)dE_x \qquad \textbf{(1.71)}$$

IV.4.2. Influence des charges sur le décalage ΔVg(Vg) à courants constants

Le calcul du courant I_{FN} est effectué numériquement suivant l'organigramme de la figure 1-18. Sur la figure 1-20, nous avons représenté l'influence d'une charge négative de densité N_{ox} ($N_{ox}=4 10^{12}$ cm^{-2}) et de barycentre variable sur les caractéristiques *I (Vg).* Il apparaît une influence dépendante du barycentre de la charge dans la couche d'oxyde. Donc, les caractéristiques courant-tension *I (Vg)* se trouvent modifiées par la présence de ces charges. Une mesure de cette modification consiste à évaluer à courant constant, le décalage en fonction ΔVg entre les courbes *I (Vg)* avec et sans charges en fonction de la tension *Vg* (figure 1-20).

A partir de la figure 1-20 nous avons déduit et tracé sur figure 1-21le décalage ΔVg entre les caractéristiques avec et sans charges en fonction de la tension appliquée *Vg*. Il apparaît que l'effet de la charge négative dépend de la tension appliquée d'une part et d'autre part de la position du barycentre de cette charge. Pour interpréter ces résultats, nous avons comparé, pour une tension donnée, l'abscisse du barycentre des charges par rapport à la distance tunnel X_t calculée dans le cas où l'oxyde est exempt de charges (condition de courant constant) (figure 1-15, courbe : —0—) [28,29].

La comparaison entre les figures 1-15 et 1-21 montre que l'influence de la charge dépend de la position du barycentre par rapport à la distance tunnel X_t. Lorsque la tension *Vg* augmente, le décalage ΔVg augmente lorsque la distance tunnel X_t inclue la charge négative et se sature à sa valeur maximale lorsque les charges sont situées en dehors de la distance tunnel [28,29].

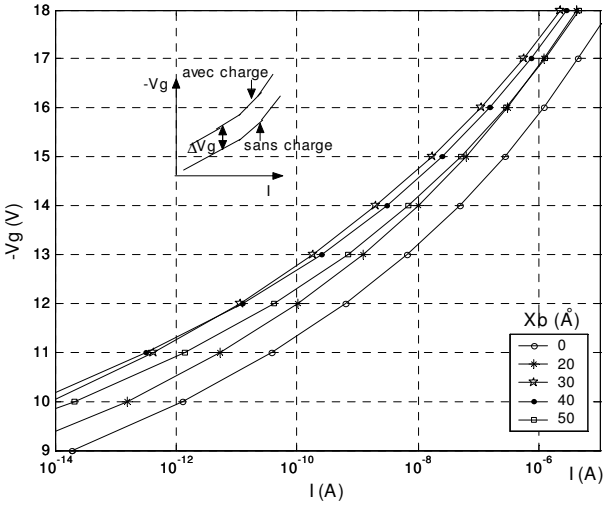


Figure 1 –20: Simulation de l'influence du barycentre X_b d'une charge négative, de densité$N_{ox}=4 10^{12}$ cm^{-2}, sur les caractéristiques I(Vg). D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = 10^{-6} cm^2.

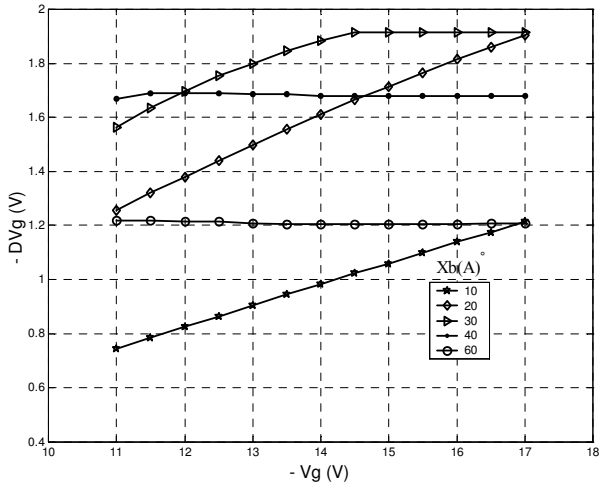


Figure 1 –21: Simulation de l'influence du barycentre d'une charge négative, de densité $N_{ox}=4 10^{12}$ cm^{-2}, sur le décalage en tension ΔVg en fonction de la tension Vg. D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = $10^{-6}cm^2$

A fin de mieux analyser la dépendance de *ΔVg* avec le barycentre X_b, nous avons tracé sur la figure 1-22 le décalage *ΔVg,* en maintenant un courant constant, en fonction de X_b pour plusieurs tensions *Vg*. Il apparaît que le décalage ΔVg dépend de la position du barycentre X_b dans l'oxyde et de la tension *Vg*. A partir du tracé de la variation de la distance tunnel X_t en fonction de la tension (sans charge) (figure 1-15, courbe :—0—*),* nous pouvons déduire que l'influence de la charge dépend de la position de son barycentre par rapport à la distance tunnel X_t. Le décalage ΔVg, augmente avec la tension *Vg* lorsque la distance tunnel inclut la charge, et il passe par un maximum lorsque la distance tunnel est voisine du barycentre de la charge. Ensuite, ΔVg est indépendant de la tension, lorsque le barycentre de la charge est situé en dehors de la distance tunnel ($X_b>X_t$).

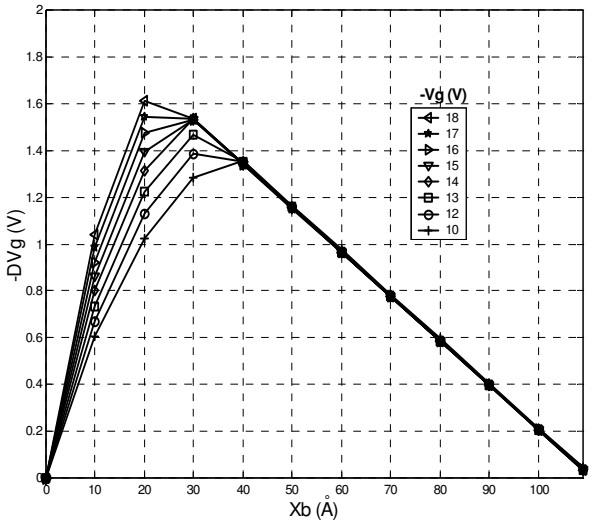


Figure 1 –22 : Simulation de l'influence du barycentre d'une charge négative de densité 410^{12} cm^{-2} sur le décalage en tension ΔVg pour plusieurs tensions Vg.
D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = 10^{-6} cm^{-2}.

Pour plusieurs charges N_1 localisées à différentes positions X_b à l'intérieur de la zone tunnel (figure 1-21), nous avons déterminé et tracé sur la figue 1-23 la pente $\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$ en fonction du barycentre X_b. Il apparaît que :

- pour une densité de charge donnée, la pente augmente avec la position du barycentre X_b,
- pour un barycentre X_b donné, la pente augmente avec la densité de charge.

Ces résultats intéressants nous permettent, à partir des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$, de localiser la position du barycentre de la charge : à l'intérieur ou à l'extérieur de la zone tunnel. Aussi, la pente $\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$ de la caractéristique $\Delta Vg(Vg)$ nous permet de déterminer la valeur du barycentre X_b si nous connaissions la valeur de la densité de charge.

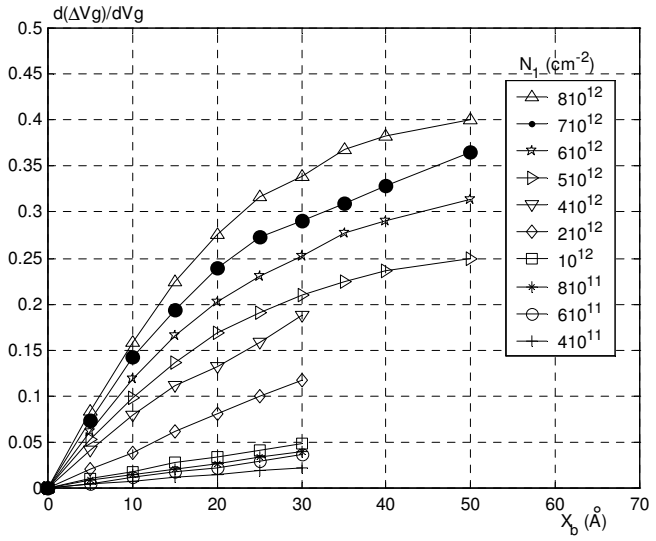


Figure 1 –23: Simulation de la pente ($\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$) en fonction de barycentre X_b pour plusieurs densités de charge N_1 stockées à l'intérieur de la zone tunnel.
ϕ_m = 3 eV, D_i= 110Å.

IV.4.3. Influence de la densité de charge sur les caractéristiques I (V)

Sur la figure 1-24 est représentée l'influence de la densité de charge sur les caractéristiques courant-tension. Il apparaît que l'influence des charges n'est significative qu'à partir d'une densité critique qui est de l'ordre de 10^{12} cm^{-2}. A partir de cette figure nous avons déduit l'influence des charges sur le décalage en tension ΔVg en fonction de Vg. Il apparaît que ce décalage est constant pour des valeurs de densité inférieures à $10^{12} cm^{-2}$, et augmente avec Vg et se sature à sa valeur maximale pour des densités supérieures à 10^{12} cm^{-2}.

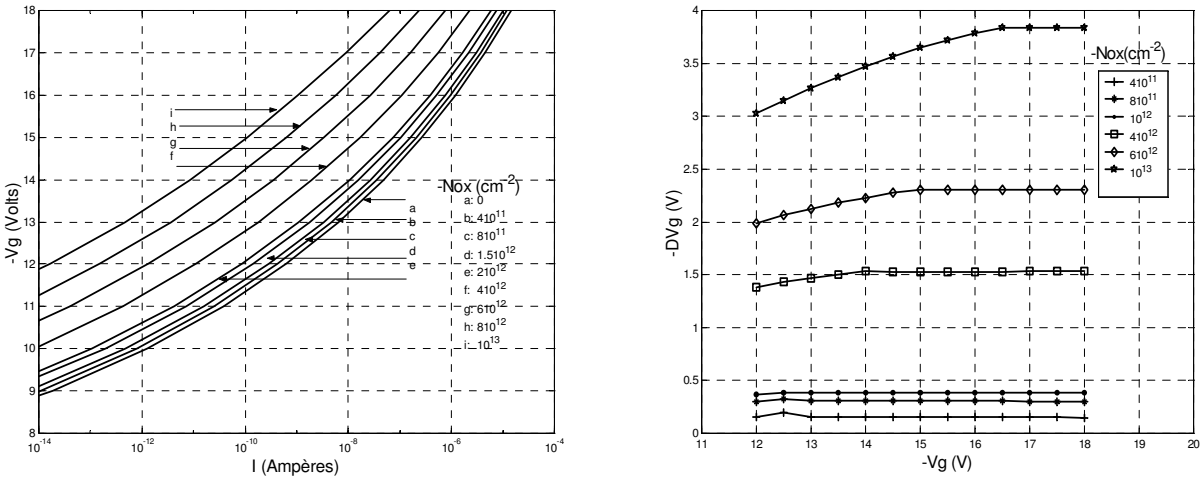


Figure 1 –24 :Simulation de l'influence d'une charge négative de densité $N_{ox}(cm^{-2})$ située en X_b = 30 Å, sur les I(Vg) et ΔVg(Vg).D_i = 109 Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = 10^{-6} cm^2.

A partir des caractéristiques *I(Vg)* de la figure 1-24, nous avons tracé, sur la figure 1-25 l'influence de la densité de charge sur le décalage ΔVg pour plusieurs tension *Vg*. Nous observons les mêmes effets que précédemment. La sensibilité à la densité de charge se manifeste qu'à partir d'une charge critique qui est de l'ordre de $10^{12}cm^2$. Pour des charges de densité inférieure à 510^{12} $cm^{-2,}$ *l*orsque la tension $|Vg|$ est supérieure à 14V, l'influence sur ΔVg ne dépend pas de la tension puisque les charges sont situées en dehors de la distance tunnel [28,29].

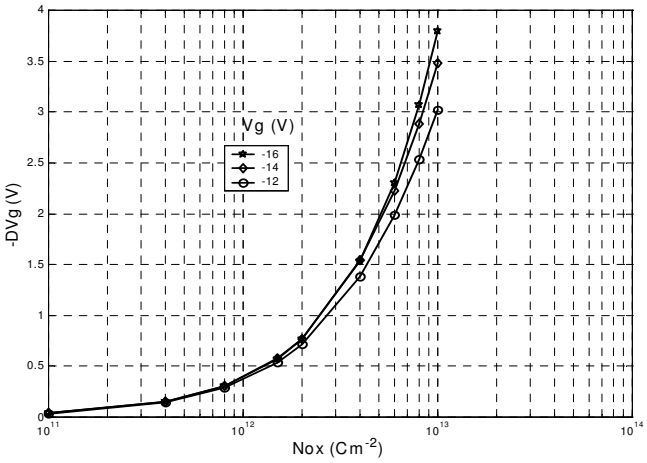


Figure 1 –25 :Simulation de l'influence d'une charge négative de densité N_{ox} variable et de barycentre fixe (X_b = 30 Å,) sur le décalage en tension ΔVg pour trois tensions Vg. D_i=109Å, $q\phi_m$ = 3eV, S = 10^{-6} cm^2.

IV.4.4. Influence des charges sur la barrière apparente ϕ_{bm}^{ch} à l'interface métal/oxyde

Les charges stockées dans l'oxyde modifient le courant I_{FN}^{ch} qui traverse la structure MOS et en conséquence la hauteur de la barrière apparente $\phi^{ch}{}_{bm}$ à l'interface métal/oxyde déterminée suivant la procédure classique [34,48,49]. En ramenant toutes les charges à l'interface oxyde/semiconducteur, le courant I_{FN}^{ch} peut se mettre sous la forme apparente [5] :

$$I_{FN}^{ch} = SK_1^{ch} E_i^{*2} \exp\left(-\frac{K_2^{ch}(\phi_{bm}^{ch})}{E_i^{*}}\right) \qquad \textbf{(1.72)}$$

avec, E_i^* : champ fictif dans l'oxyde, calculé à partir de la relation ***(1.23)*** en supposant que les charges sont ramenées à l'interface oxyde/semiconducteur suivant la relation ***(1.31)***.

K_1^{ch} et K_2^{ch} : les paramètre de conduction par effet FN (relations ***1.66*** et ***1.67***). Ils sont fonction de la barrière apparente (ϕ_{bm}^{ch}).

Sur la figure 1-26 est représenté le tracé du courant I_{FN} dans le plan de Fowler dans le cas d'une couche d'oxyde exempt de charges et dans le cas d'une charge lamellaire localisée en plusieurs endroits dans l'oxyde. Les tracés obtenus présentent des courbures qui dépendent de la position du barycentre des charges dans l'oxyde. Cette variation de pentes entraîne donc une modification de la barrière apparente ϕ^{ch}_{bm} suivant la zone où on la détermine. Sur la figure 1-27 est représentée, en fonction de X_b, la barrière apparente ϕ^{ch}_{bm} qui est obtenue dans les zones à faibles champs ($10^8/E_i^* = 10$ à 12 cm/V) et à fort champ ($10^8/E_i^* = 7$ à 8 cm/V) à partir de la pente des courbes de la figure 1-26. Sur la même figure 1-27, sont représentés les gammes de variation des distances tunnels (zone 1 et zone 2) à faibles et à forts champs

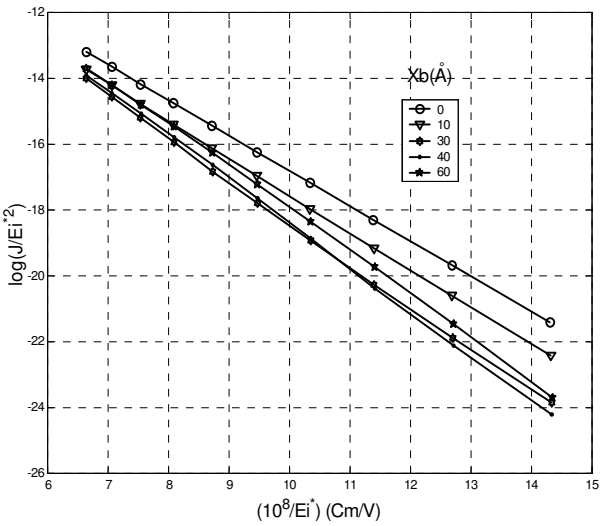


*Figure 1–26: Tracé dans le plan Fowler de la relation **(1.72)** pour une densité de charge négative $4 10^{12} cm^{-2}$ située en X_b variable . $D_i = 109Å$, $q\phi_m = 3eV$, $S = 10^{-6}$ cm^2.*

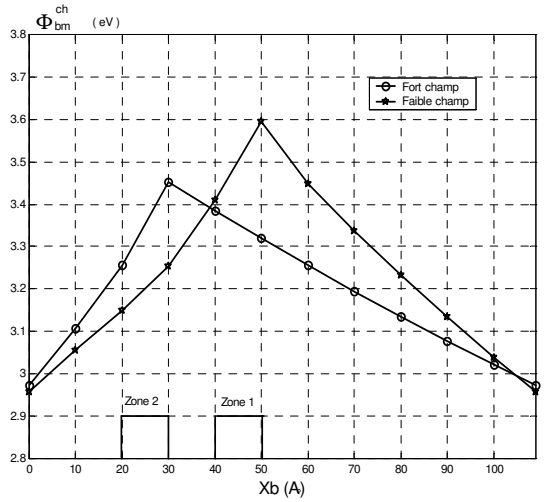


Figure 1–27: Influence du barycentre d'une charge négative de densité $4 10^{12} cm^{-2}$ sur la barrière de potentiel apparente ϕ_{bm}^{ch}
$D_i = 109Å$, $q\phi_m = 3eV$, $S = 10^{-6}$ cm^2.
Zone 1 : plage de variation de distance tunnel X_{t2} à faibles champs,
Zone 2 : plage de variation de distance tunnel X_{t2} à forts champ.

En comparant le comportement des caractéristiques des figures 1-26 et 1-27, nous déduisons :

- l'écart entre la valeur apparente et la valeur réelle ($X_b=0$) est maximum lorsque ϕ^{ch}_{bm} est déterminée dans la plage de tension (ou champ) qui correspond à une plage de distance tunnel X_{t2} (figure 1-27) voisine du barycentre des charges.

- lorsque X_b augmente, l'influence sur ϕ_{bm}^{ch} augmente (diminue) si X_b est situé à l'intérieur (dehors) de la plage tunnel X_{t2}.

IV.5. Influence des charges de barycentre dépendant de la tension *Vg* sur le courant FN

IV.5.1. Barycentre dépendant de la tension V_g

Dans [30], nous avons analysé l'influence des charges sur des caractéristiques *I(V g)* quand le barycentre X_b est fixe (ne dépend pas de la tension) lorsque le champ appliqué est inférieur à 12 MV/Cm^2. Dans la littérature [50-54], on montre qu'aux champs élevés (12 à 13 MV/cm), le barycentre de la charge dépend de la charge injectée et du champ d'injection [50-54].

Dans ce paragraphe, nous analysons l'influence théorique du déplacement du barycentre de la charge sur les caractéristiques *I(Vg)*. En se basant sur les résultats expérimentaux (voir chapitre II), le déplacement du barycentre de la charge en fonction de la tension Vg est de la forme :

$$X_b = A + B.Vg \qquad \textbf{(1.73)}$$

où,

A et *B* : coefficients dépendant de l'injection de courant (champ, charge injectée) qui permet de stocker les charges dans l'oxyde.

La valeur du facteur *B* est positive lorsque la charge se déplace de la cathode (métal) vers l'anode (silicium), et elle est négative lorsqu'elle se déplace du silicium vers le métal.

III.5.2. Influence de la charge stockée sur la caractéristique I(Vg)

Sur la figure 1-28 est représentée l'influence théorique typique du déplacement du barycentre de la charge (de la cathode vers l'anode et de l'anode vers la cathode) sur le décalage en tension ΔVg en fonction de la tension *Vg*. Dans les deux cas de déplacement, le décalage ΔVg dépend de la tension *Vg* et du facteur *B*. Pour expliquer ce comportement, nous avons reporté sur la figure 1-29 la caractéristique $\Delta Vg(X_b)$, en fonction de la tension *Vg*, lorsque le barycentre de la charge est fixe (ligne continue) [30] et lorsque ce barycentre dépend de la tension *Vg* (figure 1-28). Ainsi, on peut conclure en tenant compte des résultats obtenus précédemment que:

- le décalage ΔVg augmente avec la tension *Vg* quand les charges se déplacent de la cathode vers l'anode à l'intérieur de la zone tunnel (figure 1-29- (1) où le décalage ΔVg varie avec *Vg* pour une valeur donnée de X_b). par contre, et vers la cathode quand les charges se déplacent en dehors de la zone tunnel (figure 1-29- (2) où le décalage ΔVg ne varie pas avec *Vg* pour une valeur donnée de X_b).
- le décalage ΔVg diminue avec la tension *Vg*, quand les charges se déplacent vers l'anode en dehors de la zone tunnel, ou vers la cathode à l'intérieur de la zone de tunnel.
- le décalage ΔVg atteint un maximum dans les deux cas du déplacement quand les charges se déplacent près de la distance tunnel.

Ces résultats forts intéressants, nous permettent de connaître le mouvement du barycentre à partir du comportement des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$.

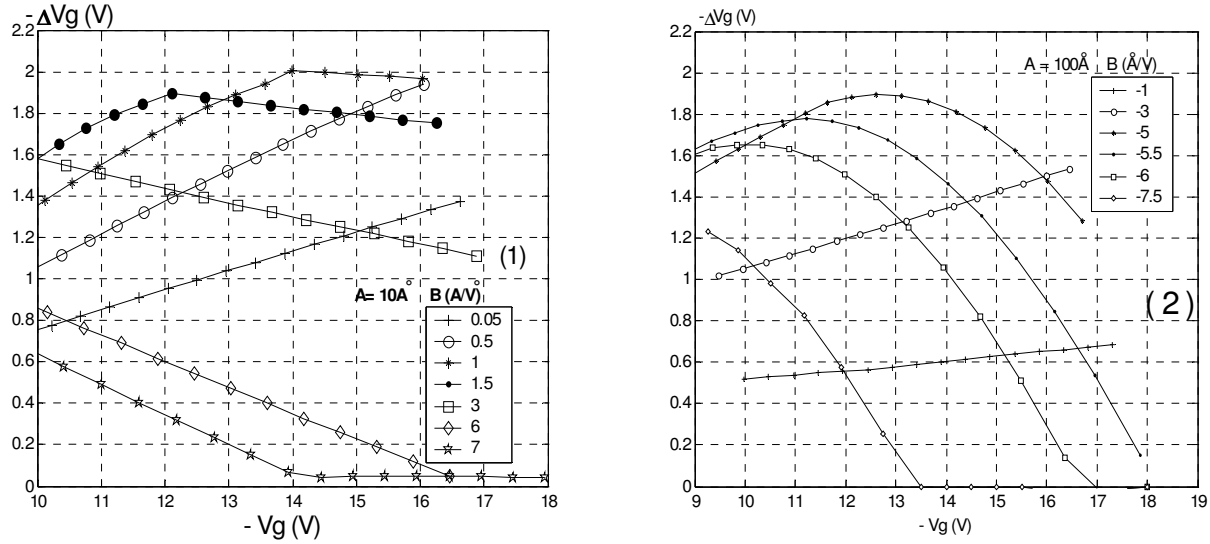


Figure 1 –28: Influence théorique du déplacement du barycentre d'une charge négative de densité 510^{12} cm^{-2} sur les caractéristiques ΔVg(Vg). ϕ_m = 3 eV, D_i = 110 Å.

(1) déplacement du barycentre de la charge négative vers l'anode.

(2) déplacement du barycentre de la charge négative vers la cathode.

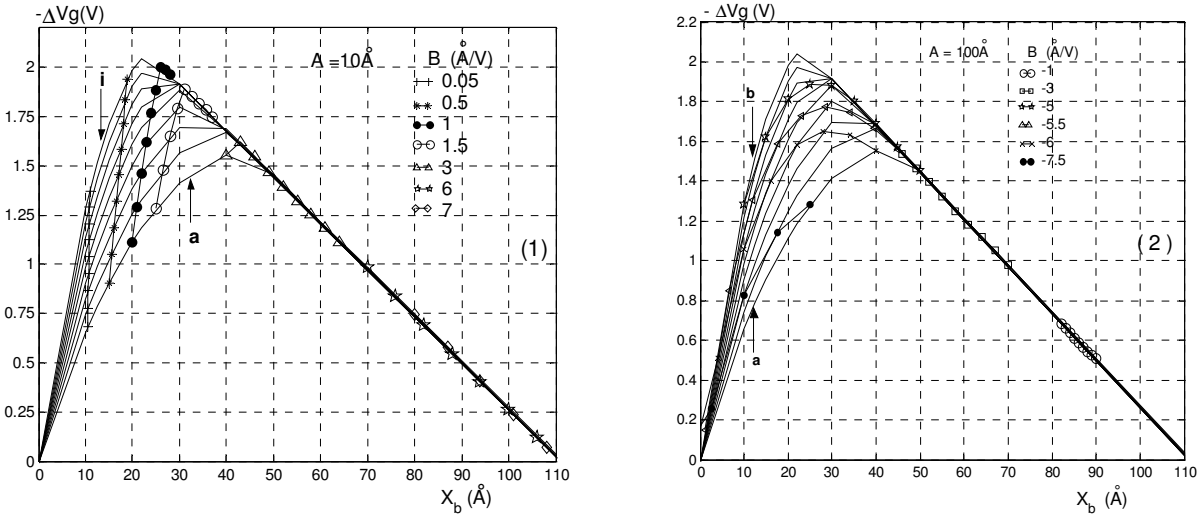


Figure 1–29: Influence théorique du déplacement du barycentre d'une charge négative de densité 510^{12} cm^{-2} sur le décalage en tension $\Delta Vg(X_b)$ lorsque le barycentre dépend de la tension Vg au cours de la caractéristique I(V). ϕ_m = 3 eV, D_i = 110 Å.

——— : (ligne continue) cas où le barycentre de la charge est indépendant de la tension Vg [1 .37].

Vg(V): (a) -10, (b) -11, (c) -12, (d) -13, (e) -14, (f) -15, (g) -16, (h) -17, (i) -18

(les courbes (b,c,d,e,f,g,h) sont situées entre la courbe a et la courbe i.

(1) déplacement du barycentre de la charge négative vers l'anode.

(2) déplacement du barycentre de la charge négative vers la cathode.

IV.5.3. Influence de charge stockée dans l'oxyde sur la barrière apparente (Φ_m^{ch})

L'influence du déplacement des charges stockées dans la couche d'oxyde sur la barrière apparente (Φ_m^{ch}) [3,27,30] déterminée à forts champs (12 MV/cm-14 MV/cm) et à faibles champs (8 MV/cm -12 MV/cm), est représentée sur la figue 1-30. Il apparaît différents comportements lorsque les charges se déplacent dans les deux directions et en particulier pour des valeurs élevées du facteur B. En comparant ces courbes ces avec celles de la figure 1-29, nous pouvons conclure :

- Quand les charges se déplacent vers l'anode (*B* positif) à l'intérieur et en dehors de la distance de tunnel, l'effet sur la barrière apparente augmente puis diminue. Cet effet est maximum lorsque la distance tunnel est près du barycentre de la charge,

- Quand les charges se déplacent vers la cathode (*B* négatif), l'effet sur la barrière augmente en particulier quand les charges sont localisées près de la cathode à l'intérieur de la distance de tunnel. Quand le barycentre X_b se déplace vers la cathode à l'intérieur de la distance de tunnel de 30Å à 10 Å (*B=-6Å/V*), la barrière apparente Φ_m^{ch} augmente de 38% pour une densité de charge $N_1=5\ 10^{12}\ cm^{-2}$.

- Quand le facteur *B* atteint des valeurs élevées, l'effet sur la barrière apparente Φ_m^{ch} est négligeable; dans ce cas, le barycentre de la charge est situé à l'une des interfaces (Métal/oxyde ou oxyde/semiconducteur).

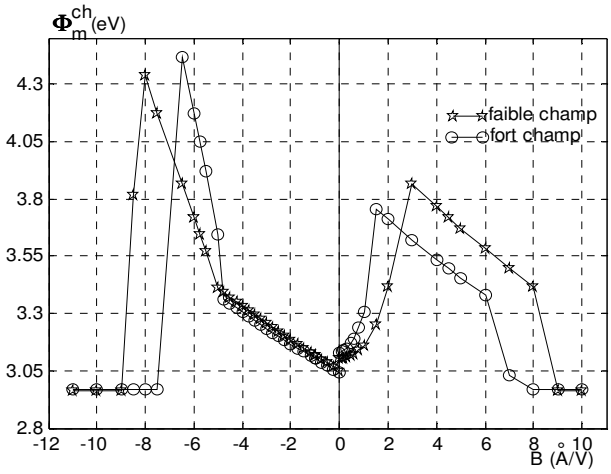


Figure 1-30 : Influence du mouvement du barycentre d'une charge négative de densité $5*10^{12}\ cm^{-2}$ sur la barrière apparente (Φ_m^{ch}) à faibles et à forts champs. ϕ_m =3 eV, D_i =110 Å.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi les équations de base régissant le fonctionnement électrique des structures MOS sous forme d'intégrales en présence et en absence des charges dans la couche d'oxyde. Nous avons analysé en fonction de la tension *Vg* appliquée les résultats de simulations numériques des potentiels et champs électriques dans toute la structure MOS et du courant qui traverse la structure MOS par effet tunnel de type Fowler-Nordheim (FN).

En absence des charges, nous avons simulé les grandeurs électriques à l'interface oxyde/semiconducteur dans le semiconducteur (potentiel en surface ψ_S, champ en surface E_S) et celles dans l'oxyde (champ E_i et potentiel V_i). A partir des résultats obtenus nous avons défini le régime de fonctionnement des structures MOS dans le cas d'un semiconducteur de type P : régime de bande plate, régime de déplétion, régime d'inversion et régime d'accumulation. Dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux comportements électriques des structures MOS en régime d'accumulation (Vg<0).

Concernant l'étude de la conduction Fowler-Norheim, nous avons vérifié qu'elle est due principalement aux électrons ayant des énergies proches de l'énergie de Fermi du métal. A ces énergies, nous avons défini la distance tunnel qui est la base d'interprétation des différents résultats obtenus. Aussi, nous avons montré que l'expression du courant FN permet bien d'accéder à la détermination de la barrière énergétique à l'interface métal/oxyde. La détermination de cette barrière est capitale puisqu'elle contrôle le courant de type FN des structures MOS utilisées dans les composants électroniques tels que : transistors, mémoires EEPROM,…

En présence des charges dans la couche d'oxyde, de barycentre fixe (indépendant de la tension *Vg*), nous avons montré que l'influence des charges sur le décalage $\Delta Vg(Vg)$, à courant constant, dépend de la position de leur barycentre par rapport à la distance tunnel X_t. Lorsque la tension *Vg* augmente, l'influence sur le décalage ΔVg, augmente lorsque la distance tunnel inclut la charge, puis se sature à sa valeur maximale, indépendamment de la tension *Vg,* lorsque les charges sont localisées en dehors de la distance tunnel.

En outre, nous avons montré que le tracé des courants dans le plan Fowler -Nordheim présente des déformations qui dépendent de la position des charges dans la couche d'oxyde. Nous avons déterminé la barrière apparente dans une plage de tension correspondant à une plage de distance tunnel. L'écart entre la valeur réelle (sans charges) et la valeur apparente (avec charges) de la barrière est maximum lorsque le barycentre des charges est voisin de cette zone tunnel.

En ce qui concerne l'influence de la densité des charges sur les caractéristiques *I(V)* et sur la barrière apparente, nous avons montré que celle ci n'est significative qu'à partir d'une charge critique qui est de l'ordre de $10^{12} cm^{-2}$.

En présence des charges dans la couche d'oxyde, de barycentre dépendant de la tension *Vg*, nous avons montré que le comportement des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$, à courant constant, dépend du sens du déplacement du barycentre de la charge (du métal vers le semicoducteur ou du semiconducteur vers le métal) :

- Quand les charges se déplacent vers le semiconducteur, le décalage ΔVg augmente avec la tension lorsque les charges se déplacent dans la distance tunnel, puis diminue lorsque les charges se déplacent en dehors de la distance tunnel,
- Quand les charges se déplacent vers le métal, le décalage ΔVg augmente avec la tension lorsque les charges se déplacent en dehors de la distance tunnel, puis diminue lorsque les charges se déplacent dans la distance tunnel.

Aussi, nous avons analysé l'influence du déplacement de la charge sur la barrière apparente à l'interface métal/oxyde. Nous avons conclu :

- Quand les charges se déplacent vers le semiconducteur, l'influence sur la barrière apparente augmente lorsque les charge se déplacent dans la distance tunnel, puis diminue lorsque les charges se déplacent en dehors de la distance tunnel,
- Quand les charges se déplacent vers le métal, l'influence sur la barrière apparente augmente et une augmentation remarquable est observée lorsque les charges se déplacent dans la distance tunnel.

L'ensemble des résultats obtenus dans ce chapitre, montre qu'il est possible de déterminer les caractéristiques (densité et barycentre) des charges stockées dans la couche d'oxyde des structures MOS à partir de l'analyse des caractéristiques courant-tension *I(Vg)* en régime d'accumulation. Pour ce faire, on détermine et on analyse :

- la distance tunnel en fonction de la tension *Vg* lorsque la couche d'oxyde est exempt de charges,
- à courant constant, le décalage en tension *ΔVg*, entre les caractéristiques *I(Vg)* sans et avec charges, en fonction de la tension *Vg*.
- la pente $\frac{d\,(\Delta Vg)}{dVg}$ des caractéristiques *ΔVg(Vg)* en fonction de la tension *Vg*,
- la barrière apparente, à l'interface métal/oxyde à partir du tracé des caractéristiques courant-tension dans le plan de Fowler.

Chapitre II

Modélisation des propriétés de conduction des structures MOS minérales en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde

I. Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons analysé le courant théorique de type Fowler-Nordheim des structures MOS minérales en absence et présence des charges dans la couche d'oxyde. Dans ces études, nous avons proposé une méthodologie de caractérisation du stockage de charges dans la couche d'oxyde à partir des caractéristiques courant-tension *I(Vg)*. Actuellement, cette étude est tout à fait indispensable puisqu'elle nous permet d'analyser d'une part le vieillissement des structures MOS sous injection de courant ou irradiation ionisante [23,27,54-56], et d'autre part le fonctionnement de la nouvelle génération des composants organiques en polymère (voir chapitre 3) [57-59].

Dans ce chapitre, nous validons l'ensemble des modèles théoriques développés dans le premier chapitre et nous analysons d'une manière approfondie le vieillissement des structures métal / oxyde ultra-mince / semiconducteur (MOS) inorganique, ayant des couches d'oxyde d'épaisseurs de l'ordre de 100Å, sous injection de courant constant à fort champ (champ supérieur à 10 MV/cm) [60].

Dans la première partie, nous décrivons brièvement les différentes techniques expérimentales de caractérisation ainsi que le processus technologique de réalisation des structures métal / oxyde ultra-mince / semiconducteur. Ces techniques sont développées et mises au point au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS/CNRS) de Toulouse (France) [3,59,61].

Dans la deuxième partie, nous présentons les résultats de la modélisation les caractéristiques courant-tension *I(Vg)* d'abord en absence des charges dans l'oxyde, ensuite en présence des charges localisées dans la couche d'oxyde. Les charges sont stockées dans la couche d'oxyde en injectant des courants constants par le métal en régime d'accumulation ($Vg<0$).

En ce qui concerne la modélisation des caractéristiques *I(Vg)* en présence des charges dans la couche d'oxyde, nous analysons :

- les caractéristiques *I(Vg)* à faibles champs (<12.5 MV/cm) [29,30,62]. Cette étude nous permet de déterminer les caractéristiques de la charge stockée dans l'oxyde : densité et barycentre.
- les caractéristiques *I(Vg)* à forts champs (>12.5 MV/cm). A partir de cette étude, nous caractérisons le problème de l'instabilité (ou relaxation) [60] des charges stockées dans la couche d'oxyde en fonction du champ électrique appliqué à la structure MOS.

II. Moyens de réalisation, caractérisation et modélisation des propriétés de conduction des structures MOS

II.1. Mode de réalisation des structures MOS

Les structures MOS (figure 2-1) de test sont réalisés au LAAS/CNRS de Toulouse (France) dans un four d'oxydation (voir annexe I). Le processus technologique utilisé pour la réalisation de ces dispositifs est mis au point par J.L. Prom et K. Kassmi [3,61]. Nous expliciterons dans ce travail plus particulièrement les résultats de certaines étapes :

(1) Nous avons utilisé du silicium faiblement dopé ($\approx 10^{15}$ /cm^3) de type P d'orientation <100> se présentant sous la forme de plaquette de 300 µm d'épaisseur et d'environ 5 ou 7.5 cm de diamètre dont la face sur laquelle nous ferons croître l'oxyde mince présente un poli optique.

(2) L'enfournement de la plaquette se fait sous flux d'oxygène pour éviter le problème d'attaque de silicium. L'oxyde de champ est réalisé à 1150°C pendant 4 heures sous oxygène sec [63] de façon à obtenir une couche d'oxyde de 3400Å.

(3) Dans cet oxyde sont ensuite pratiquées au moyen d'un procédé de photogravure humide classique des ouvertures carrées mettant à nu le silicium. Un paramètre important au niveau des propriétés électriques de la couche mince d'oxyde est la qualité de la gravure de l'oxyde épais [64, 65].

(4) Les plaquettes sont ensuite introduites dans le four sous flux d'azote (3 l/mn) à la température de 700°C. Le four sera porté et stabilisé à la température d'oxydation désirée (Tox). Nous nous sommes limités à la gamme 900°C-1000°C afin d'éviter d'une part toute dégradation [65,66] (rugosité) de la surface du silicium en présence de gaz chlorhydrique à plus forte température[67], d'autre part tout développement de contraintes importantes à basses températures [68]. Le recuit est réalisé, sous flux d'azote pendant 30 mn à 900°C ou 1050°C puis suivi d'une descente en température (trempage).

(5) Une fois sorties du four, les plaquettes oxydées sont immédiatement placées dans un bâti de métallisation afin de déposer une couche de Cr de 2000 Å. La métallisation achevée, elle est procédée à une étape de photogravure permettant de définir la grille dans la capacité MOS.

(6) Après avoir pris soin de désoxyder la face arrière de la plaquette, 5000Å d'aluminium sont déposés sur cette face dans un bâti sous vide. Un recuit post-métallisation est ensuite effectué de façon à obtenir une bonne adhérence de l'aluminium sur le silicium et par conséquent parfaire le contact ohmique.

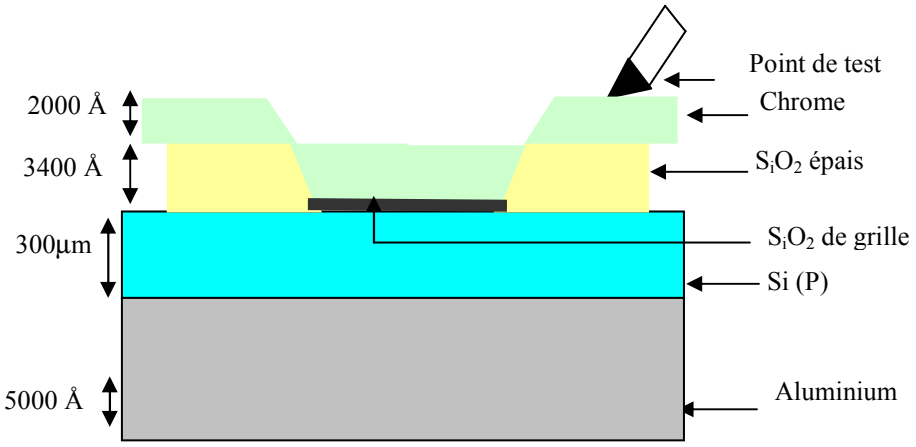


Figure :2–1 : Vue en coupe d'une structure MOS.

II.2. Moyens de caractérisations électriques

II.2.1. Banc de mesures

Les structures MOS réalisées sont caractérisées à partir du relevé des mesures capacité –tension *C(Vg)* et des mesures d'injection de porteurs par effet Fowler Nordheim. Cette dernière technique d'injection est réalisée soit par polarisation de la structure en rampe de tension *I(Vg)* soit par injection d'un courant constant et relever la tension *Vg* du régulation du courant en fonction du temps (t) ou de la charge injectée (Q_{inj}) ($Vg(t)$ ou $Vg(Q_{inj})$).

L'ensemble des mesures est réalisé à partir du banc de mesures automatisées (figure 2-2), composé d'une machine de test sous pointe automatique SET550, d'un multiplexeur KEITHLEY 705, d'un capacimètre HP 4192 [3,61] et d'un analyseur HP 4145 A.

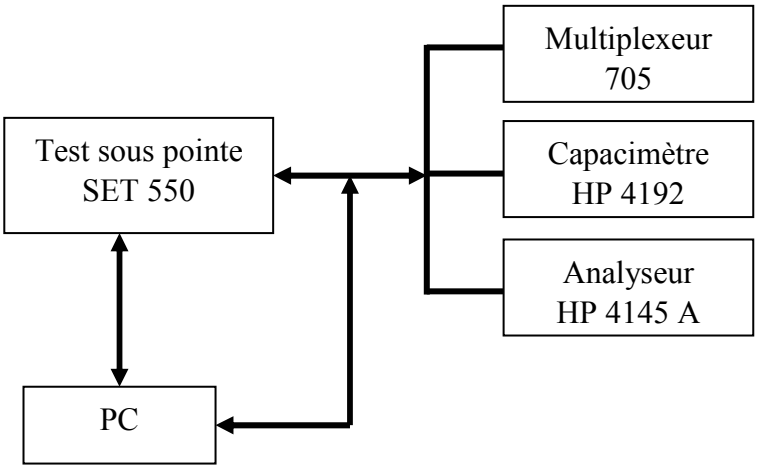


Figure :2–2 : Schéma synoptique du banc de mesures électriques.

II.2.2. Caractérisation capacité-tension C(V)

La méthode de mesure *C(Vg)* en utilisant l'analyseur HP4192 (Hewlett-Packard), en hautes (1MHz) et basses (1KHz) fréquences permet de déterminer les paramètres électriques et technologiques de la capacité MOS. En particulier, sont déterminés, à partir des expressions analytiques et du schéma équivalent de la capacité en régime dynamique petit signal [3,69]:

- l'épaisseur D_i de la couche d'oxyde ultra-mince suivant la procédure décrite dans les références [59,79]. Cette procédure consiste à déterminer, par la méthode itérative, la capacité de l'isolant C_i et déduire l'épaisseur D_i par l'expression :

$$Di=S\frac{\varepsilon_0\varepsilon_i}{C_i} \qquad \textbf{(1.1)}$$

où S : surface de la structure.

- le potentiel de surface ψ_s en fonction de la tension appliquée Vg,
- le dopage du semiconducteur N_{dop},
- la tension de bande plate V_{FB},
- la charge fixe dans l'oxyde Q_{ox},,
- La distribution des états d'interface à l'interface oxyde ultra-mince / semiconduteur [5,23].

II.2.3. Caractérisation courant-tension I(Vg)

La caractérisation courant-tension est effectuée à partir de l'analyseur HP 4145 A. La caractéristique *I(Vg)* obtenue permet d'obtenir des informations sur :

- le mode de conduction des structures métal/isolant/semiconducteur et plus particulièrement la validation des modèles théoriques du chapitre I (relation ***1.65***),
- les hauteurs des barrières de potentiel à l'interface métal/oxyde ultra-mince (ϕ_{bm}) et oxyde ultra-mince/semiconducteur (ϕ_{bs}). Ceci est réalisé à partir du tracé du courant Fowler-Nordheim (I_{FN}) et le champ électrique E_i dans la couche d'oxyde suivant la représentation du Fowler-Nordheim (chapitre I): $Log(I_{FN}/E_i^2)$ en fonction de ($1/E_i$).
- les caractéristiques des charges stockées dans la couche d'oxyde : barycentre et densité. Ces charges sont stockées aux cours du fonctionnement de la structure MOS, ou injection de courant constant par effet FN, ou irradiation ionisante par les rayons X.

II.2.4. Caractérisation Vg(t) ou Vg(Q_{inj})

La caractérisation *Vg(t)* (ou *Vg(Qinj)*) est effectuée à partir de l'analyseur HP 4145 A. Cette technique consiste à injecter un courant I constant, par effet FN, et mesurer la tension de régulation *(ΔVg)* de la tension de la grille en fonction du temps t ou de la charge injectée Q_{inj}. La caractéristique obtenue (*ΔVg(t)* ou ($\Delta Vg(Q_{inj})$) est représentative du vieillissement de la structure MOS qui se traduit par le stockage des charges positives et négatives dans le volume de la couche d'oxyde [3,60,70].

Dans le cadre de notre expérimentation, pour analyser le vieillissement des structures MOS, nous avons injecté un courant à forts champs (supérieur à 10 MV/cm) et analysé les séquences des caractéristiques *Vg(t)* (ou $Vg(Q_{inj})$) et des caractéristiques *I(Vg)* après chaque phase d'injection.

II.3. Description du programme permettant la modélisation des caractéristiques *I(Vg)*

Sur la figure 2-3 est représenté l'organigramme de programmation en Matlab qui permet de modéliser les caractéristiques *I(Vg)*. Nous avons mis au point le programme développé dans le chapitre I (figure 1-18) en introduisant les parties qui permettent la lecture des valeurs expérimentales ainsi que leur modélisation. Les différentes étapes de modélisations des caractéristiques courant-tension sont :

- Lecture des valeurs expérimentales courant-tension,
- Entrée des caractéristiques des charges : densité (N_1), barycentre (X_b).
- Calcul du champ ($E_i^* = V_i/D_i$) par la procédure déjà décrite dans le chapitre I,
- Tracé des caractéristiques courant-tension expérimentales *I (Vg),*
- Tracé de ces mêmes caractéristiques dans le plan Fowder-Nordhein,
- Déduction des valeurs des paramètres de conduction (K_1^{exp}, K_2^{exp} , hauteur de la barrière de potentiel (ϕ_{bm}^{exp})) à forts et à faibles champs.
- Calcul du courant en excès qui se manifeste à faibles champs,
- Tracé du courant en excès dans le plan de Fowler et déduction des paramètres de conduction (K_1, K_2, barrière de potentiel ($\phi_{bm}^{déf}$) et surface ($S^{déf}$)) associés aux défauts localisés dans la couche d'oxyde [27].
- Détermination des caractéristiques *I(Vg)* en enlevant le courant en excès,
- Modélisation des caractéristiques *ΔVg(Vg)* sans tenir de la présence d'un éventuel courant en excès : déduction des caractéristiques des charges (densité et barycentre),…
- Impression des résultats.

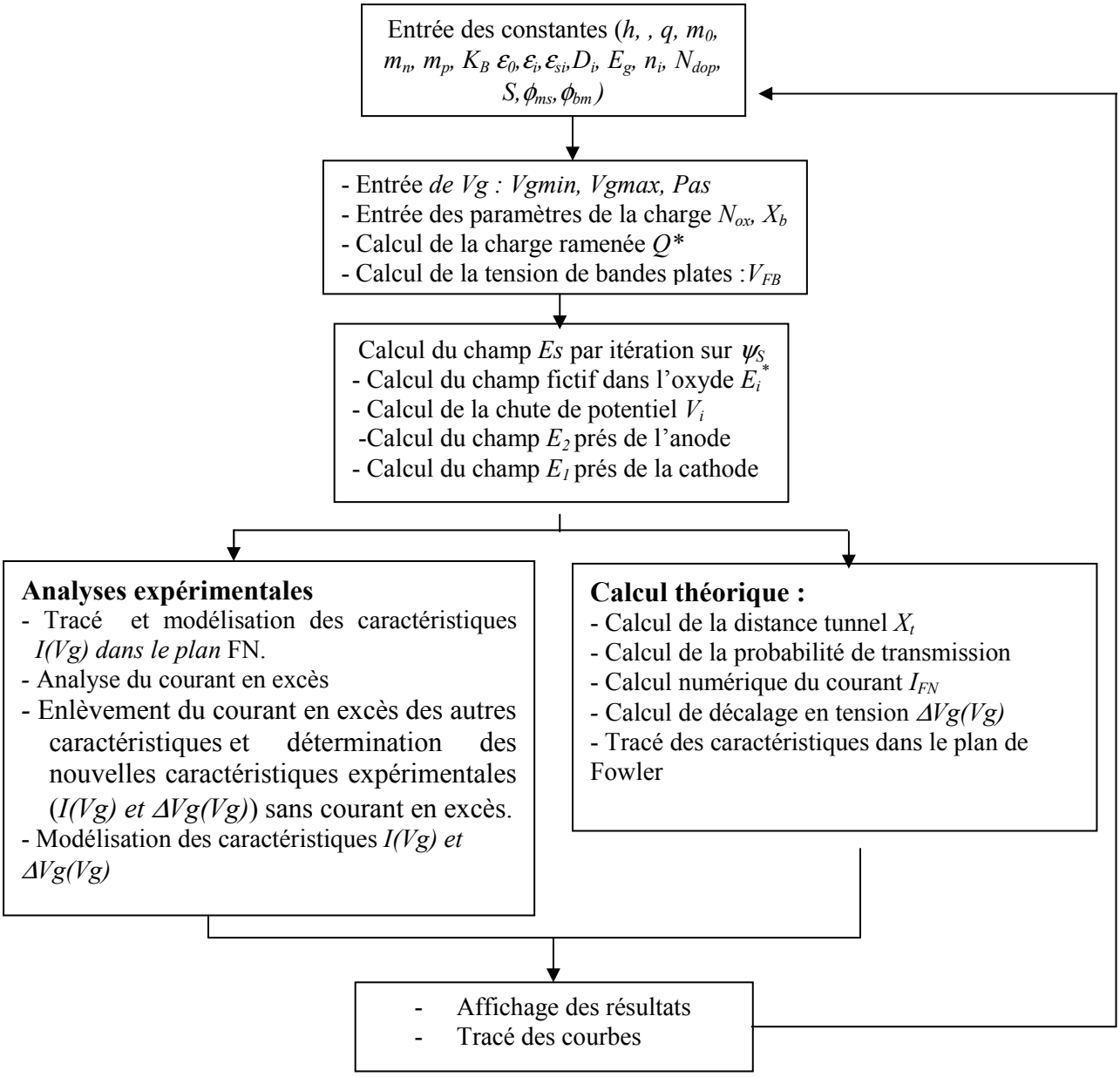


Figure 2 –3 : Organigramme de programmation permettant la modélisation des caractéristiques courant-tension en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde des structures MOS.

III. Modélisation des caractéristiques *I(Vg)* des structures MOS en absence des charges

III.1. Caractéristique *I (Vg)* sans charges

Dans ce paragraphe, nous modélisons la caractéristique *Vg(I)* expérimentale avant vieillissement ou injection du courant constant. Sur la figure 2-4 est représentée la caractéristique typique *Vg(I)* expérimentale. Il apparaît que :

- la conduction de la structure réalisée a lieu à partir de 10^{-11} A. Ce courant correspond à un champ dans l'oxyde de l'ordre de 7 MV/cm. Pour des champs inférieurs à ce dernier, les courants sont limités par le bruit du banc de mesures.

- pour des tensions (-*Vg*) supérieures à 15,5 V, le claquage destructif de la structure a eu lieu. Ce problème de claquage est analysé d'une manière approfondie dans les travaux présentés dans [4,27, 71].

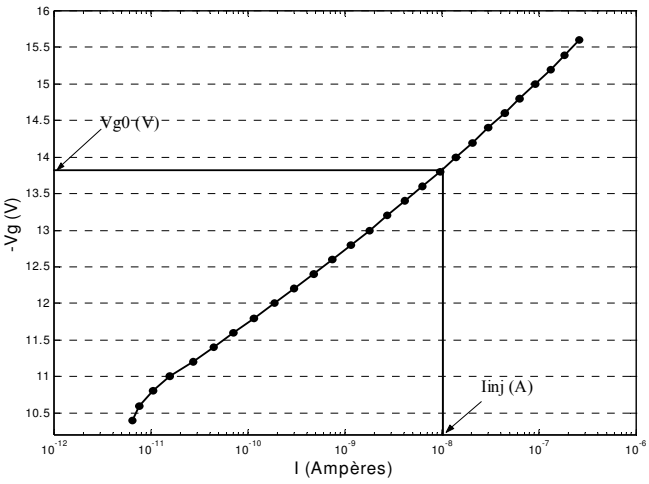


Figure 2–4 : Tracé typique de la caractéristique Vg(I) expérimentale sans charges dans l'oxyde. D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2

III.2. Modélisation des caractéristiques *I (Vg)*

Le tracée typique de la caractéristique courant–tension expérimentale dans le plan *Fowler – Nordheim* est représenté, suivant l'organigramme de la figure 2-3, sur la figure 2-5. Il apparaît un comportement linéaire à faibles champs ($10^8/Ei^*$ varie de 10 à 11.5 cm/V, ou *Ei* varie de 10 à 12 MV/cm) et à forts champs ($10^8/Ei^*$ varie de 8.5 à 9.5 cm/V, ou *Ei* varie de 9 à 10MV/cm). Ceci montre que la conduction est de type Fowler - Nordheim dont les paramètres de conductions (K_1 et K_2) dépendent de la tension (ou champ) appliquée à la structure. En tenant compte des résultats du chapitre I, le courant expérimental I_{exp} peut se mettre sous la forme :

$$I\,exp = SK_1^{exp} E_i^{*2} \exp\left(\frac{-K_2^{exp}\left(\phi_{bm}^{exp}\right)}{E_i^*}\right) \qquad \textbf{(2.2)}$$

Où,

E_i^* : champ fictif déterminé par la procédure présentée dans le chapitre I

S : surface de la structure

K_1^{exp} : préfacteur de conduction par effet *FN*,

K_2^{exp} : facteur de conduction par effet FN et qui est fonction de la barrière ϕ_{bm}^{exp} suivant l'expression :

$$K_2^{exp} = \frac{4\sqrt{2m_{ox}^*}}{3\hbar q}\left(q\phi_{bm}^{exp}\right)^{3/2} \qquad \textbf{(2.3)}$$

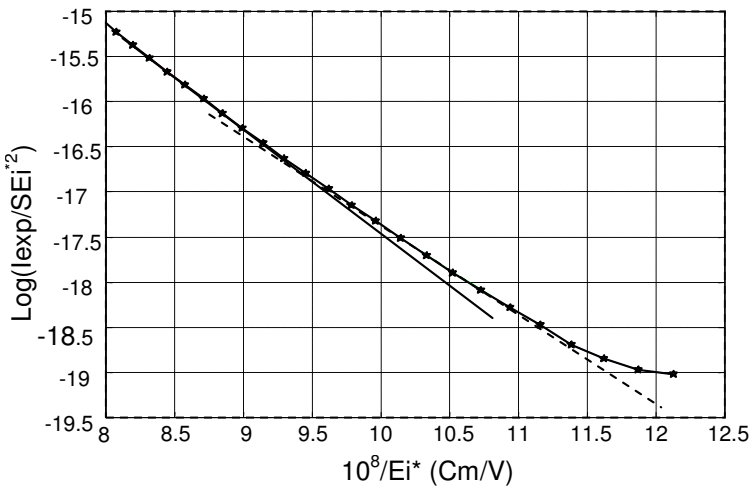


Figure 2 –5 : Tracé typique de la caractéristique I (Vg) expérimentale sans charges dans l'oxyde dans le *plan FN. D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2.*

(*) Expérience,

(—) : 'fitting' à forts champs,

(---) : 'fitting' à faibles champs.

Les paramètres de conduction déterminés à forts champs et à faibles champs sont regroupés sur la table 2.1. Il apparaît un comportement dépendant du champ :

- Les valeurs de la barrière obtenues à forts champs sont en accord avec celles déterminées théoriquement ($\Phi_{bm}=3\ eV$) [23,7,28] dans le cas où l'effet de la température et l'effet Schottky sont ignorés. La légère différence entre le préfacteur (K_1^{exp}) et celui théorique est due aux effets de la température et de Schottky [23]. Dans notre cas, nous ignorons ces derniers effets sur les caractéristiques *I(Vg)* en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde. Dans [60], nous avons montré qu'ils ne sont pas significatifs à la température ambiante qui est la température de caractérisations de nos structures.

- à faibles champs, les valeurs expérimentales des paramètres de conduction sont très faibles par apport à celles obtenues théoriquement. Dans des travaux précédents [56,7], nous avons attribué ces dégradations à la présence des défauts dans la couche d'oxyde. Ces défauts dégradent la barrière de potentiel à l'interface métal/oxyde et induisent des courants en excès. Dans la littérature, ce courant est aussi observé à faibles champs et il est attribué aux mécanismes de conduction [72,73] : effet hooping, charge d'espace….

	ϕ_{bm}^{exp} (eV)	K_1^{exp} (A/V^2)	$K_1^0(\phi_{bm}^{exp},Ei^*)$ (A/V^2)
forts champs	3.13	$1.30\ 10^{-6}$	$0.985\ 10^{-6}$
faibles champs	2.77	$0.0194\ 10^{-6}$	$1.113\ 10^{-6}$

Table 2-1 : Paramètres de conduction calculés à faibles champs et à forts champs.

III.3. Analyse du courant en excès à faibles champs

Le courant en excès qui se manifeste à faibles champs est déterminé par l'expression suivante [7,5] :

$$I_{exc}=I_{exp}-I_{FN}^{0}(K_1^{exp},\phi_{bm}^{exp}) \qquad \textbf{(2.4)}$$

Où,

I_{FN}^{0} : courant FN théorique calculé en tenant compte des paramètres de conduction déterminés à forts champs (paramètres idéaux). Il est donné par l'expression suivante :

$$I_{FN}^{0}=SK_1^{exp}E_i^{*2}\exp\left(-\frac{K_2^{exp}(\phi_{bm}^{exp},E_i^{*})}{E_i^{*}}\right) \qquad \textbf{(2.5)}$$

Sur la figure 2-6 est représenté le tracé typique de la tension -*Vg* en fonction du courant en excès. Il apparaît une composante de courant qui n'est pas négligeable, et qui peut affecter les caractéristiques *I(Vg)* en présence des charges dans la couche d'oxyde.

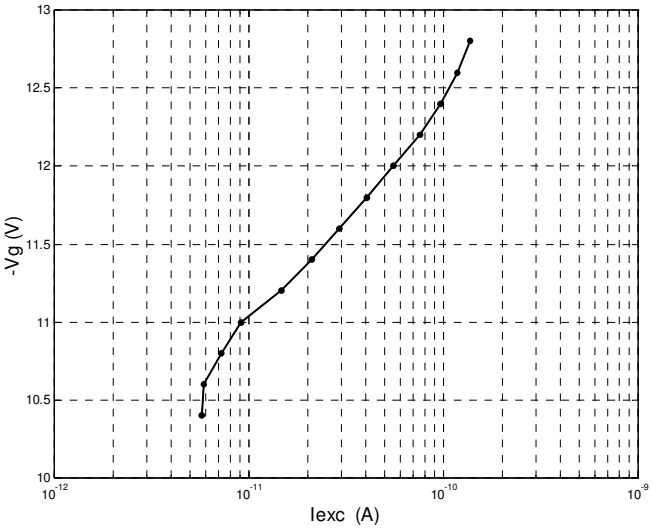


Figure 2 –6 : Tracé typique de la tension -Vg en fonction du courant en excès.
D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2.

Sur la figure 2-7, nous avons représenté le tracé typique du courant en excès I_{exc} dans le plan *FN*. Il apparaît un comportement linéaire montrant que ce courant est de type *FN*. Donc, l'expression de ce courant peut être mise sous la forme :

$$I_{exc}=SK_1^{def}E_i^{*2}\exp\left(-\frac{K_2^{def}(\phi_{bm}^{def},E_i^{*})}{E_i^{*}}\right) \qquad \textbf{(2.6)}$$

Où, K_1^{def} : préfacteur de conduction FN :

K_2^{def} : facteur de conduction FN dépendant de la barrière effective ϕ_{bm}^{def} des défauts.

Les valeurs des paramètres K_1^{def} et ϕ_{bm}^{def}, calculés par la méthode des moindres carrés, et du facteur K_1^{0def}, calculé en utilisant la valeur de la barrière ϕ_{bm}^{def} à partir de la relation ***(2.3)***, sont représentées sur la table 2-2 . En introduisant dans l'expression du courant en excès la surface des défauts (S^{def}) [70], nous pouvons exprimer le courant en excès sous la forme :

$$I_{exc}=S^{def}K_1^{0def}E_i^{*2}\exp\left(-\frac{K_2^{def}(\phi_{bm}^{def},E_i^{*})}{E_i^{*}}\right) \qquad \textbf{(2.7)}$$

La surface (S^{def}) des défauts est donnée par l'expression [27, 4] :

$$S^{def}=S\frac{K_1^{def}}{K_1^{0def}} \qquad \textbf{(2.8)}$$

La valeur de la surface des défauts S^{def} est représentée sur la table 2-2. Cette valeur est en très bon accord avec celle trouvée dans la littérature par d'autres techniques de caractérisation [30].

Actuellement, l'analyse du courant en excès fait l'objet de nombreuses études. Il a été montré dans la littérature que celui-ci est lié d'une manière directe ou indirecte au claquage destructif des composants MOS à forts champs [62,7,11]. Dans nos travaux [56,62], nous proposons donc une méthode de caractérisation électrique qui permet d'accéder à la barrière et surface effective des défauts. En ce qui concerne leur profondeur, Y. Khlifi [4,71] a montré, en analysant les oscillations du courant FN, qu'elle est identique à l'épaisseur de la couche d'oxyde.

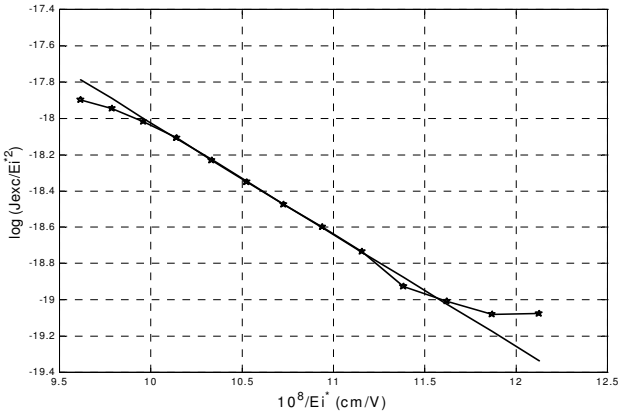


Figure 2 –7 : Tracé typique du courant excès (I_{exc}) dans le plan FN. D_i = 109Å, S = 10^{-6} cm^2.
(*) : Expérience,
(____) : 'fitting'.

$\phi_{bm}^{déf}$(eV)	$K_1^{déf}(A/V^2)$	$K_1^{0def}(\phi_{bm}^{déf})(A/V^2)$	S^{def} (cm^2)
2.05	1.31 10^{-12}	1.504 10^{-6}	910^{-11}

Table 2-2 : Paramètres de conduction des défauts localisés dans la couche d'oxyde.

IV. Modélisation des caractéristiques *I(Vg)* des structures MOS en présence des charges

Dans le premier chapitre, nous avons étudié l'influence théorique des charges stockées dans la couche d'oxyde sur les caractéristiques courant-tension *I(Vg)* et les différents paramètres de conduction lorsque les électrons traversent la couche d'oxyde, du métal vers le semiconducteur, par effet tunnel de type Fowler-Nordheim. Ceci nous a permis de localiser le barycentre des charges et déduire leurs densités en analysant leur effet sur le décalage en tension ΔVg, la barrière de potentiel apparente à l'interface métal/oxyde ϕ_{bm}^{ch} et la pente $\frac{d\Delta Vg}{dVg}$.

Dans ce paragraphe, nous étudions suivant l'organigramme de la figure 2-3, l'influence expérimentale des charges stockées dans la couche d'oxyde sur les caractéristiques *I (Vg)*. Le stockage des charges est réalisé en injectant des courants constants (*Vg(t)*) par le métal (*Vg<0*). Nous analysons à partir du modèle théorique développé au cours de travail, l'influence de la charge injectée, par un courant constant, sur la position du barycentre et la densité de la charge stockée dans la couche d'oxyde. Aussi, nous analysons l'influence du champ électrique appliqué à la structure sur la position de ce barycentre.

IV.1. Modélisation des caractéristiques *Vg(t)*

Parmi les techniques qui permettent de stocker les charges dans la couche d'oxyde des structures MOS, il y a la technique d'injection du courant constant *I* pendant une durée t [5

,74,75]. La variation de la tension de régulation $\Delta Vg(t)$ (ou $\Delta Vg(Q_{inj})$) traduit l'influence électrostatique de la charge piégée en volume sur le champ cathodique.

Les structures testes qui ont fait l'objet de notre étude sont réalisées au Laboratoire d'Architecture et d'Analyse des Systèmes (LAAS/CNRS) de Toulouse (France) et ont une épaisseur de l'ordre de 109 Å [3,5].

Sur la figue 2-8 est représenté le tracé typique des caractéristiques *Vg(t)* obtenues après injection d'un courant constant ($I= 10^{-8}$ A) pendant des durées variables (Δt) jusqu'au claquage du composant [29,62]. Cette injection correspond à un champ électrique dans la couche d'oxyde de l'ordre de 10,5 MV/cm. Il apparaît un comportement linéaire montrant le stockage des charges

négatives dans la couche d'oxyde. Dans des études précédentes [7,28], nous avons attribué ce stockage des charges aux :

- centres natifs qui ont une section efficace de l'ordre de 10^{-19} cm^2 et une densité de l'ordre de 10^{12} cm^{-2},
- centres induits qui ont un taux R de création et de remplissage, dépendant du champ électrique maximal autour d'une épaisseur d'oxyde de l'ordre de 80Å.

Dans [76], on montre que le décalage en tension $\Delta Vg(Q_{inj})$ ($\Delta Vg(Q_{inj})=Vg(Q_{inj})-Vg(0)$) varie linéairement avec la charge injectée Q_{inj} suivant la relation:

$$\Delta Vg = \frac{R(D_i - X_b)}{\varepsilon_0 \varepsilon_i} Q_{inj} \qquad \textbf{(2.9)}$$

où , R : taux de création et de remplissage des centres induits.

Pour des épaisseurs d'oxyde variant de 700 Å à 1000 Å et un champ électrique inférieur à 7 MV/cm, Badihi et al [70] ont montré que la densité de charge piégée dans l'oxyde varie linéairement avec la charge injectée et le taux de génération des pièges est pratiquement constant. Ce comportement confirme nos résultats puisque le décalage ΔVg varie linéairement avec Q_{inj} durant la phase d'injection et jusqu'au claquage de la structure [29, 7, 5, 39].

La pente de l'équation ***(2.9)*** nous permet de déterminer le terme $R(D_i-X_b)$. Pour plusieurs capacités MOS (environ 20), la valeur moyenne de cette pente est de l'ordre 4.73×10^{-2} cm. Le taux R peut être déterminé si l'on connaît la valeur du barycentre X_b. Dans notre cas, les charges sont piégées prés de la cathode ($X_b < 30$ Å) puisque leur influence n'est pas observée sur la caractéristique $C(Vg)$ [73]. Lorsque le barycentre X_b varie, dans l'oxyde près de la cathode (qui est notre cas ; voir plus loin), de 10 Å à 30 Å alors la valeur de R varie très peu de 1.5×10^{-8} à 2.1×10^{-8}. Donc, dans nos analyses, nous avons pris une valeur moyenne de R_m égale à 1.7×10^{-8} et nous l'avons supposée indépendante de la charge injectée. A partir de la valeur moyenne R_m, nous pouvons déduire la densité de charge N_I piégée dans l'oxyde après chaque phase d'injection selon l'équation [29]:

$$N_I = R_m Q_{inj} \qquad \textbf{(2.10)}$$

Les valeurs de la densité de charges N_I piégées dans la couche d'oxyde après chaque injection (figure 2-8) sont représentées sur la figure 2-9. Les valeurs obtenues sont conformes avec les résultats de la littérature [50].

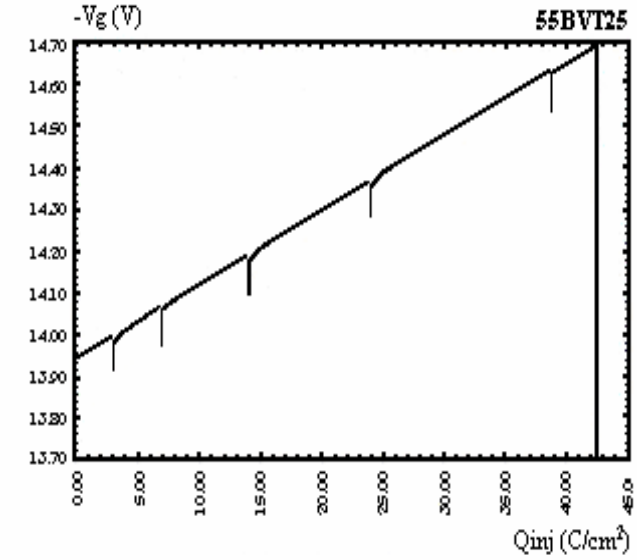


Figure 2 – 8 : Séquences typiques des caractéristiques $Vg(Q_{inj})$ en injectant un courant constant ($I=10^{-8}A$) de durée variable. D_i = 109 Å, $S = 10^{-6}$ cm^2.

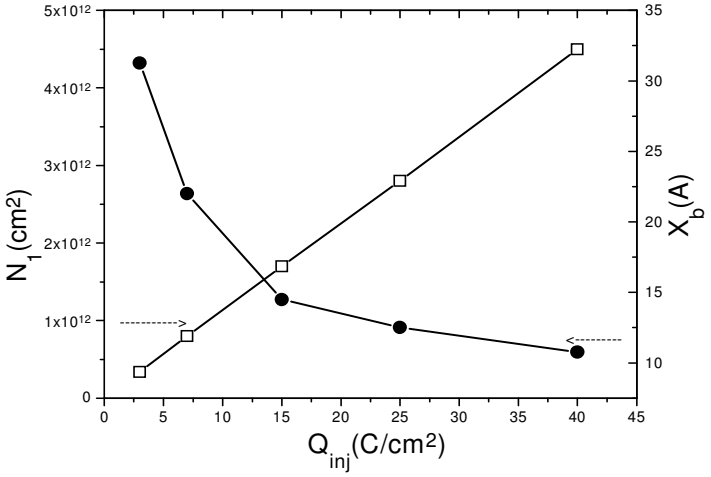


*Figure 2 –9: Densité de charge N_1 (déduite de l'équation **(2.10)**) et barycentre X_b, fixés dans les simulations pour la modélisation des caractéristiques ΔVg(Vg) de la figure 2-12 en fonction de la charge injectée Q_{inj}.*

IV.2. Caractéristiques *I (Vg)* en présence des charges

IV.2.1. Décalage des caractéristiques I(Vg)

Sur la figue 2-10, sont représentées les caractéristiques typiques *I (Vg)* obtenues après chaque phase d'injection d'un courant constant d'intensité $I=10^{-8}A$ (figure 2-8). Il apparaît un décalage des caractéristiques vers les tensions négatives. Ceci, montre la présence des charges globalement négatives dans la couche d'oxyde. En conséquence, le type de charges observées sur les caractéristiques *Vg (t)* se retrouve sur les caractéristiques *I (Vg)*.

Il est à noter que la tension *(Vg0)* du démarrage de la première injection *Vg(t)* est de l'ordre de *-13,8 V* (figure 2-8). Cette même tension est aussi obtenue sur la première caractéristique *I (Vg)* (avant toute injection de courant constant (figure 2-10)).

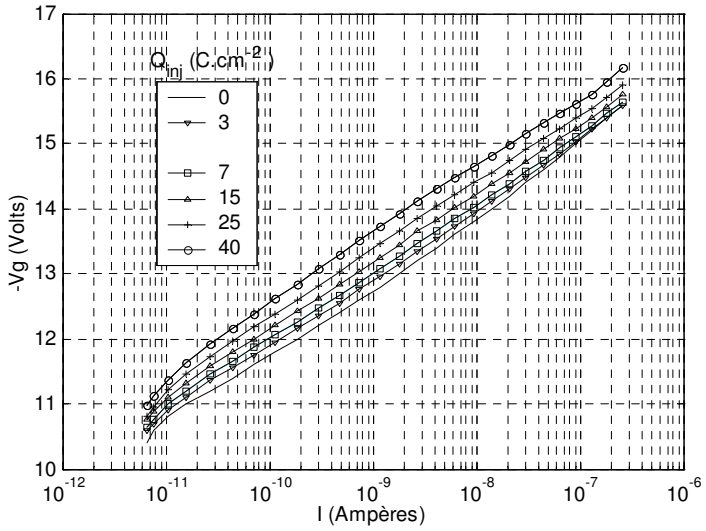


Figure 2 –10 : Caractéristiques courant-tension I(Vg) expérimentales obtenues après les séquences d'injection de la figure 2-8. D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2.

IV.2.2. Caractéristiques I (Vg) sans courant en excès à faibles champs

Les différentes caractéristiques *I(Vg)* de la figure 2-10 sont affectées par le courant en excès obtenu sur la première caractéristique (figure 2-6). Donc, la modélisation de l'influence des charges sur les caractéristiques *I(Vg)* ne sera pas significative. Une modélisation fine et correcte nécessite alors la détermination du courant en excès et son élimination de toutes les caractéristiques en absence et en présence des charges dans l'oxyde. Sur la figure 2-11 sont représentées les caractéristiques *I(Vg)* de la figure 2-10 après avoir enlevé le courant en excès (figure 2-6) de toutes les caractéristiques.

Dans notre analyse nous supposons que ce courant en excès ne se dégrade pas avec la charge injectée (*Vg(t)*) et les passages courant-tension. Ce comportement a été vérifié expérimentalement sur plusieurs composants.

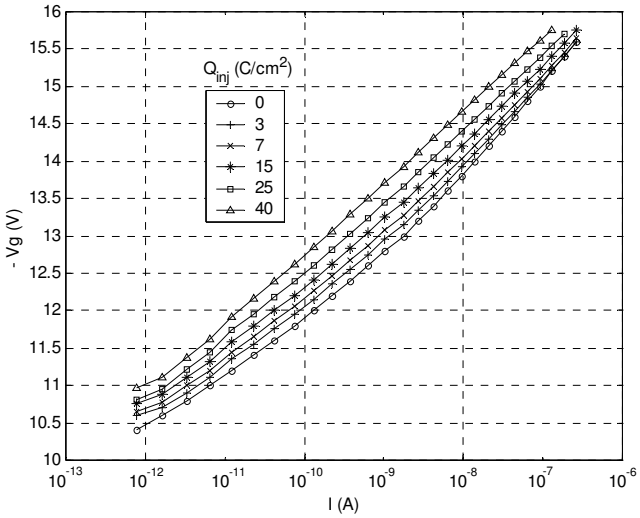


Figure 2 –11 : Caractéristiques courant-tension I(Vg) expérimentales de la figure 3-7 sans courant en excès. D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2.

IV.3. Modélisation des caractéristiques *ΔVg(Vg)* à faibles champs

A partir des caractéristiques de la figure 2-11, nous avons tracé sur la figure 2-12 les caractéristiques *ΔVg(Vg)* obtenues à faibles champs après chaque injection. Ainsi nous pouvons conclure que le décalage *ΔVg* dépend de la charge injectée. Quand la tension *Vg* augmente, le décalage *ΔVg* est constant pour une charge injectée inférieure à *7 C/cm²* et augmente si la charge est supérieure à 7 C/cm². En comparant le comportement de ces caractéristiques à celui obtenu dans le chapitre 1 (figure 1-21), nous pouvons conclure [30] :

- pour les faibles charges injectées (inférieures à *7 C/cm²*), les charges négatives sont piégées en dehors de la zone tunnel,
- pour les fortes charges injectées (supérieures à *7 C/cm²*), les charges négatives sont piégées à l'intérieur de zone tunnel.

Dans le cas des fortes charges injectées, nous avons déterminé la pente $\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$ expérimentale en fonction de la charge injectée (table 2-3). Il apparaît que cette pente augmente avec la charge injectée. En tenant compte de cette pente et de la valeur de la densité N_I des charges piégées (figure 2-19), nous avons déduit, à partir des résultats théoriques (figure 1-23), la valeur du barycentre X_b après chaque injection. Les valeurs obtenues sont représentées sur la table 2-4.

Dans le cas de la première injection (Q_{inj} = *3 C/cm²*), nous avons déduit la valeur du barycentre X_b (table 1) par un 'fitting' des caractéristiques *ΔVg(Vg)* et en considérant la valeur de la densité N_I (figure 2-9) et le décalage expérimental *ΔVg*.

Nous avons modélisé les caractéristiques de la figure 2-12, en fixant les paramètres de piégeage (densités et barycentres) représentés sur la table 2-4. Il apparaît donc un bon accord entre la théorie et l'expérience. A partir de l'évolution de la distance tunnel X_t en fonction la tension *Vg (*figure 1-15), nous pouvons déduire que les charges sont localisées :

- en dehors de la zone tunnel à faible charge injectée ($Q_{inj} < 7\ Ccm^{-2}$),
- dans la zone tunnel à forte charge injectée ($Q_{inj} > 7\ Ccm^{-2}$).

Comme c'est montré dans la figure 2-9, quand la charge injectée augmente la densité de charge piégée augmente linéairement et la position du barycentre se déplace 'exponentiellement' vers l'électrode d'injection [30].

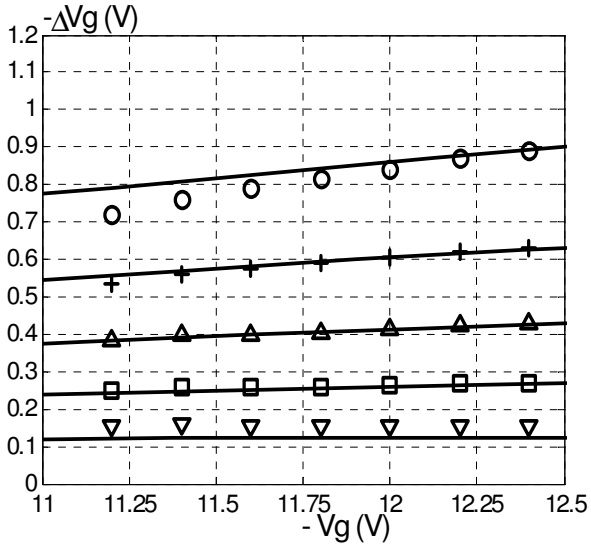


Figure 2–12 : Tracé typique des Caractéristiques ΔVg(Vg) expérimentales et théoriques en présence des charges.
D_i = 109 Å, S = 10^{-6} cm^2.
Expérience Q_{inj} (C/cm^2) : (▽) 3, (□) 7, (Δ) 15, (+) 25, (o) 40.
Théorie (——) : en tenant compte des paramètres de la table 2-4

Qinj ($C.cm^{-2}$)	$\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$
3	0
7	2.010^{-2}
15	3.510^{-2}
25	5.510^{-2}
40	7.010^{-2}

Table 2-3 : Pente expérimentale ($\frac{d(\Delta Vg)}{dVg}$), des caractéristiques de la figure 2-12, en fonction de la charge injectée.

Q_{inj} ($C.cm^{-2}$)	X_b (Å)	N_1 (cm^{-2})
3	31.5	$3.4\ 10^{11}$
7	22.5	$7.0\ 10^{11}$
15	14.5	$1.7\ 10^{12}$
25	12.5	$2.8\ 10^{12}$
40	10.75	4.510^{12}

Table 2-4: Paramètres de piégeages, densité de charge négative et barycentre permettant de modéliser les caractéristiques ΔVg(Vg) de la figure 2-12 [29].

L'ensemble des résultats obtenus dans ce paragraphe valide d'une part les résultats théoriques du chapitre 1, et d'autre part l'hypothèse faite sur la dépendance entre le taux R_m et la densité de la charge négative (relation ***(2.10)***). Donc, quand la charge injectée augmente, les charges négatives sont piégées plus près de la cathode. Ceci est en bon accord avec les résultats trouvés par [50] sur des structures ayant une couche d'oxyde d'épaisseur supérieure à 200Å. Cependant, les auteurs de la référence [51] ont montré des résultats contraires pour des oxydes d'épaisseur 85Å. Dans ces derniers travaux, les auteurs ont obtenu le barycentre de la charge négative à partir du décalage *ΔVg,* déduit des caractéristiques *I(Vg)* en régimes d'accumulation et d'inversion (*Vg<0* et *Vg>0*) et des caractéristiques *C(Vg)* après chaque injection. Dans leur calcul, le décalage *ΔVg* a été supposé constant sur toute la caractéristique *I(Vg)*. Cependant, nous avons montré dans la partie théorique (chapitre I), que le décalage *ΔVg* dépend de la tension *Vg* et de la position du barycentre dans la couche d'oxyde. En plus, dans la couche d'oxyde, près de l'interface oxyde/semiconducteur, se stocke, après chaque injection du courant, une importante charge positive qui peut contribuer au décalage ΔVg pendant l'acquisition des caractéristiques *I(Vg)* en régime d'inversion (*Vg>0*) [5,23,70,71]. Ceci pourrait induire des erreurs significatives dans la détermination de la densité et le barycentre de la charge piégée dans l'oxyde.

Notre méthode basée sur l'analyse des caractéristiques $Vg(Q_{inj})$ et $I(Vg)$ peut être considérée comme une contribution importante pour déterminer correctement les caractéristiques (densité et barycentre) de la charge piégée dans l'oxyde [30,62].

IV.4. Modélisation des caractéristiques *ΔVg(Vg)* à forts champs

IV.4.1. Influence des charges sur les caractéristiques ΔVg(Vg)

Dans ce paragraphe, nous modélisons à forts champs ($-Vg > 13.5\ V$) les caractéristiques $I(Vg)$ (figure 2-11) après avoir éliminé le courant en excès qui se manifeste à faibles champs. Comme le montre le comportement des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ (figure 2-13), à forts champs se manifeste un piégeage de charge globalement négatif puisque les caractéristiques $I(Vg)$ se décalent vers les tensions négatives.

Aussi, les caractéristiques de la figure 2-13 montrent un comportement à forts champs ($- Vg > 13.5V$) différent de celui à faibles champs ($- Vg < 13.5$). Le décalage ΔVg décroît avec la tension Vg après chaque injection. A partir d'une tension critique, correspondant à celle du courant d'injection, les caractéristiques expérimentales s'écartent de celles théoriques tenant compte des paramètres de piégeage à faibles champs. En conséquence, les caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ obtenues à forts champs ne peuvent être modélisée par les paramètres de piégeage à faibles champs (table 2-4) où le barycentre est fixe).

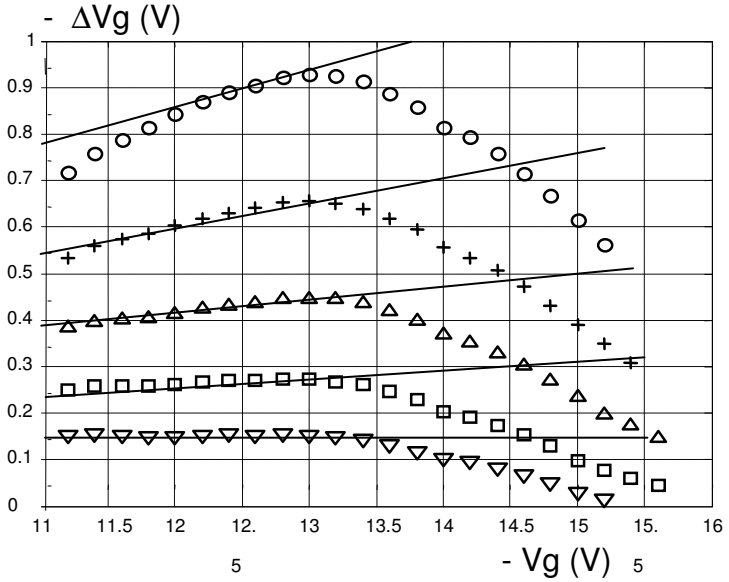


Figure 2 –13 : Caractéristiques typiques ΔVg(Vg) obtenues à partir de la figure 2-11 après chaque injection du courant.
Expérience : Q_{inj} (C/cm^2) : (▽) 3, (□) 7, (Δ) 15, (+) 25, (o) 40.
Théorie (——) : barycentre fixe en tenant compte des paramètres de piégeage de la table 2-4.

A partir des résultats théoriques, nous pouvons déduire que les caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ à forts champs peuvent être modélisées en considérant les hypothèses suivantes:

a) influence d'une charge positive fixe dans l'oxyde,
b) dépiégeage des charges négatives pendant l'acquisition des caractéristiques $I(Vg)$,
c) le mouvement des charges négatives vers l'anode ou la cathode lorsque Vg augmente.

Dans la suite nous analysons chaque hypothèse.

IV.4.2. Analyse de la présence d'une charge positive dans l'oxyde

Dans ce cas, nous avons modélisé la partie décroissante des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ en tenant compte d'une charge positive fixe en plusieurs positions dans l'oxyde. Les résultats de simulations

montrent que les caractéristiques *ΔVg(Vg)* ne peuvent être modélisées en tenant compte de la présence d'une telle charge après chaque injection. Pour exclure l'hypothèse de la charge positive fixe dans l'oxyde, nous avons analysé expérimentalement l'influence de la tension maximale (*Vgmax*) du second passage de la caractéristique *I(Vg)* (figue 2-14 A), obtenue après injection d'un courant constant, sur la caractéristique *I(Vg)* du troisième passage. Il apparaît que le troisième passage *I(Vg)* dépend de la tension *Vgmax* atteinte lors du deuxième passage. Quand *Vgmax* est d'environ -15.7 V et le deuxième passage rencontre la première caractéristique alors le troisième passage *I(Vg)* est identique au premier (sans charges) (figure 2-14 B). Ceci montre qu'après le deuxième passage *I(Vg)*, les charges piégées dans l'oxyde sont soit dépiégées soit déplacées vers l'une des interfaces (métal/oxyde ou oxyde/semiconducteur).

Ainsi, si la diminution de *ΔVg* avec *Vg* est due au piégeage des charges positives, alors au troisième passage, la caractéristique *I(Vg)* obtenue devrait être identique à celle du deuxième. Donc le comportement des caractéristiques *ΔVg(Vg)* à forts champs ne peut être dû à la présence des charges positives dans la couche d'oxyde.

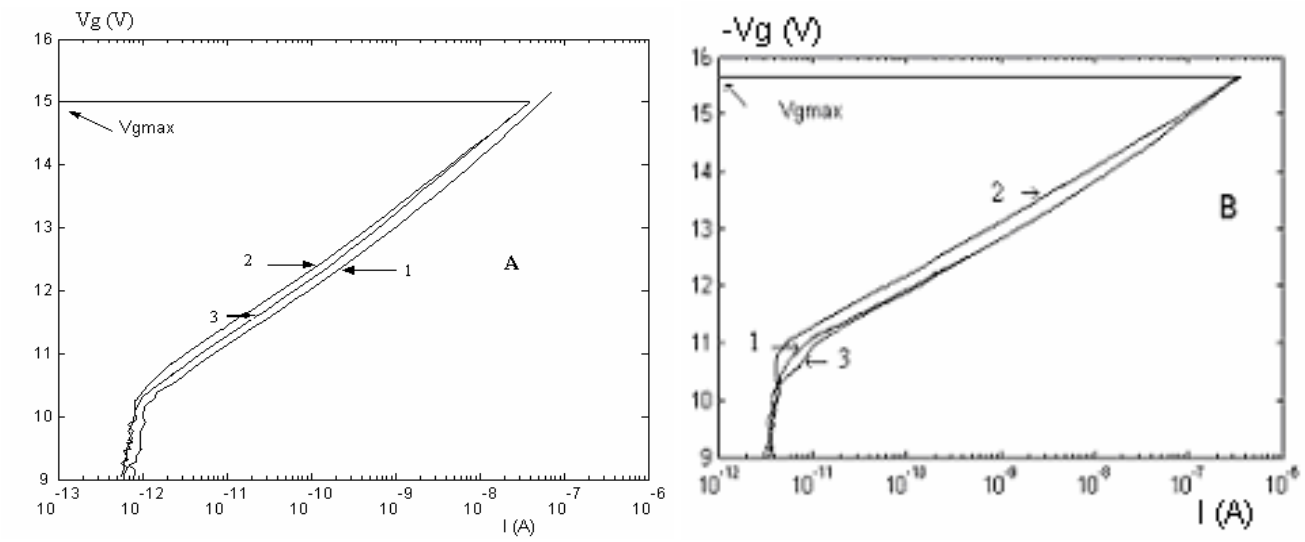


Figure 2 –14 : Influence de la tension Vgmax, fixée par la seconde caractéristique I(Vg,) sur la troisième caractéristique I(Vg). D_i = 109Å, S=10^{-6} cm^2, I=10^{-8}A.
Vgmax (V): (A) -15, (B) -15.7
(1) I(Vg) premier passage (avant injection),
(2) I(Vg) second passage (après injection),
(3) I(Vg) troisième passage

IV.4.3. Analyse de dépiégeage des charges négatives dans l'oxyde

Pour vérifier l'hypothèse de dépiégeage des charges négatives, nous avons tracé sur la figue 2-15 le décalage de *ΔVg(Vg)* correspondant aux caractéristiques *I(Vg)* de la figure 2-14 A. A partir du troisième passage, les caractéristiques de *ΔVg(Vg)* obtenues demeurent identiques à celle obtenue au troisième passage. Le décalage *ΔVg(Vg)* augmente pour des tensions inférieures à 13.5V et atteint la valeur maximale de la deuxième caractéristique. A partir de la tension critique 13.5V le phénomène, à forts champs, se reproduit. En plus, nous avons vérifié que :

- le piégeage qui se produit pendant la phase d'acquisition de la caractéristique *I(Vg)* est presque négligeable,
- après injection d'un courant constant à forts champs, un piégeage important des charges négatives se produit [4,71] : augmentation du décalage *ΔVg* des caractéristiques $\Delta Vg(Q_{inj})$.

Si le dépiégeage se produit à forts champs alors, à partir du troisième passage, le décalage en tension *ΔVg* n'augmentera pas avec la tension *Vg*, et atteindra presque la valeur maximum de la

deuxième caractéristique *I(Vg)*. La légère variation entre les maximums des caractéristiques de la figure 2-15 peut être due au dépiégeage d'une faible densité de charges négatives.

On peut penser que la courbe 3 de la figue 2-14 A est obtenue en remplissant les centres des charges négatives qui ont été dépiégées durant l'acquisition de *I(Vg)* pendant le deuxième passage. Ceci ne peut pas être le cas puisque la troisième et la première caractéristique *I(Vg)* de la figure 2-14 B passent par la même courbe. Ceci exclut le remplissage de ces centres durant la troisième caractéristiques *I(Vg)*, et montre que le fort champ appliqué à la structure MOS pendant la deuxième caractéristique *I(Vg)* ne peut que déplacer les charges vers les interfaces [62].

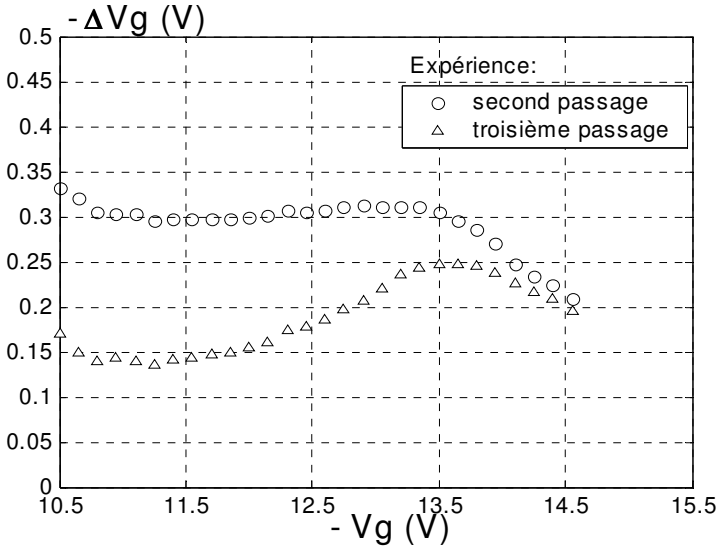


Figure 2–15 : Caractéristiques expérimentales ΔVg(Vg) correspondantes à la figure 2-14 (A)..

IV.4.4. Analyse de déplacement du barycentre dans l'oxyde

Dans le chapitre 1, nous avons analysé l'influence de déplacement du barycentre sur le décalage en tension *ΔVg* en fonction de la tension *Vg* (ou champ électrique) appliquée au cours de l'acquisition de la caractéristique *I(Vg)*. Le même effet est obtenu sur les caractéristiques *ΔVg (Vg)* quand les charges se déplacent vers la cathode (métal) ou vers l'anode (semiconducteur) : décroissance de *ΔVg* avec *Vg*. Cependant, lorsque le barycentre de la charge se déplace près de la cathode à l'intérieur de la distance de tunnel, la différence entre les deux sens de déplacement peut être obtenue en calculant la pente des caractéristiques *I(Vg)* dans le plan FN ou la barrière apparente Φ_m^{ch} à l'interface métal/oxyde.

Dans le cadre de notre expérimentation, à partir du tracé de la barrière effective Φ_m^{ch} à forts champs *(- Vg >13.5V)* en fonction de la charge injectée (figure 2-16), nous avons déduit que la barrière Φ_m^{ch} augmente avec la charge injectée et peut atteindre 26% lorsque la charge injectée est de l'ordre de 40 C/cm^2. Ceci ne peut pas être interprété en considérant le déplacement du barycentre de la charge vers la cathode, parce qu'il peut être également dû à une augmentation de la densité de charge dans l'oxyde après chaque injection [60].

A partir de la modélisation des caractéristiques expérimentales de *ΔVg(Vg)*, suivant l'organigramme de la figure 2-3, nous avons déduit que le comportement des caractéristiques *ΔVg(Vg)* à forts champs, ne peut être modélisé que dans le cadre de l'hypothèse du déplacement du barycentre de la charge, à l'intérieur de la distance de tunnel, vers la cathode. Pour modéliser ces caractéristiques *ΔVg(Vg)* (figure 2-13), après chaque injection de courant, nous avons analysé le déplacement du barycentre de la charge en fonction de la tension *Vg* en supposant que la densité de la charge stockée dans la couche d'oxyde est constante. Nous avons vérifié que celui ci varie linéairement avec la tension *Vg* selon l'équation :

$$X_b = A + B*Vg \qquad \textbf{(2.11)}$$

Nous avons également vérifié que le comportement des caractéristiques de *ΔVg(Vg)* ne peut pas être modélisé en tenant compte de déplacement du barycentre de la charge vers l'anode. En plus, si le barycentre des charges se déplaçait vers l'anode, le décalage *ΔVg* augmenterait avec la tension *Vg* [30] puisque à faibles champs, nous avons montré que le barycentre de ces charges est situé dans la zone tunnel après chaque injection de charge supérieure à 3 C.cm^{-2}.

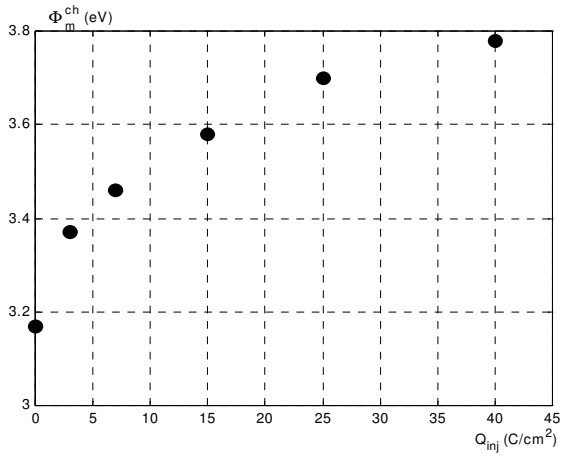


Figure 2 –16 : Influence de la charge injectée sur la barrière apparente Φ_m^{ch} déterminée, à partir du plan FN, à forts champs (-Vg>13.5V). D_i =109Å, S=10^{-6} cm^2, I=10^{-8}A.

En tenant compte de la loi de variation du barycentre (équation ***(2.11)***), nous avons modélisé les caractéristiques expérimentales *ΔVg(Vg)* à forts champs (figure 2-17) en fixant les paramètres de simulation de la table 2-5. Il apparaît un très bon accord entre la théorie et l'expérience. Donc, la diminution de *ΔVg* à forts champs peut être due au déplacement du barycentre de la charge vers la cathode. Ceci montre l'instabilité de la charge dans l'oxyde : le barycentre de la charge négative dépend de la tension appliquée.

Dans le cadre de notre expérimentation, les charges sont stockées à un champ (champ d'injection) de l'ordre de 11 MV/cm. Nous avons vérifié, qu'au cours de l'acquisition *I(Vg)*, lorsque le champ dans l'oxyde dépasse le champ d'injection, les charges se déplacent vers la cathode et leur effet sur le décalage *ΔVg* diminue.

La dépendance du barycentre X_b avec le champ électrique peut être expliquée comme suit : le stockage des charges négatives dans l'oxyde, près de la cathode, augmente le champ près de l'anode. Ce dernier dépiège les charges négatives stockées près de cette anode [60]. Ces charges dépiégées contribuent très peu à la conduction puisqu'elles sont situées près de l'interface anodique. En conséquence, le barycentre de la charge globale a tendance à se déplacer vers la cathode lorsque la densité de la charge piégée augmente. Le dépiégeage des charges négatives près de l'anode peut être observé à forts champs entre le deuxième et le troisième passages des caractéristiques *I(Vg)* de la figure 2-14 pour une tension de 13.5 V.

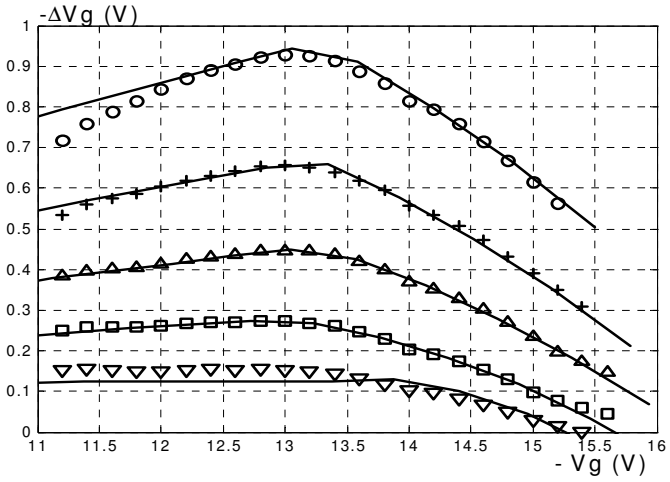


Figure 2-17 : Modélisation des caractéristiques ΔVg(Vg) à forts champs .
Expérience : Q_{inj} (C/cm^2) : (▽) 3, (□) 7, (Δ) 15, (+) 25, (o) 40.
*Théorie (——) : barycentre mobile à forts champs selon la relation **(2.11)** et en tenant compte des paramètres de piégeage de la table 2-5.*

Q_{inj} (C/cm2)	A (Å)	B (Å /V)
3	294.30	-19.21
7	142.35	-9.06
15	91.15	-5.60
25	76.50	-4.60
40	62	-3.60

Table 2-5 : Paramètres permettant la modélisation des caractéristiques ΔVg(Vg) à fort champ (-Vg>13.5 V) (figure 2-17).

IV.5. Instabilité des charges négatives piégées dans l'oxyde

IV.5.1. Relaxation des charges négatives piégées après injection du courant constant

Pour étudier l'instabilité des charges négatives piégées dans l'oxyde, nous avons analysé les données des caractéristiques *I(Vg)* et de *Vg(Q_{inj})* après chaque injection du courant d'intensité 10^{-8} A. L'analyse du décalage des caractéristiques de *Vg(Q_{inj})* et du décalage des caractéristiques *I(Vg)*, en fixant le courant 10^{-8} A, expérimentales et théoriques (en tenant compte d'un barycentre fixe des charges négatives (table 2-4)) montre qu'après chaque injection :

- le même décalage est obtenu sur les caractéristiques expérimentales *I(Vg)* et *V(Q_{inj}),*
- la différence entre le décalage des caractéristiques *I(Vg)* expérimentales et théoriques peut atteindre 16%.

En plus, comme le montre la figure 2-17, les étapes d'injection (*-Vg=13.8 V*) sont situées dans la partie instable (décroissance de *ΔVg* avec *Vg*).

Afin de mieux analyser cette partie, nous avons rapporté sur la table 2-6 :

- la tension *Vg'fnexp* qui maintiennent un courant constant 10^{-8} *A* pour chaque caractéristique *I(Vg)* expérimentale,
- le barycentre X'_b de la charge négative calculé à partir de l'équation ***(2.11)*** en utilisant la tension *Vg'fnexp* et les paramètres de la table 2-5.

La valeur du barycentre fixe à faibles champs (table 2-4) et à forts champs (table 2-5) respectivement, montre une valeur différente en particulier pour les faibles charges injectées. Puisque les mêmes décalages sont obtenus sur les caractéristiques *I(Vg)* et $Vg(Q_{inj})$, cette différence peut être due à l'instabilité du barycentre des charges négatives après chaque injection du courant. Lorsque l'injection est arrêtée, les charges se relaxent en se déplaçant vers l'anode. Au cours de l'acquisition *I(Vg)*, lorsque le champ appliqué à la couche d'oxyde s'approche de celui d'injection, alors le barycentre des charges négatives se déplace afin d'être positionné très près de celui fixé par les phases d'injection ($Vg(Q_{inj})$). En outre, les valeurs des barycentres X_b et X'_b (table 2-4 et 2-6) montrent que la relaxation est nettement faible quand les charges sont piégées très près de la cathode. Nous avons vérifié que cette relaxation se produit en maintenant des champs constants à l'anode et à la cathode.

En conclusion, l'analyse des caractéristiques $Vg(Q_{inj})$ et *I(Vg)*, montre que le barycentre des charges se relaxe vers l'anode après chaque injection du courant. A forte charge injectée, cette relaxation est faible.

Q_{inj} (C/ cm2)	-Vg'fnexp ($I = 10^{-8}A$)	X'_b (Å)
3	13.946	26.608
7	14.054	15.103
15	14.224	11.533
25	14.417	10.195
40	14.680	9.195

Table 2-6: Valeurs de Vg'_{fnexp} et X'_b obtenues pour chaque caractéristique (I(Vg)) expérimentale par injection d'un courant constant de $10^{-8}A$.

IV.5.2. Analyse de l'instabilité des charges piégées dans l'oxyde

A partir du relevé des caractéristiques expérimentales *I(Vg)* de la figure 2-14A, nous avons tracé sur la figue 2-18 les caractéristiques *ΔVg(Vg)* correspondantes. Le comportement du deuxième passage montre qu'à faibles champs, le barycentre de la charge est situé dans l'oxyde en dehors de la zone tunnel. A forts champs, ce barycentre se déplace vers la cathode quand la tension *Vg* augmente. Les paramètres des charges (X_b, N_1) qui nous ont permis de modéliser les caractéristiques expérimentales *ΔVg (Vg)* sont [60] :

- à faibles champs, le barycentre de la charge est fixe. Les caractéristiques de la charge sont

$$X_b = 37.5Å, \quad N_1 = 8.8\ 10^{11}\ cm^2,$$

- à forts champs, le barycentre se déplace vers la cathode selon l'équation :

$$X_b = A - B*Vg \qquad \textbf{(2.12)}$$

avec,

$$A = 161.89Å,\ B = -10.23\ Å/V,\ N_1 = 8.8\ 10^{11}\ cm^2.$$

A partir du troisième passage (figure 2-15), les caractéristiques obtenues passent par la même courbe : lorsque *Vg* augmente, le décalage *ΔVg* diminue à partir d'une tension critique. La troisième caractéristique peut être modélisée en considérant la variation du barycentre X_b en fonction la tension *Vg* comme suit :

- pour des tensions (*-Vg)* inférieures à *12.5V*, le barycentre est fixe. Les caractéristiques de la charge sont :

$X_b = 10Å, \quad N_1 = 8.8\ 10^{11}\ cm^{-2},$

- pour des tensions (*-Vg)* variant de *12.5 V* à *13.5 V* (*12.5 V< -Vg <13.5 V*), la charge se déplace vers l'anode. Les caractéristiques de la charge sont :

$$A = -36.97\ Å, \qquad B = 3.81\ Å/V, \qquad N_1 = 8.8\ 10^{11}\ cm^{-2},$$

- pour des tensions (*-Vg*) supérieures à *13.5V*, la charge se déplace vers la cathode. Les caractéristiques de la charge sont :

$$A = 99.176\ Å,\ B = -6.02\ Å/V, \qquad N_1 = 8.8\ 10^{11}\ cm^{-2}.$$

Sur la figure 2-18, nous avons représenté les caractéristiques *ΔVg (Vg)* expérimentales et celles théoriques (paramètres ci dessus). Il apparaît donc un bon accord entre la théorie et l'expérience. En conséquence, pendant le deuxième passage, les charges se déplacent vers la cathode aux champs élevés. Durant le troisième passage, quand la tension augmente, les charges se déplacent vers l'anode afin d'atteindre le barycentre fixé par le champ d'injection du courant constant. Quand le champ appliqué dans l'oxyde atteint celui d'injection de courant constant, les charges se déplacent vers la cathode lorsque la tension (ou le champ) augmente.

Le déplacement de X_b vers l'anode peut être expliqué comme suit : quand la tension *Vg* augmente les charges négatives dépiègées près de l'anode pendant l'acquisition de la caractéristique *I(Vg)* à forts champs, sont piégées de nouveau près de l'anode et le barycentre X_b a tendance à se déplacer vers l'anode [60].

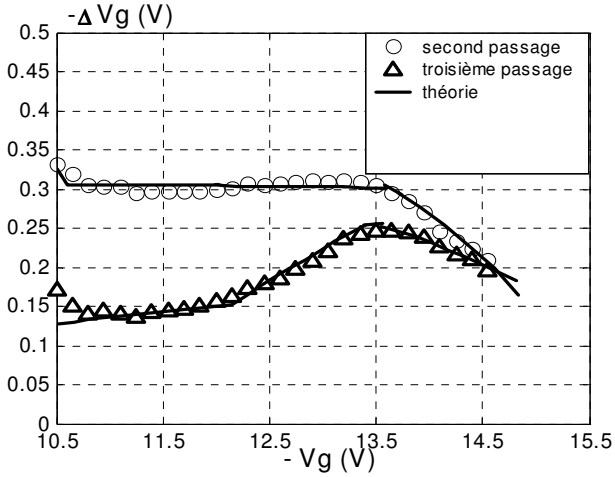


Figure 2 –18 : Modélisation des caractéristiques expérimentales ΔVg(Vg) de la figure 2-14-A.. Les paramètres de la charge (barycentre, densité) sont donnés ci dessus.

IV.5.3. Analyse de l'instabilité associée au début des caractéristiques de $Vg(Q_{inj})$

Les séquences de $Vg(Q_{inj})$ (figue 2-8) présentent une discontinuité au début de chaque injection. Celle-ci a été déjà discutée dans la littérature [77,78] et a été attribuée au dépiégeage des charges négatives. Pour analyser ce comportement, nous avons reporté sur la table 2-7:

- le barycentre X''_b des charges négatives correspondant à la tension maximal ($V_{gmax} = -15.8V$) de chaque caractéristique *I(Vg)*,
- la tension théorique *Vgithe* pour maintenir le courant d'injection constant en tenant compte du barycentre X''_b et des densités de charge N_1 de la table 2-4,
- la tension Vg_{1exp} expérimentale initiale au début de chaque injection.

Les résultats de la table 2-7 montrent un désaccord entre les tensions initiales théoriques et expérimentales : la tension calculée est inférieure à celle expérimentale au début de chaque injection. Ceci peut être attribué aux erreurs dues à la précision des premières mesures des caractéristiques de $Vg(Q_{inj})$, puisque ces mesures ont lieu 10 ms après l'injection de courant. En plus, les caractéristiques

$Vg(Q_{inj})$ de la figure 2-8 montrent qu'au début de chaque injection, un retour rapide à la partie linéaire correspondant au stockage des charges négatives. En se basant sur ces résultats et sur ceux concernant la modélisation des caractéristiques *ΔVg(Vg)* après plusieurs passages *I(Vg)* (figure 2-18), nous pouvons attribuer la discontinuité des caractéristiques de *$Vg(Q_{inj})$* au mouvement des charges négatives vers l'anode pour atteindre la position du barycentre des charges correspondant au champ d'injection à courant constant.

Après chaque caractéristique *I(Vg)*, le barycentre des charges se déplace vers la cathode. Ainsi, l'effet des charges est réduit puisqu'elles sont stockées près de l'interface. En conséquence, à l'injection suivante, la tension initiale (*-Vg1exp*) décroît, ensuite le champ important dans l'oxyde déplace rapidement le barycentre vers l'anode.

Donc, les discontinuités des caractéristiques *$Vg(Q_{inj})$* ne sont pas dues à un dépiégeage de la charge négative comme c'est rapporté dans la littérature [77,78]; mais elles sont dues au déplacement de la charge vers l'anode [60].

Q_{inj} (C/cm^2)	X''_b(Å) à Vgmax = -15.8V	-Vgithe(V) calculée ($I = 10^{-8}A$)	-Vg1exp (V)
3	0	13.33	13.84
7	0	13.49	13.93
15	2.68	13.66	14.09
25	3.82	13.88	14.27
40	5.12	14.16	14.53

Table 2-7 : Valeurs du barycentre X''_b correspondantes à Vgmax=-15.8V, valeurs initiales théoriques de Vgithe correspondant au courant constant de $10^{-8}A$ et valeurs initiales expérimentales de Vg1exp des caractéristiques $Vg(Q_{inj})$.

V. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons modélisé les caractéristiques courant-tension des structures MOS en absence et en présence des charges stockées dans la couche d'oxyde. Les structures tests sont des structures métal/oxyde ultra-mince/semiconducteur où l'épaisseur de l'oxyde est de l'ordre de 109 Å.

En absence des charges nous avons montré que la conduction est de type Fowler-Nordheim (FN) à faibles et à forts champs. A forts champs les caractéristiques *I(Vg)* expérimentales se modélisent par des paramètres pratiquement idéaux (barrière de potentiel à l'interface métal/oxyde de l'ordre de 3 eV). Cependant, à faibles champs les caractéristiques *I(Vg)* se modélisent par des paramètres très faibles par rapport à ceux trouvés à forts champs. Nous avons attribué cette dégradation à la présence d'un courant en excès dû aux défauts localisés dans la couche d'oxyde. Nous avons déterminé ce courant en excès et à partir de sa modélisation nous avons conclu qu'il est de type FN et déduit les caractéristiques des défauts : barrière de potentiel de l'ordre de 2 eV et surface de l'ordre de $9\ 10^{-11}$ cm^2.

En présence des charges dans la couche d'oxyde, nous avons injecté à fort champ (≅ 11MV/cm) un courant constant d'intensité 10^{-8} A par le métal ($Vg<0$) pendant des durées variables et relevé après chaque phase d'injection les caractéristiques *I(Vg)* correspondantes. Puisque, dans la partie théorique nous avons étudié l'influence des charges sur les structures MOS sans défauts dans la couche d'oxyde (c'est à dire sans composante du courant en excès), alors nous avons déterminé le courant en excès sur la caractéristique *I(Vg)* avant injection de courant puis enlevé ce courant des autres caractéristiques. En se basant sur les résultats théoriques du chapitre I, nous avons modélisé les caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ obtenues après chaque injection de courant. Nous avons déduit un comportement dépendant de la charge injectée et de la tension Vg appliquée:

- à faibles champs (champs inférieurs à celui d'injection du courant) : à faible charge injectée (< 7 $C.cm^{-2}$), le décalage en tension (ΔVg) est constant. Ceci montre que le barycentre des charges est situé en dehors de la distance tunnel. A forte charge injectée (> 7 $C.cm^{-2}$, le décalage en tension ΔVg augmente avec la tension Vg. Ceci montre que le barycentre des charges est situé à l'intérieur de la distance tunnel. En tenant compte des résultats théoriques et ceux de la modélisation des caractéristiques $Vg(Q_{inj})$, nous avons déterminé les caractéristiques de la charge (densité et barycentre) et modélisé les caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ après chaque injection de courant constant. Nous avons conclu que le barycentre X_b des charges piégées se déplace vers la cathode quand la charge injectée augmente. Ce déplacement de charges vers la cathode pourra être une voie intéressante pour analyser le mécanisme du claquage, qui, dans la littérature, est lié à la présence des charges dans l'oxyde, des structures MOS.

- à forts champs (champs supérieurs à celui d'injection du courant) : les caractéristiques *I(Vg)* sont modélisées en considérant que la position du barycentre dépend de la tension appliquée. Les résultats obtenus montrent lorsque la tension Vg augmente, le barycentre X_b se meut vers la cathode.

L'analyse des comportements observés aux faibles et forts champs, nous avons conclu que les charges stockées dans la couches sont relaxées après chaque injection de courant : après chaque injection les charges se déplacent vers l'anode. Aussi, cette relaxation diminue avec la charge injectée.

En conclusion, l'ensemble des résultats obtenus dans ce chapitre valide les modèles et résultats théoriques du chapitre 1. L'analyse des résultats expérimentaux montre que ces modèles permettent d'étudier le phénomène du vieillissement des structures MOS après application d'une contrainte électrique telle que : injection de courant constant. Ces modèles et analyses peuvent être entendues à d'autres contraintes comme l'irradiation ionisante.

Chapitre III

Modélisation des propriétés de conduction des diodes Schottky organiques (Polymères)

I. Introduction

Il y a une quarantaine d'années, l'industrie des semiconducteurs s'est développée autour des matériaux minéraux tels que le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAS). Cependant, depuis quelques années, cette même industrie s'intéresse à d'autres matériaux organiques [80-83] : 'les polymères'. En effet, à côté des isolants et des photorésines, il existe une catégorie des matériaux organiques : les polymères conducteurs. De nombreuses perspectives d'applications font de l'électronique organique un champ de recherche majeur.

Bien que l'engouement du secteur industriel micro-électronique envers ces nouveaux matériaux soit principalement économique, on peut les considérer comme des alternatives aux matériaux classiques pour d'autres raisons. L'avantage majeur est la facilité de fabrication et le bas coût.

Outre les produits tels que diodes électroluminescentes (OLEDs) et transistors organiques en couches minces OTFT (organic thin-film transistors), déjà disponibles sur le marché, beaucoup d'autres applications sont à l'étude [84-86] : écrans couleurs flexibles enroulables sur une feuille de plastique, cellules photovoltaïques, lasers, puces toutes en plastiques,…L'amélioration des performances de ces composants nécessite, pour mieux comprendre les phénomènes intervenant dans leur fonctionnement, de développer une activité scientifique intense, aussi bien au niveau fondamental qu'au niveau des applications. Notre travail s'inscrit dans ce cadre et porte sur l'étude, la réalisation et la caractérisation électrique des structures Schottky en polymères en vue de leurs utilisations dans les composants électroniques et générateurs photovoltaïques [87,88]. Plus particulièrement nous proposons d'étudier les structures (diodes) Schottky de type métal/polymère (P3OT)/métal. Nous utilisons le Poly (3-octylthiiophène) régiorégulier (P3OT) comme couche active dans les diodes réalisées [89].

Dans ce chapitre, dans une première étape, nous rappelons les familles de polymères conducteurs, les techniques de dopage, la structure de bandes d'énergie. Nous donnons aussi quelques généralités sur leurs propriétés électriques et nous analysons les mécanismes de transport électrique dans les structures Schottky en polymère conducteurs (charges dues aux polarons,...).

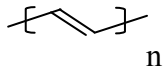
Nous décrivons ensuite le processus technologique mis au point pour la réalisation des structures métal /polymère/métal.

Enfin, nous analysons, en régime statique et en fonction de la température, les résultats expérimentaux des caractéristiques courant-tension lorsque la structure est polarisée en direct et en inverse. En se basant sur les résultats bibliographiques, expérimentaux et ceux obtenus dans le cas des diodes Schottky inorganiques [87,88,56,30,90,91,], nous proposons un modèle de conduction complet qui nous permet de modéliser les caractéristiques courant-tension expérimentales ainsi que le diagramme de bandes d'énergie des diodes Schottky en polymère polarisées en direct et en inverse.

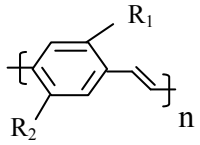
II. Etat de l'art sur les Polymères conjugués

II.1. Nomenclature des polymères

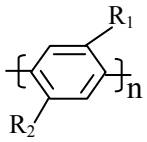
Les polymères conjugués sont des composés organiques (à base du carbone) dont les liaisons carbones simples et doubles sont alternées de façon périodique sur toute la chaîne. Les formules chimiques de la figure 3- 3-1 montrent la nomenclature de quelques familles des polymères avec la conjugaison de la liaison [92].



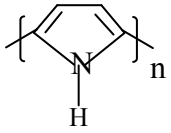
Trans-polyacétylène (PA)



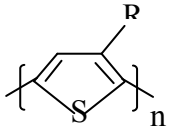
Polyphénylène vinylène (et dérivés) (PPV)



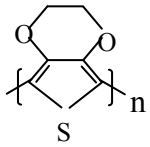
Polyparaphénylène (et dérivés) (PPP)



Polypyrole (PPy)



Polythiophéne (et dérivés) (PT)



Polyéthylène dioxythiophène (PEDOT)

Figure 3-1 : Structures de quelques polymères conjugués [92].

II.2. Configuration électronique de l'atome de carbone

La configuration électronique du carbone C(z=6, z : numéro atomique) à l'état fondamental est [93, 94]:

$$1s^2 2s^2 2p^2$$

où, $1s^2$ ($2s^2$) : première (deuxième) couche électronique,
$2p^2$: sous-couche de la deuxième couche.

En représentation des cases quantiques, la couche externe ($2s^2 2p^2$) qui est le siège des réactions chimiques peut être configurée sous la forme de la figure 3-2-a. Par un apport d'énergie (excitation), on imagine la structure électronique $2s^1 2p^3$ (figure 3-2-b) [96]. A partir de là, on hybride les orbitales atomiques 2s avec $2p_x$ et $2p_y$ de l'atome de carbone et on laisse volontairement, et arbitrairement, l'orbitale $2p_z$ non hybridée [91,94,96] (figure 3-2-c). On obtient trois orbitales atomiques hybrides "sp^2" [94- 97]. Chacune de ces orbitales hybrides contient dès lors un électron.

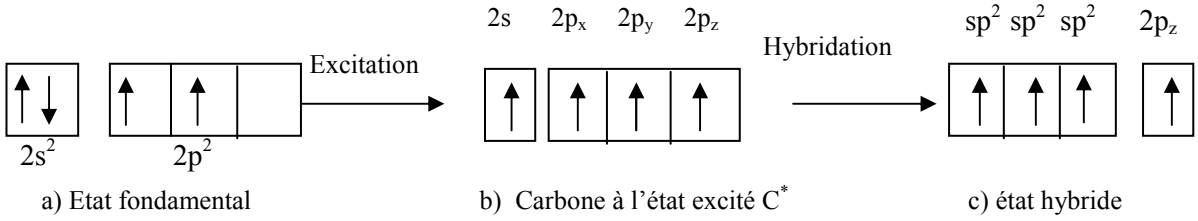


Figure 3- 2 : Processus de formation des orbitales hybrides dans le cas d'une hybridation sp^2.

La façon de répartir dans l'espace trois électrons de manière à minimiser au maximum les répulsions inter-électroniques obéit à une géométrie trigone plane (figure 3-3) avec, entre chacune des directions choisies, un angle de 120°[97].

L'orbitale $2p_z$ n'étant pas touchée par l'hybridation [91,93-96], elle occupe une direction perpendiculaire au plan P où se situent les trois orbitales hybrides sp^2 [93]. Cette orbitale contient, elle aussi, un électron.

Il est à noter que plusieurs types d'hybridation sont possibles (sp^3, sp^2, sp) [97] mais seule l'hybridation sp^2 fera l'objet de notre étude.

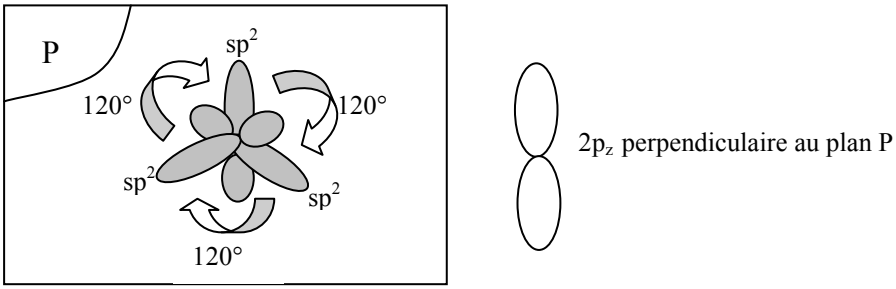


Figure 3-3 : Géométrie des orbitales atomiques hybrides sp^2 et de l'orbitale atomique pure $2p_z$ dans le cas d'une hybridation sp^2.

II.3. Polymères conjugués, liaison σ et π

Dans un polymère conjugué, la formation de la double liaison entre carbone – carbone (cas d'une hybridation sp^2) peut être expliquée comme suit :

- chaque orbitale hybride sp^2 pointe vers l'atome voisin (carbone ou groupe alkyle) et par recouvrement avec une orbitale de ce dernier formera une liaison covalente [93]. Chaque atome contribue avec un électron pour former le doublet électronique qui leur devient commun et constitue la liaison σ [97,98,99,100] (figure 3-4). Les électrons σ sont peu mobiles et les liaisons qui en résultent sont rigides et constituent le squelette plan saturé de la molécule [92].

- quant aux orbitales atomiques $2p_z$, sur chaque carbone orienté parallèlement, et contenant chacune un électron non apparié se recouvrent latéralement (figure 3-4). Le recouvrement se fait indifféremment de façon aléatoire entre deux orbitales voisines pour donner une orbitale moléculaire π [92,93,97,98,99] de sorte que l'on aboutit à la notion d'orbitale moléculaire délocalisée sur l'ensemble de la molécule (figure 3-3). Celle-ci peut avoir deux niveaux d'énergie. Celle de plus basse énergie est dite liante π, formant la bande de valence ou niveau HOMO (Highest Occupied Molecular Orbital) alors que celle de plus haute énergie est dite anti-liante π* formant la bande de conduction ou niveau LUMO (Lowest Unoccupied Molecular Orbital) [92,101].

Le doublet d'électron partagé (électrons π) est placé dans l'orbitale moléculaire liante car elle est de plus basse énergie. La double liaison est donc constituée d'une liaison σ et d'une liaison π.

Notons qu'une simple liaison (0.154 nm) est plus longue qu'une double liaison (0.134 nm) [92].

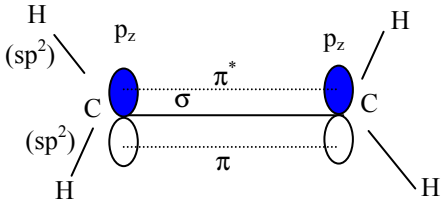


Figure 3-4 : Structures d'une molécule de polymère [3.15].

L'existence de la conjugaison (liaisons doubles alternées) permet la propagation de l'influence électrique le long du squelette, en particulier la déformabilité du nuage électronique π est aisée [92, 93]. Ce qui conduit à une polarisabilité importante.

La délocalisation des électrons π induit une rigidité de la molécule ou d'une partie de la molécule et inversement une distorsion de la planéité des systèmes entraîne une diminution de la conjugaison [92] (une orbitale atomique ne peut se recouvrir qu'avec une seule voisine de façon aléatoire).

Ces observations restent valables aussi bien dans les composés planaires que dans les composés cycliques (aromatiques) comme dans le cas de polythiophène [92].

II.4. Structure de bandes d'énergie

Le chevauchement des niveaux d'énergie LUMO entre eux d'une part et les niveaux d'énergie HOMO entre eux d'autre part sur l'ensemble du squelette de polymère laisse naître la notion de bandes. Tout se passe comme si les porteurs appartenaient à une bande d'énergie et non pas à une seule orbitale moléculaire. La présence du système d'électron π, ou électrons délocalisés, sur l'ensemble du squelette, confère aux systèmes conjugués des propriétés originales [92].

De même, les propriétés électroniques dépendent de la longueur du système conjugué. Comme il est montré sur la figure 3-5, au fur et à mesure que la molécule s'allonge l'écart entre chacun des niveaux π et π* diminue et la différence d'énergie entre les niveaux HOMO-LUMO diminue. Cette évolution explique le décalage vers le rouge du maximum d'absorption corrélativement à l'augmentation de la conjugaison [92]. A la limite de la chaîne infinie, les orbitales moléculaires sont si proches en énergie les unes des autres qu'elles deviennent indiscernables et qu'elles constituent une seule bande d'énergie (figure 3-5). On parle alors de la bande de valence et la bande de conduction séparées par une bande interdite [92,102,103]. L'hypothèse selon laquelle les polymères conjugués possèdent une structure de bandes permet de comprendre les propriétés électriques de ces matériaux dans le cadre de la théorie des bandes.

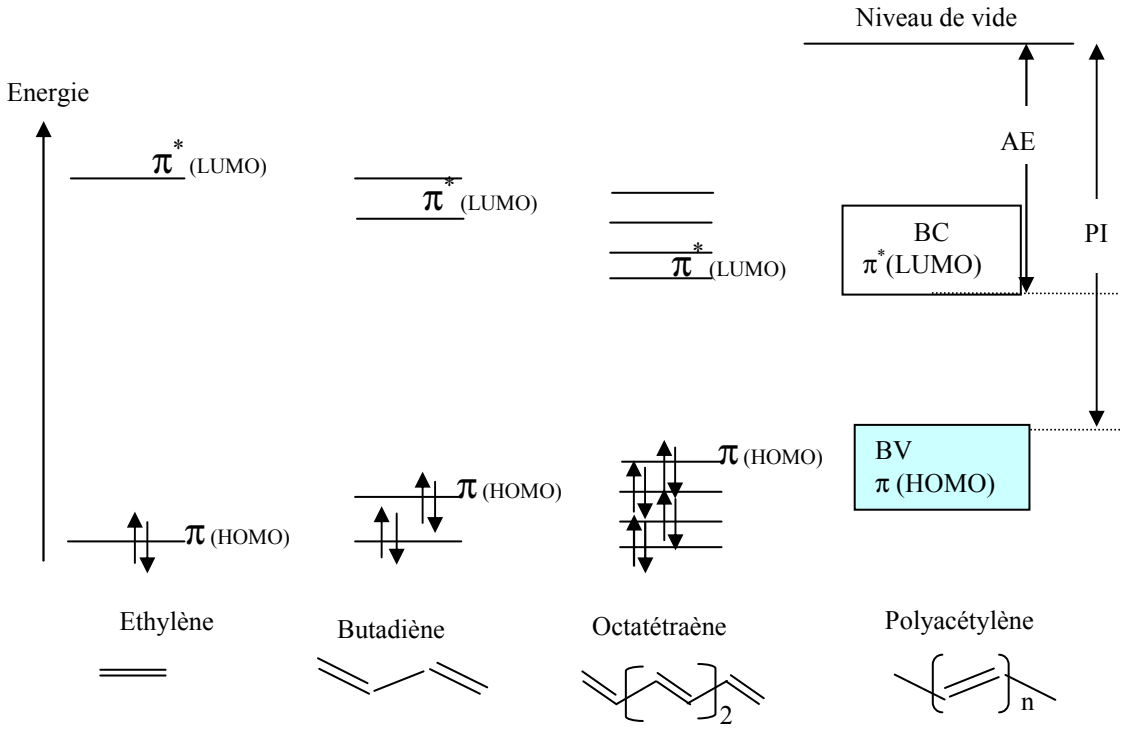


Figure 3-5 : Evolution des orbitales moléculaires avec l'accroissement de la taille des polymères.

L'étude des matériaux organiques par le modèle des bandes permet de les classer parmi les métaux, semiconducteurs ou les isolants [92]. La figure 3-6 montre une représentation par le modèle des bandes de trois catégories des matériaux [91,124] :

- les métaux avec une bande de conduction remplie jusqu'au niveau de Fermi,

- le semiconducteur intrinsèque avec une bande de conduction et une bande de valence séparée par une bande interdite de largeur (Eg <2 eV),
- les semiconducteurs de type N,
- les isolants possédant une structure de bandes similaires à celles des semiconducteurs minéraux mais de largeur de la bande interdite trop importante (Eg>2eV) [92].

Les polymères les plus étudiés actuellement sont le PPV, P3OT, le PEDOT et le pentacène [92].

C'est dans le cadre de la théorie de bandes que seront expliquées les propriétés électriques semi-conductrices et conductrices des polymères conjugués. De ce fait, comme tout semiconducteur, un polymère sera caractérisé (figure 3-5) par un potentiel d'ionisation PI (différence énergétique entre le haut de la bande de valence et le niveau du vide) et/ou une affinité électronique AE (énergie gagnée par le système lorsque celui ci accepte un électron dans la bande de conduction). Comme il est mentionné dans [87,88], la réalisation des structures Schottky ou contact ohmique dépend fortement du travail de sortie des électrodes métalliques et les caractéristiques énergétiques des polymères. Sur la table 3.1 est représenté le travail de sortie de quelques métaux ainsi que les caractéristiques énergétiques de quelques polymères.

Il paraît déjà que ces matériaux (Polymères), à l'état neutre ne sont pas des métaux parce qu'ils n'ont de bande partiellement remplie. L'ordre de grandeur de la largeur de la bande interdite (par exemple 2.7eV pour le PPV) les place dans la catégorie des isolants. Toute fois ces composés à électrons π possèdent, en plus d'une faible énergie entre les niveaux LUMO et HOMO, un potentiel d'ionisation peut important d'une part et/ou une affinité électronique élevée d'autre part [104-106]. Des électrons π peuvent donc être facilement insérés (réduction : gain d'électron) ou extraits (oxydation : perte d'électron) pour former un ion qui a un niveau d'énergie E_d dans la bande interdite (figure 3-6). C'est ainsi que seront crées les porteurs de charges dans les polymères. Ce modèle de bandes confère au polymère le caractère semiconducteur [91,92,93].

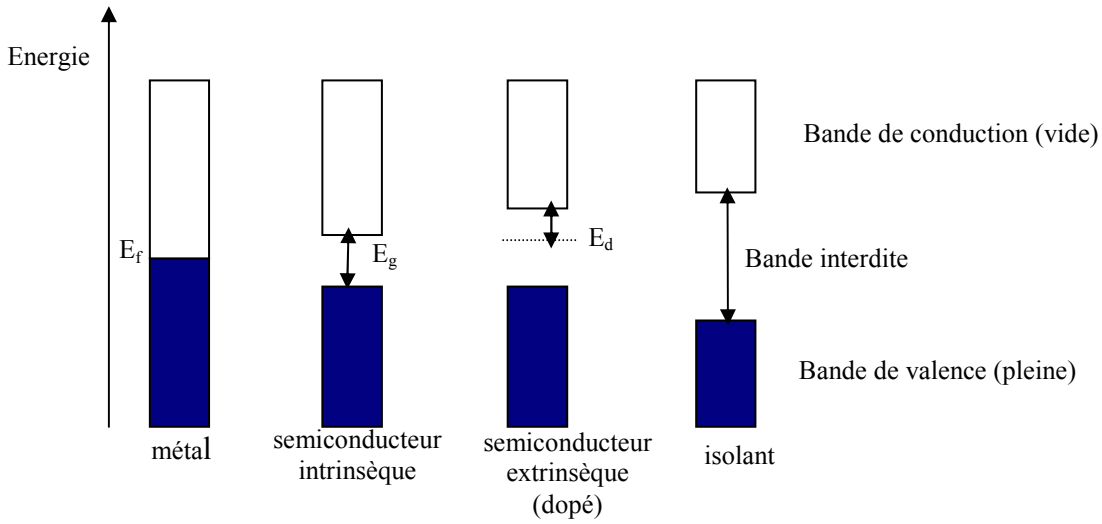


Figure 3-6 : Diagramme de bandes d'énergie des métaux, semi-conducteurs et isolants.
E_f : énergie du niveau de Fermi, Eg : largeur de la bande interdite.
E_d : niveau d'énergie des dopants

Métal / ou semiconducteur (eV)	Travail de sortie (eV)	Bande interdite (eV)	Potentiel de la 1ère ionisation (eV)	Affinité électronique (eV)
Al	4.3		5.99	
Au	5.2		9.23	
In	4.2		5.79	
Mg	3.2		7.64	
ITO	4.7		4.9	
P3OT		2.1		2.8
PPV		2.7		**

Table 3.1 – Caractéristiques énergétiques de quelques métaux et polymères [89, 26].

II.5. Propriétés électriques des polymères

II.5.1. Dopage des polymères

La bande interdite des polymères est assez large, ce sont donc de nature des matériaux isolants. Toute fois, un polymère peut devenir conducteur grâce à l'introduction des charges ou par dopage [92, 105].

Le terme dopage réservé au semi-conducteur inorganique et qui veut dire introduction d'impuretés dans ce dernier pour augmenter le nombre de porteur libre (électron ou trou) a été étendu aux polymères. Cependant, la nature du dopage des polymères est différente de celle des semi-conducteurs inorganiques. En effet, les impuretés dopantes sont introduites à côté des chaînes et non insérées dans le réseau cristallin. Ces impuretés, en s'ionisant, font apparaître par raison d'électro - neutralité des contres ions sur la chaîne de polymère qui se trouve alors chargé. Une augmentation de la conductivité en est alors la conséquence. Le dopage est réalisé dans les polymères à des taux de l'ordre de 10 à 30%[124], contre quelques parties par million (ppm) pour les semiconducteurs inorganiques.

Plusieurs techniques sont possibles pour doper les polymères [92,104,105]:

- dopage chimique: les charges sont générées par transfert de charge (oxydation ou réduction). Le dopage s'effectue dans la plus part des cas en phase gazeuse par introduction des molécules accepteuses ou donneuses d'électron dans une enceinte mise sous vide.
- Dopage électrochimique : dans ce cas, le matériau à doper est disposé sur une électrode métallique plongée dans une solution organique adéquate. L'application d'une tension convenable entre l'électrode métallique et une électrode de référence en lithium ou en platine entraîne, par passage du courant, l'ionisation du polymère et par conséquent son dopage.
- dopage par équilibre acide - base,
- injection : les charges sont générées par injection à l'interface métal/polymère. Donc, une injection de charges dans le système à électrons π est possible par des méthodes de contrôle de densité de porteurs de charges similaires à celles appliquées aux matériaux inorganiques [101].
- dopage par injection des charges via un champ électrique entre deux électrodes qui doivent être primordialement bien choisies. Lorsque la bande de conduction du métal est suffisamment proche de celle du polymère le passage des électrons est conditionné par la hauteur de la barrière de potentiel entre le métal et le polymère. Le même phénomène se produit en ce qui concerne les trous vis à vis des deux bandes de valences.

II.5.2. Porteurs de charges

Puisque les orbitales HOMO et LUMO sont complètement délocalisées sur l'ensemble de la chaîne conjuguée (sauf pour les structures mono- dimensionnelles), on pourrait imaginer que l'introduction d'une charge négative (réduction ou type N) ou positive (oxydation ou type P) se traduit par l'adjonction d'un électron dans la bande de conduction ou d'un trou dans la bande de valence respectivement, et que la charge soit également délocalisée. Dans le cas de l'ionisation, par exemple, ce processus dit vertical, car ne s'accompagnant d'aucune déformation (relaxation) de la chaîne, coûterait une énergie *E* [92,93] et conférerait au matériau un caractère métallique puisqu'un trou est créé en haut de la bande de valence.

Dans le cas des polymères conjugués neutres (figure 3-7-a), afin d'introduire une charge (figure 3-7-b)), la chaîne ionisée se déforme et permute simples et doubles liaisons. L'ensemble de la charge introduite et la déformation produite constituent ainsi un défaut (ion radical•). Il est d'extension finie (quelque unité monomère). Ce défaut possède une charge, positive ou négative, et un spin (•), c'est un polaron P^+ ou P^- selon le signe de la charge [92,105,109] qui peut se propager le long de la chaîne conjuguée (contribution intra-chaîne à la conduction) ou de chaîne à chaîne (contribution inter-chaîne à la conduction). Donc, dans un polymère dopé, on parle des charges dues à la présence des polarons dont l'énergie est située dans la bande interdite. Dans un polymère P(N), l'énergie des polarons est proche de la bande HUMO (LUMO) [91,92]. dans la partie expérimentale, nous analysons la présence des porteurs des charges comme dans le cas des semiconducteurs minéraux : dans un polymère de type P (N), les porteurs de charges sont des charges positives (négatives) occupant des niveaux d'énergie dans la bande HUMO (LUMO).

La conductivité dans les polymères conducteurs résulte donc d'un transfert de charge entre la chaîne de polymère et les impuretés dopantes. La différence fondamentale entre ces matériaux et les semiconducteurs conventionnels est que l'apparition d'une charge sur la chaîne de polymère ne se traduit pas par l'adjonction d'un électron dans la bande de conduction (ou d'un trou dans la bande de valence) mais s'accompagne d'une déformation locale de la chaîne. Cette déformation est facilitée par le caractère unidimensionnel du système qui favorise le couplage entre les vibrations du réseau (phonons) et le mouvement des électrons. Une modification des longueurs de liaison ou une torsion de la chaîne est difficile à cause du caractère rigide des systèmes conjugués. Ainsi, la déformation se fait plutôt par une permutation des simples et double liaisons (figure 3-7-b) (forme quinonique). La structure sous cette dernière forme, est d'énergie plus élevée que la structure initiale (forme aromatique) [104]. On retrouve l'alternance initiale de part et d'autre du défaut. Donc cette déformation coûte de l'énergie; ce prix est compensé par un gain ΔE en énergie électronique : un état électronique localisé (figure 3-7-b) apparaît dans la bande interdite.

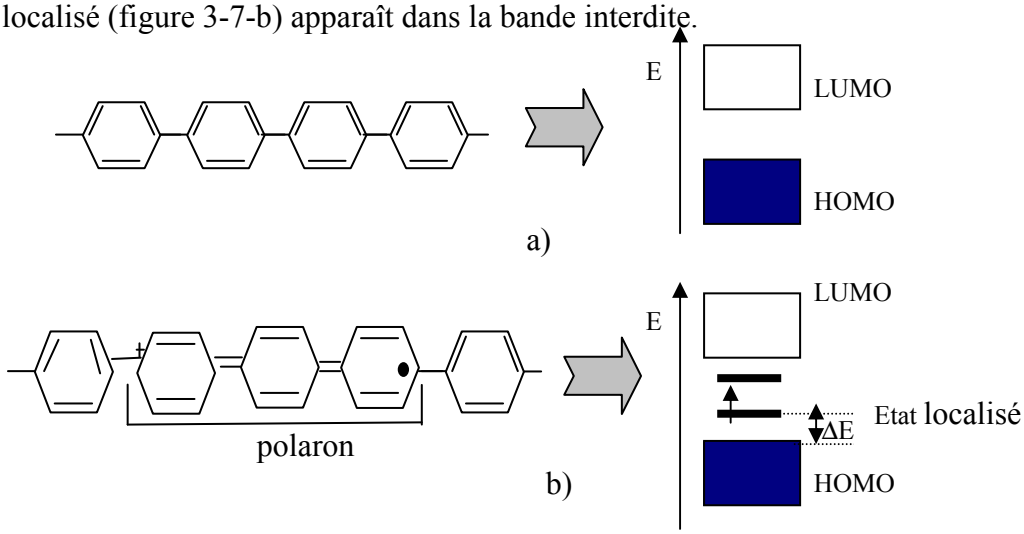


Figure 3- 7 : Structure et diagramme de bandes d'énergie des polymères [92] :

a) Polymère neutre (intrinsèque), b) Défauts chargés dans les polymères conducteurs.

II.5.3. Modes de conduction dans les polymères

Dans les métaux et les semiconducteurs conventionnels, les électrons se déplacent comme étant libres [101]. Ce modèle ne peut être appliqué au cas des semiconducteurs organiques pour lesquels les polarons sont localisés. La conduction de charges se fait par effet tunnel par saut (hopping) [26] des polarons entres états localisés. Le polaron se déplace en bloc sur une longueur finie de la chaîne en effectuant des sauts de barrière de potentiel (figure 3- 8) pour se réapparaître sur un autre morceau de la chaîne. L'effet tunnel est accentué par les phonons (vibration de réseau), donc par la température contrairement au transport par bandes.

La délocalisation des électrons π sur la chaîne induit la mobilité des porteurs de charges et donc la possibilité de transport intra et inter- chaîne [92,105,107] (figure 3- 8) :

- le transport intra chaîne (à l'intérieur de la chaîne) permet d'accroître la mobilité, mais introduit une localisation des états électroniques et la conduction est alors unidimensionnelle.
- dans le cas du transport inter- chaîne, le transport devient tridimensionnel et la conductivité peut être de type métallique [92].

En général, la mobilité est un point faible majeur des matériaux organiques. Elle varie entre 10^{-4} $cm^2V^{-1}S^{-1}$ (pour le polymère PPV) jusqu'à 1.5 $cm^2V^{-1}S^{-1}$ et même supérieure à cette valeur (pour le pentacène) [91,92,105,108]. C'est le saut entre chaînes qui est en majorité responsable des faibles mobilités observées [92].

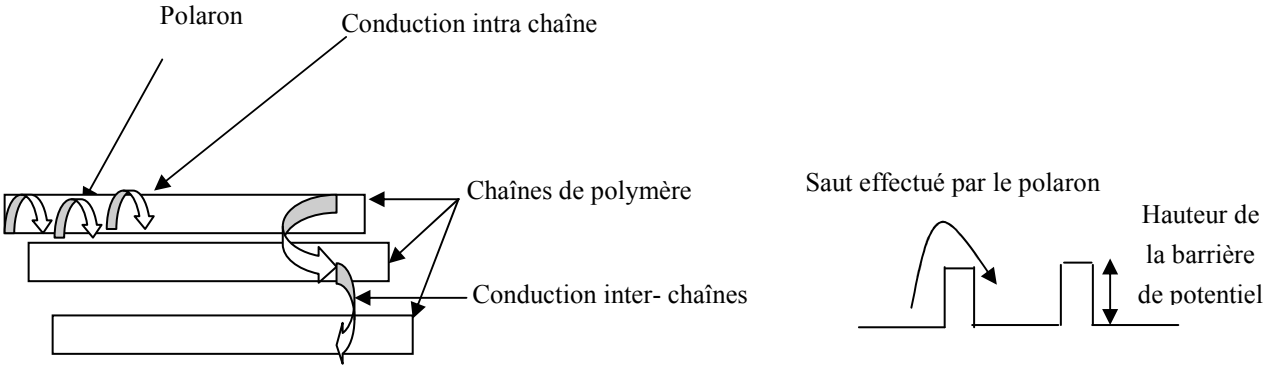


Figure 3- 8 : Mécanismes de transport dans les polymères (effet Hopping).

II.6. Phénomène de transport des porteurs de charge dans les polymères

Suivant la nature de la jonction polymère – métal (hauteur de la barrière de potentiel à l'interface, couche du polymère utilisé, deux catégories de mécanisme de conduction sont possibles :

- conduction par injection de charges à travers la barrière de potentiel à l'interface du métal/semiconducteur organique. Cette conduction peut être de type thermoïonique [87, 88,26] sans ou avec abaissement de la barrière, ou de type tunnel Fowler-Nordheim (FN) [56,30]. Elle est limitée par la nature de la barrière et le transfert de charge d'un matériau à un autre.
- conduction dans la couche du polymère, cette conduction est limitée par une injection suffisante des porteurs aux interfaces et par le transport entre les contacts (contact ohmique ou redresseur). Les courants résultants peuvent être contrôlés par la conduction limitée par les charges d'espace dans le volume du polymère [26], par la conduction ionique due aux mouvements des ions lorsque la température augmente (énergie d'activation de l'ordre de 1 à 3 eV) et par conduction intrinsèque. Ces trois types de conduction ne peuvent avoir lieu que dans le volume.

II.6.1. Emission Thermoionique

Dans le cas d'un polymère, de type P, en contact avec un métal de travail de sortie Φ_m, le courant thermoïonique est dû aux passages des charges du polymère vers le métal et du métal vers le polymère en dessous de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère. Il est donné par l'équation de Richardson [102,110] obtenue dans le cas des diodes au silicium (P) (figure 3- 9) :

$$J_{Ther} = J_{TPolyM} - J_{TMPoly} \qquad \textbf{(3.1)}$$

$$J_{Ther} = -A\exp\left(-\frac{E_b}{k_B T}\right)T^2\left(\exp\left(-\frac{V}{\eta U_T}\right)-1\right) \qquad \textbf{(3.2)}$$

ou encore,

$$J_{Ther} = -J_s \exp\left(-\frac{V}{\eta U_T}-1\right) \qquad \textbf{(3.3)}$$

avec :

J_{TMPoly} (J_{TPolyM}) : densité de courant thermoïonique due aux passages des charges positives du métal (polymère) vers le polymère (métal),
J_s : densité de courant de saturation, A : constante de Richardson,
k_B : constante de Boltzmann, T : la température absolue,
V : tension appliquée, η : facteur d'idéalité,
ϕ_b : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère.
U_T : tension thermoélectronique. Elle est donnée par :

$U_T = \frac{K_B T}{q}$, où : q : charge élémentaire.

Dans le cas des structures Schottky conventionnelles (inorganique), nous avons montré [87,88] que le courant résultant est dû essentiellement au courant de diffusion [26]; le courant thermoïonique est pratiquement négligeable. Donc, dans les diodes inorganiques, le courant qui traverse la structure est contrôlé par la barrière de potentiel au niveau de la zone de déplétion de profondeur W (figure 3-9) :

- en direct, la barrière de potentiel diminue. Ceci favorise la diffusion des porteurs majoritaires et par conséquent le courant de diffusion.
- en inverse, la barrière augmente et la diffusion des porteurs diminue. En conséquence le courant thermoïonique et de diffusion sont pratiquement négligeables.

Par ailleurs, dans la littérature [91], on trouve très peu de résultats concernant les modèles physiques régissant le fonctionnement des diodes Schottky en polymère. Nous proposons alors d'analyser, dans la suite, le fonctionnement physique de ces diodes en polymères en se basant sur les résultats expérimentaux et l'analogie avec les modèles déjà établis dans le cas des diodes Schottky à semiconducteurs [26]. Cette suggestion est tout à fait possible tant que le modèle est présenté dans le cadre de la théorie de bande d'énergie. Pour les polymères, de type P, nous supposons la présence d'une charge d'espace étendue sur une profondeur W et donc une barrière de potentiel (figure 3- 9). Dans cette zone, règne un champ électrique $\vec{E}_{\text{int}}$ orienté du métal vers le polymère.

Aussi, dans la littérature, les auteurs des références [89,111,112] modélisent les caractéristiques courant-tension en direct en utilisant l'équation ***(3.3)***. Ils déduisent :

- un facteur d'idéalité η variant de 1.5 à 6,
- un facteur A de l'ordre de $4*10^{-8}$ $A/cm^2/K^2$.

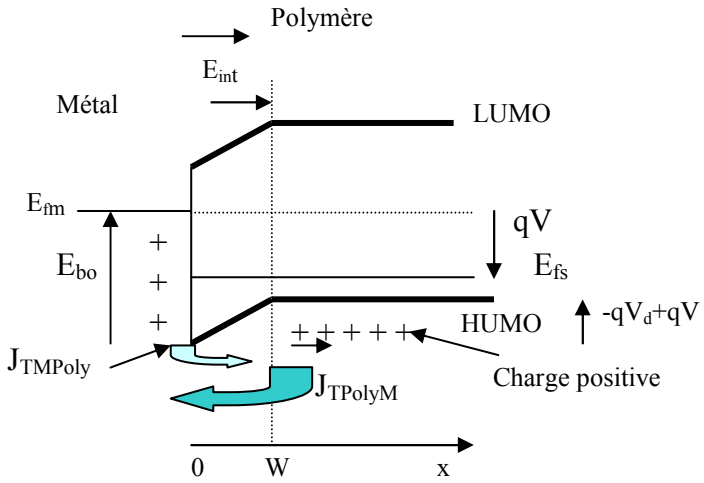


Figure 9 : Injection par émission thermoïonique.

E_{bo} : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère,

V_d : potentiel de diffusion,

V : tension appliquée

E_{fm} : énergie de Fermi du métal,

E_{fS} : énergie de Fermi du semiconducteur,

J_{TPolyM} : densité de courant thermoélectronique qui résulte du passage des charges positives du polymère vers le métal,

J_{TMPoly} : densité de courant thermoélectronique qui résulte du passage des charges positives du métal vers le polymère.

II.6.2. Injection par effet tunnel

La hauteur des barrières aux interfaces du polymère constitue théoriquement un obstacle infranchissable aux porteurs de charges. Dans le chapitre I, nous avons mentionné que la théorie quantique, qui est fondée sur le calcul probabiliste permet, en présence d'un champ électrique élevé, même à basse température, aux porteurs de charges d'atteindre une profondeur X_t (figure 3- 10) [30] dans le polymère en effectuant des transitions iso-énergétiques. Ces sauts des porteurs de charges se traduisent par une certaine probabilité de présence dans des régions classiquement interdites (figure 3-10).

Ce mécanisme, connu sous l'effet tunnel de type Fowler-Nordheim (chapitre I et II), dépend fortement de la hauteur et de la largeur de la barrière de potentiel (E_{b0}, X_t) (figure 3- 10). La densité du courant résultant est alors exprimée en fonction du champ électrique E dans le polymère selon l'équation de Fowler-Nordheim (FN) [56,93,102,110] :

$$J_{FN} = K_1 \cdot E^2 \exp\left(\frac{-K_2}{E}\right) \qquad \textbf{(3.4)}$$

avec :

K_1 et K_2 : paramètres de conduction par effet Fowler-Nordheim.

Dans la littérature, les caractéristiques courant-tension ont été modélisées uniquement à partir du modèle de conduction thermoïonique. En réalité, l'émission thermoïonique et l'effet tunnel peuvent participer tous les deux à l'injection des charges au sein du polymère. Aussi, la température et la tension appliquée sont deux paramètres déterminants :

- une température élevée favorise l'émission thermoïonique,
- une différence de potentiel élevée (champ électrique appliqué), réduit la distance X_t à traverser par effet tunnel et par conséquent augmente le courant FN.

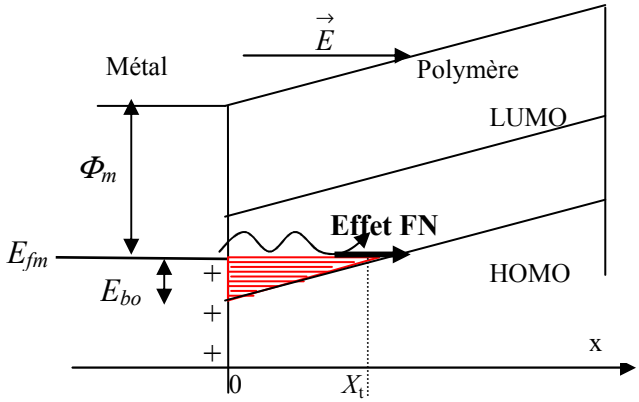


Figure 3-10 : Barrière triangulaire et effet FN dans le polymère (P) en présence d'un champ électrique $\vec{E}$.

Φ_m : travail de sortie du métal,
X_t : distance tunnel.
E_{bo} : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère.

II.6.3. Courant limité par la charge d'espace

Dans les composants classiques à semiconducteurs conventionnels, le courant résultant dépend des effets en volume du semiconduteur tel que la charge d'espace. Dans les structures organiques, on montre que le courant résultant peut s'écrire en fonction de la tension V et de l'épaisseur D du semiconducteur organique sous l'expression [26,114]:

$$J=\frac{9\mu\varepsilon_o\varepsilon_r}{8D^3}V^2 \qquad \textbf{(3.5)}$$

où , $\varepsilon_o(\varepsilon_r)$: permittivité absolue (relatif) du vide (semiconducteur).
μ : mobilité des porteurs de charges

Cette expression montre que le courant évolue proportionnellement au carré de la tension et inversement proportionnellement au cube de l'épaisseur D. De plus, ce courant est indépendant de la température.

II.6.4. Abaissement de la barrière par effet de la charge image

Dans une structure métal/polymère, lorsque le champ électrique augmente dans la zone de déplétion à l'interface du semiconducteur organique, la hauteur de la barrière à l'interface métal/polymère diminue. Ceci est dû, comme dans le cas des semiconducteurs inorganiques, à l'effet de l'abaissement de la barrière par effet de la charge image [26, 27]. Dans ce cas, comme dans le cas de la conduction thermoïonique, le courant expérimental ne peut être modélisé qu'à partir des modèles empiriques établis dans les structures minérales métal/semiconducteur. Dans la suite nous rappelons les principaux résultats obtenus concernant l'abaissement de la barrière par effet de la charge image dans les diodes inorganiques et nous les appliquerons aux structures organiques.

Dans les structures Schottky inorganiques, le courant qui traverse la structure peut être affecté par l'abaissement de la barrière de potentiel dans le semiconducteur par effet de la charge image (figure 3- 11). Dans [26], il a été montré que l'abaissement de la barrière dépend du champ électrique suivant la forme :

$$\Delta\phi=\sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_o\varepsilon_r}\bullet E}=\beta E^{1/2} \qquad \textbf{(3.6)}$$

où, q : charge d'une électron (1.6 10^{-19} C), β : facteur donné par $\beta=\sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_o\varepsilon_r}}$

La relation ***(3.6)*** montre que l'abaissement de la barrière $\Delta\phi$ augmente avec la tension ou champ électrique ($E=\left|\vec{E}\right|$) (figure 3- 11). En tenant compte de cet abaissement, les courants FN [56,27] et thermoïonique sont affectés :

- dans le cas du courant FN (figure 3- 11), nous avons montré [56] que cet abaissement de la barrière se traduit par l'introduction d'un terme correctif dans la relation classique (sans abaissement).
- dans le cas du courant thermoïonique, on montre que dans l'expression classique (relation ***(3.3)***), on tient compte du terme correctif ($\exp\left(\frac{\beta E^{1/2}}{KT}\right)$) [26]:

$$J_{ther}=-J_s \exp\left(\frac{\beta E^{1/2}}{KT}\right)\left(\exp\left(-\frac{V}{\eta U_T}\right)-1\right) \qquad \textbf{(3.7)}$$

En polarisation directe le champ global *E,* dans la zone de déplétion (transition) (figure 3- 10), diminue avec la tension appliquée. Dans ce cas, le terme correctif dans l'expression ($\exp\left(\frac{\beta E^{1/2}}{KT}\right)$) peut être ignoré :

$$J_{Ther}\approx J_s\left(\exp\left(-\frac{V}{\eta U_T}\right)-1\right) \qquad \textbf{(3.8)}$$

En revanche, en polarisation inverse le champ électrique *E* augmente dans la zone de transition et le terme correctif, dû à l'abaissement de la barrière par l'effet de la charge image, peut avoir des valeurs significatives. Dans ce cas, la densité de courant inverse peut s'écrire sous la forme :

$$J_{Ther}=J_s \exp\left(\frac{\beta E^{1/2}}{KT}\right) \qquad \textbf{(3.9)}$$

Donc, en polarisation inverse et en tenant compte de l'abaissement de la barrière par effet de la charge image, l'expression $Log(J_{Ther})$ varie linéairement avec le terme $E^{1/2}$ (ou $V^{1/2}$).

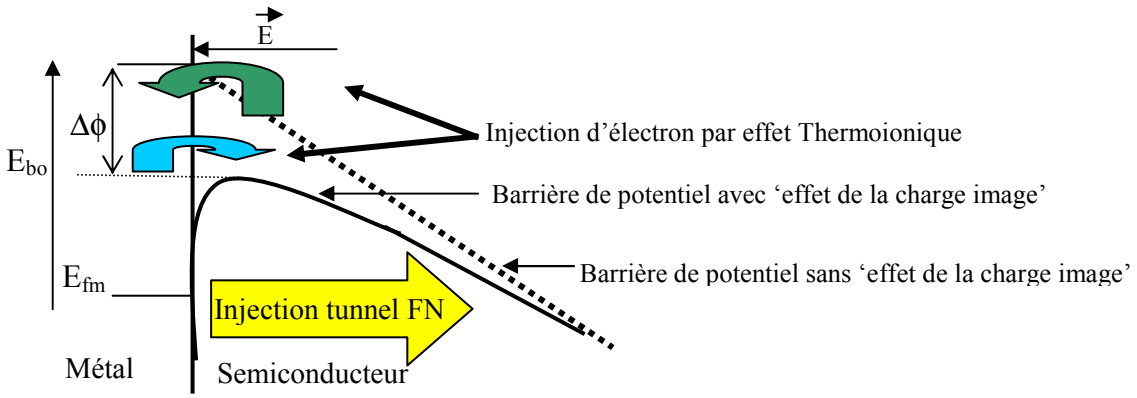


Figure 3- 11 : Abaissement de la barrière à l'interface métal/polymère par effet de la charge image dans le cas d'un semiconducteur inorganique de type N.

E_{b0} : barrière de potentiel à l'interface métal/semiconducteur,
Efm : énergie de Fermi du métal,
$\Delta\phi$: abaissement de la barrière par effet de la charge image,
$\vec{E}$: champ électrique dans le semiconducteur.

III. Modélisation des caractéristiques courant-tension *I(V)* des diodes Schottky en polymère

III.1. Processus technologique et procédures expérimentales

La réalisation d'une diode Schottky en polymères, nécessite une couche de polymère et un système à deux électrodes. La couche active est le Poly(3-octylthiophene-2,5-diyl) (P3OT) qui est un polymère semi-conducteur de masse moléculaire de 142 g/mole, utilisé dans la réalisation des dispositifs électroniques : diodes Schottky, cellules photovoltaïques [115,120-122].

La structure chimique de P3OT est représentée sur la figure 3- 12 dans une structure régiorégulier [115] : conformation tête- queue des groupes C_8H_{17} pour minimiser les répulsions électrostatiques. Sous cette forme, le P3OT est micro-cristallin, tandis que le régiorandom P3OT est amorphe [115].

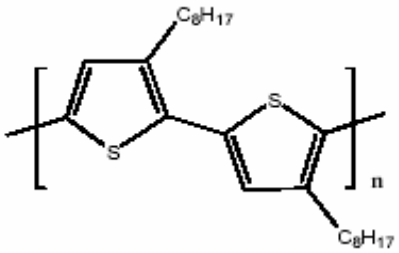


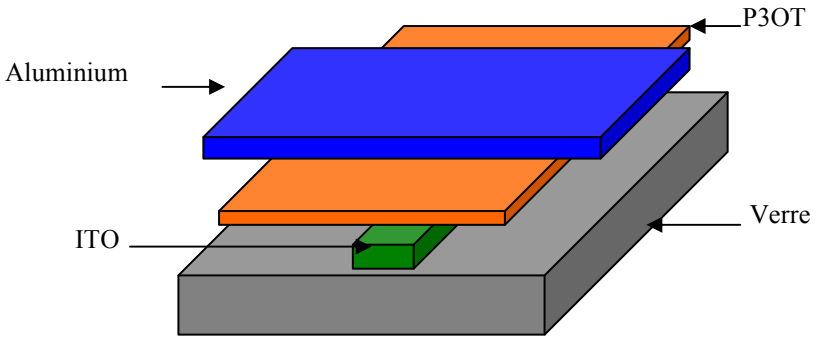
Figure 3-12 : Structure moléculaire de P3OT [115].

Sur un substrat de verre recouvert d'Indium et d'Etain (ITO) (figure 3- 13), est déposée à la tournette, de vitesse de rotation de l'ordre de 3 000t/mn, des films de P3OT à partir d'une solution P3OT+ chloroforme (20g/l). L'épaisseur du film est de l'ordre de 1.5 micron. Une couche de métal (Aluminium) d'épaisseur 200 nm est déposée sur le P3OT par évaporation sous vide à travers un shadow mask. La surface active (S) de la structure Schottky organique ainsi réalisée est de l'ordre de 0.785 cm^2. Sur la figure 3- 14 est représenté une diode Schottky montée sur embase.

Dans [89], nous avons vérifié que le contact ITO/polymère est ohmique lorsqu'on polarise la diode Schottky en direct et en inverse. Aussi, à partir des mesures capacitives [89], nous avons montré que le polymère déposé est de type P et le dopage résultant est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}.

Les mesures électriques sont effectuées à l'aide du banc de mesure courant-tension 'banc BIORAD 8000' en fonction de la température au LAAS/CNRS (Toulouse, France). Nous avons polarisé les structures en rampe de tension de –2 V à 2.5 V en fixant un pas de 0.15 V. Le 'COM' est relié au métal de plus grand travail de sortie (ITO). Les caractéristiques courant-tension sont relevées pour plusieurs températures variant de 105 °K à 425 °K.

La modélisation fine des caractéristiques courant-tension est réalisée à partir d'un programme mis au point au cours de ce travail [90].



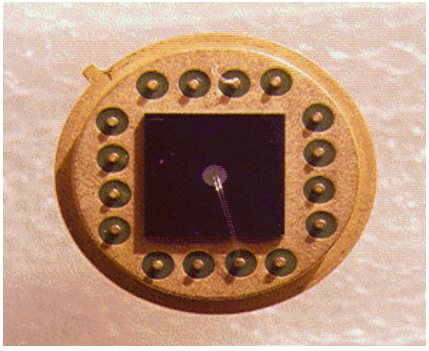


Figure 3-13 : Structure d'une diode Schottky en polymère. *Figure 3-14 : Diode Schottky en polymère montée sur embase*

III.2. Caractéristiques courant-tension expérimentales

III.2.1. Stabilité électrique des structures Schottky en polymère

Sur la figure 3- 15 nous avons représenté, à la température ambiante (300 °K), plusieurs passages de la caractéristique courant-tension du régime direct (*V<0*) au régime inverse (*V>0*), et inversement du régime inverse au régime direct. Nous pouvons déduire un comportement stable des structures Schottky réalisées et absence de l'effet hystérésis : les caractéristiques obtenues passent par la même courbe. Nous avons vérifié ce comportement stable en variant la température de 105 °K à 425 °K [117-119].

Aussi, le comportement des caractéristiques de la figure 3- 15 montre que le piégeage des charges est pratiquement négligeable au cours de l'acquisition courant-tension.

Ces résultats montrent donc que les propriétés de conduction des structures réalisées ne sont pas dégradées sous l'effet de l'acquisition d'une caractéristique *I(V)*.

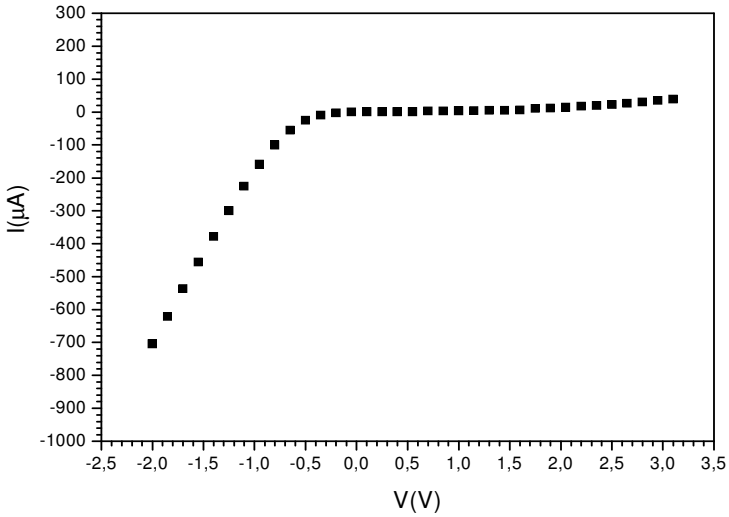


Figure 3-15 : Plusieurs passages, à la température ambiante (T = 300 °K), des caractéristiques courant-tension des diodes Schottky en polymère.

III.2.2. Influence de la température sur les caractéristiques courant-tension

Sur la figure 3- 16, nous avons représenté les caractéristiques courant-tension des structures réalisées en fonction de la température. Il apparaît un comportement dépendant de la température et du régime de polarisation. A partir de ces caractéristiques, nous avons tracé sur la figure 3- 17 l'influence de la température sur le courant qui traverse la structure Schottky en direct et en inverse pour plusieurs tensions *V*. Il apparaît :

- en régime direct, il apparaît que l'influence de la température est significative pour les faibles tensions : le courant augmente d'une décade lorsque la température augmente de 100 °K.
- en régime inverse, le courant est très sensible à la température : le courant augmente linéairement avec la température. Lorsque la température augmente de 100°K, l'augmentation du courant peut atteindre une décade.

Ces résultats montrent que la dépendance du courant avec la température est la même en direct pour les faibles tensions *(-0.4 Volt < V <0)* et en inverse. Ceci nous permet de conclure que le mécanisme physique des deux courants, en direct et en inverse, pourrait être le même.

Sur la figure 3- 18, nous avons représenté le facteur de redressement (le rapport entre le courant en direct et celui en inverse) en fonction de la température et la tension *V*. Il apparaît que :

- l'influence de la température sur le rapport de redressement est plus marquée pour les fortes tensions.
- à une température donnée, le facteur de redressement augmente avec la tension,
- pour les fortes tensions, ce facteur dépend légèrement de la tension et diminue avec la température. A la température ambiante, il est de l'ordre 150. A la température 100 °K, ce facteur de redressement est de l'ordre de 2 10^3 et peut se dégrader à la valeur 10 pour une température de 425 °K.
- pour les faibles tensions ($|V| < 0.2V$) le rapport de redressement et de l'ordre de 3 à la température ambiante. Lorsque la température varie de 105°K à 425 °K, il varie de 40 à 12.

La dégradation du facteur de redressement avec la température est attribuée à l'augmentation significative du courant en inverse avec la température (figure 3- 18).

Dans la suite, nous modélisons d'une manière approfondie, à l'aide d'un programme mis au point [90], le comportement de chaque caractéristique courant-tension en fonction de la température.

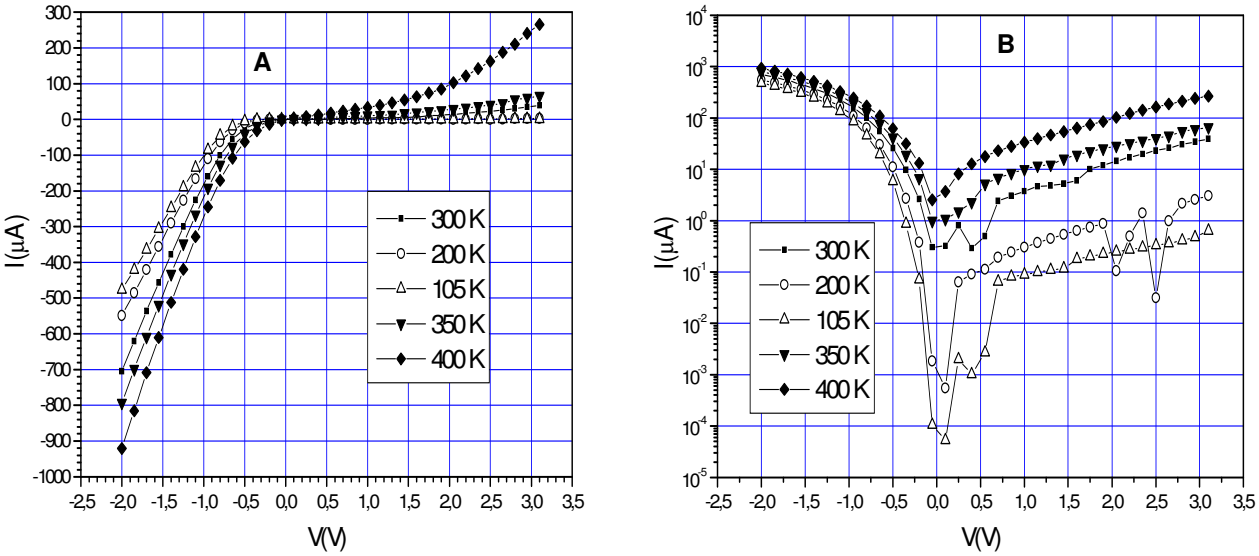


Figure 3-16 : Caractéristiques courant-tension des diodes Schottky en polymère en fonction de la température : A) Courant (I) en fonction de la tension (V), B) Log (I) en fonction de la tension (V).

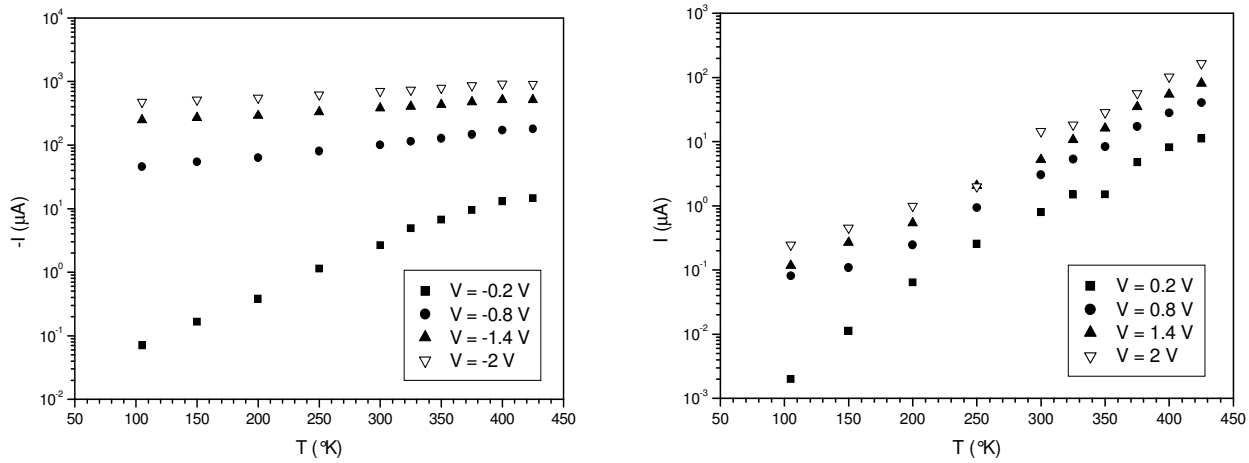


Figure 3-17 : Influence de la température sur le courant en direct (V<0) et en inverse (V>0) pour plusieurs tensions.

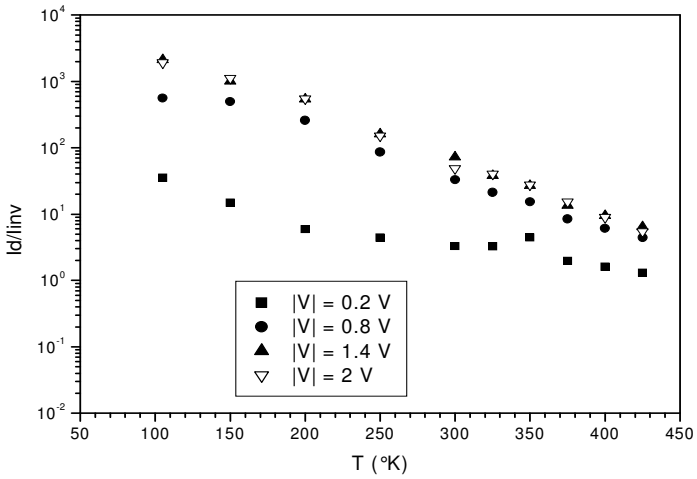


Figure 3-18 : Influence de la température sur le facteur de redressement (Rapport entre les courants en direct et en inverse) pour plusieurs tensions.

III.3. Caractéristiques courant-tension en direct

Dans la littérature [89,111-113,], la majorité des auteurs analyse le courant obtenu pour les faibles tensions (*0<-V<1Volt*). A partir du tracé *Log(I)* en fonction de la tension *V*, ils déduisent un comportement linéaire montrant que le courant, de la structure Schottky en polymère, est de type thermoïonique. Dans notre cas, comme le montre la figure 3-16-B, le comportement linéaire n'apparaît qu'au début de la conduction (*-0.4 Volt <V<0 Volt*) [117-119]. Par contre, dans une plage importante de tension (*-2 Volt<V<-0.4 Volt*) le courant n'est plus linéaire avec la tension. Dans la suite, nous analysons le courant expérimental correspondant à chaque gamme de tensions.

III.3.1. Modélisation de la partie linéaire (-0.4 Volt< V< 0 Volt)

Aux faibles tensions (*-0.4 Volt<V<0*), le comportement linéaire de *Log(I)* en fonction de la tension V (figure 3-16-B) pourrait être modélisé suivant le modèle de conduction par effet thermoïonique [26, 117, 119] :

$$I_{Ther} = -I_s \exp\left(-\frac{V}{\eta U_T} - 1\right) \qquad \textbf{(3.10)}$$

où ; I_S : courant de saturation. Il est fonction de la température.

U_T : tension thermodynamique ($U_T = \frac{q}{K_B T}$, K_B : constante de Boltzmann, q : charge d'une électron) ,

η : facteur d'idéalité .

Il est à noter que dans le cadre de notre expérimentation, nous avons fixé des pas de mesures relativement important pour ne pas dégrader la structure Schottky et en particulier la couche du polymère. Pour les faibles tensions *(-0.4 Volt<V<0)* quelques points de mesures apparaissent au début de la caractéristique courant-tension. Nous avons vérifié que dans cette plage de tension, la caractéristique *Log(I)* en fonction de la tension *V* est pratiquement linéaire en diminuant le pas de mesures.

A partir du tracé de *Log (I/S)* en fonction de la tension *V*, nous avons déduit la valeur du facteur d'idéalité (η) à partir de la pente, et le courant (ou la densité de courant $J_S = I_S/S$, de saturation à partir de l'ordonnée à l'origine. Les valeurs obtenues montrent que le facteur d'idéalité dépend légèrement de la température; il varie de 1.5 à 4. Par contre, comme la montre la figure 3-19, la densité de courant de saturation varie avec la température (en °K) suivant la loi :

$$J_s = \beta \bullet T^{\alpha} \qquad \textbf{(3.11)}$$

où,

β : pré-facteur de l'ordre de $6.33\ 10^{-24}$ (SI),

α : facteur de l'ordre de *7*.

Sur la figure 3-20, nous avons représenté le tracé typique des caractéristiques courant-tension expérimentales et simulées suivant le modèle thermoïonique. Il apparaît, pour ces diodes Schottky en polymère, qu'au début de la conduction, la densité de courant obéit à la relation :

$$J_{Ther} = -J_S(T) \bullet exp(-\frac{V}{\eta(T) \cdot U_T} - 1) \qquad \textbf{(3.12)}$$

Ou encore en tenant de l'expression ***(3.12)*** :

$$J_{Ther} = -\beta \bullet T^{\alpha} \bullet exp(-\frac{V}{\eta(T) \cdot U_T} - 1) \qquad \textbf{(3.13)}$$

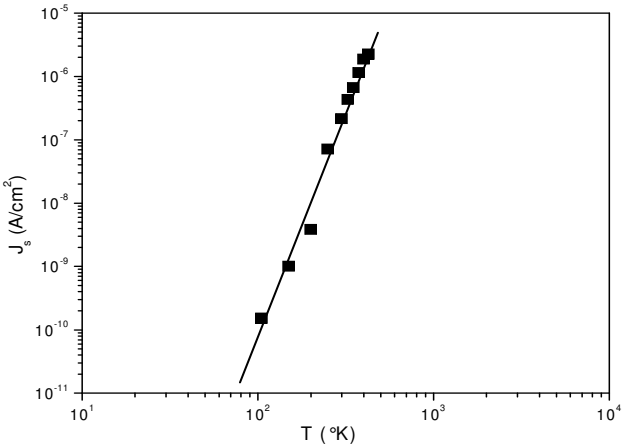


Figure 3-19 : Densité de courant de saturation des diodes Schottky en polymère en fonction de la température.

III.3.2. Modélisation de la partie non linéaire (-2 Volt<V< -0.4 Volt)

III.3.2.1. Résistance série du polymère

La partie non linéaire des caractéristiques courant-tension (figure 3-16-B) obtenue lorsque la tension appliquée varie de –0.4 V à –2V, ne peut être due au mécanisme de conduction par effet thermoïonique. Ce comportement observé aux fortes tensions est similaire à celui observé dans le cas des diodes Schottky réelles à semi-conducteur conventionnel, où se manifeste la résistance série du semiconducteur [26]. Donc, la structure Schottky pourrait être équivalente à une diode idéale (sans résistance) en série avec une résistance.

Les caractéristiques *I(V)* expérimentales des diodes réalisées peuvent être affectées par ce comportement puisque nous utilisons des polymères relativement épais (de l'ordre de 1500 nm). Nous avons modélisé les caractéristiques courant-tension en tenant compte de cette résistance *R* suivant le modèle thermoïonique :

$$I = -I_s\, exp(-\frac{V + R \bullet I}{\eta U_T} - 1) \qquad \textbf{(3.14)}$$

où :

η, I_S : facteur d'idéalité et courant de saturation calculés précédemment en fonction de la température (paragraphe III.3.1).

Les résultats typiques obtenus, sont représentés sur la figure 3-20. Il apparaît un très bon accord entre les caractéristiques courant-tension expérimentales et le modèle de la relation ***(3.15)*** qui tient compte de la résistance série *R*. Donc, les courants trouvés aux fortes tensions peuvent être modélisés par la présence de la résistance série du polymère. Pour les faibles tensions, l'influence de cette

résistance est négligeable : le courant qui traverse la structure est très faible et en conséquence la chute de tension supportée par la résistance *R*.

Sur la table 3-2, nous avons représenté les valeurs de la résistance R qui permet de modéliser les caractéristiques courant-tension expérimentales en fonction de la température. Nous pouvons ainsi conclure que cette résistance série diminue avec la température. Nous avons vérifié que ces valeurs sont identiques à celles obtenues en calculant les pentes des caractéristiques *I(V)* pour les fortes tensions (*-0.4 Volt <V< -2 Volt*) (figure 3-20).

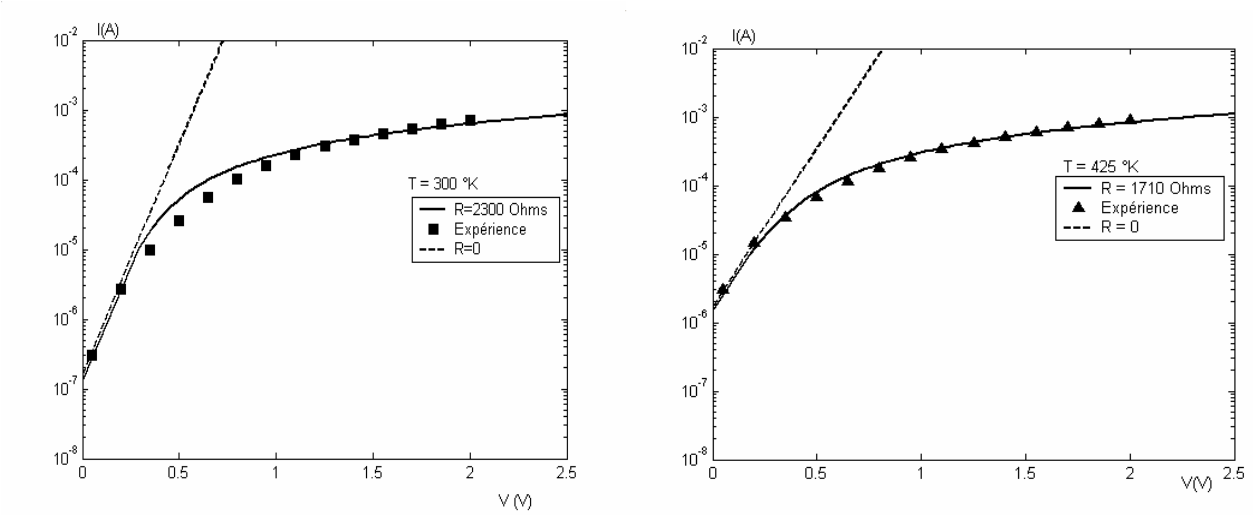


Figure 3-20 : Caractéristiques courant–tension expérimentales et simulées suivant l'équation 13 (--- sans résistance R, —— avec résistance) pour deux températures.

Il est à noter que le courant obtenu pour les fortes tensions peut être aussi modélisé par l'approche du modèle de Fowler-Nordheim (figure 3- 21) [30,27,117,118,123] :

$$I=S\cdot K_1\cdot E^2 exp\left(\frac{-K_2}{E}\right) \qquad \textbf{(3.15)}$$

avec, K_1 et K_2 : paramètres de conduction par effet Fowler-Nordheim ,

E : champ électrique dans le polymère. Il est exprimé en fonction de la tension et l'épaisseur du polymère par :

$$E=\frac{V}{D_{poly}} \qquad \textbf{(3.16)}$$

Le tracé des caractéristiques dans le plan de Fowler ($Log\left(\frac{I}{S\cdot E^2}\right)$ en fonction de $\frac{1}{E}$) donne un comportement linéaire (figure 3-21) suivi d'une saturation de courant pour les fortes tensions. Cette saturation peut être attribuée, comme dans le cas des structures MOS conventionnelles [56], à la limitation du courant par le volume du polymère ou la résistance série du polymère.

A partir du tracé de la figure 3-21, nous avons déduit les facteurs K_1 et K_2 à partir de l'ordonnée à l'origine et la pente de la caractéristique tracée. Les valeurs obtenues montrent que le facteur K_1 dépend très peu de la température et il est de l'ordre de 10^{-12} A/V^2. Le facteur K_2 décroît avec la température en particulier pour les températures élevées : lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K, il varie de 3 10^4 (V/cm) à 6 10^2 (V/cm).

Dans notre cas, nous pensons que l'effet de la résistance série est prépondérant par rapport aux autres effets qui peuvent influer sur la conduction des diodes Schottky en polymère. Pour valider ou exclure l'hypothèse de conduction par effet FN, des études sont en cours en fonction de l'épaisseur de la couche du polymère.

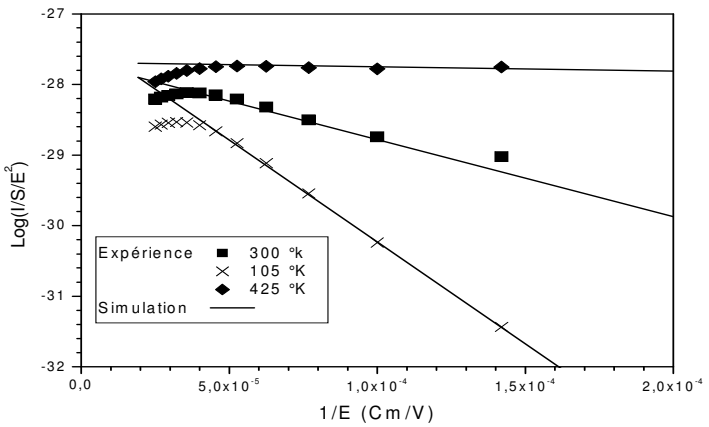


Figure 3-21 : Caractéristiques courant-tension, des diodes Schottky en polymère, dans le plan de FN pour trois températures.

III.3.2.2. Mobilité des porteurs de charges

En utilisant l'équation classique de la résistance en fonction de la mobilité des porteurs de charge μ_p et du dopage ($N_A \cong 10^{16}\ cm^{-3}$) [89], nous avons déduit les valeurs de la mobilité μ_p des porteurs de charges en fonction de la température :

$$\mu_p = \frac{D_{poly}}{q \cdot N_A \cdot R \cdot S} \qquad (3.17)$$

Où , D_{poly} : épaisseur du polymère. Elle de l'ordre de 1500 nm.
S : section du polymère. Elle de l'ordre de 0.785 cm^2.

Les valeurs des mobilités obtenues, en fonction de la température, sont représentées sur la table 2. Il apparaît des valeurs très faibles par rapport à celles trouvées dans le cas des structures Schottky à semiconducteurs conventionnels [26], mais conforme à celles obtenues dans la littérature [89] pour des diodes Schottky en polymère. Aussi, nous pouvons constater que la mobilité des porteurs de charge augmente légèrement avec la température.

T (°K)	R (Ω)	$\mu_p N_A$ ($cm^{-1}V^{-1}S^{-1}$)	μ_p ($cm^2V^{-1}S^{-1}$)
105	3650	$3.26\ 10^{11}$	$3.26\ 10^{-5}$
150	2400	$4.95\ 10^{11}$	$4.95\ 10^{-5}$
200	2350	$5.06 10^{11}$	$5.06\ 10^{-5}$
300	2300	$5.19\ 10^{11}$	$5.15\ 10^{-5}$
400	1800	$6.61\ 10^{11}$	$6.61\ 10^{-5}$
425	1710	$6.98\ 10^{11}$	$6.98\ 10^{-5}$

Table 3- 2 : Influence de la température sur la résistance R du polymère, et la mobilité (μ_p) des porteurs de charges.

III.3.3. Diagramme de bandes d'énergie

Dans le cas des diodes Schottky en polymères, le courant de diffusion des porteurs libres n'intervient pas (absence des porteurs libres) [91]. D'après les résultats bibliographiques et ceux trouvés dans ce travail, dans les diodes Schottky en polymère, le mécanisme de conduction est dû principalement à l'effet thermoïonique [26]. Ces courants sont contrôlés par la barrière de potentiel au niveau de la zone de transition dans la couche du polymère à l'interface métal/polymère. En se basant sur les résultats expérimentaux obtenus dans ce travail, nous pouvons postuler, lorsque les diodes organiques, sont polarisées en direct que :

- dans les polymères se manifeste le mécanisme de conduction par saut 'Hopping' [26],

- le digramme de bandes d'énergie de la structure est similaire à celui des diodes Schottky inorganiques : présence d'une charge d'espace à l'interface du polymère (figure 3-22) suivie d'une région quasi neutre. La barrière de potentiel dans cette zone chargée dépend essentiellement de la tension appliquée (champ électrique).
- le courant résultant est de type thermoïonique pour les faibles tensions et affecté par l'effet de la résistance série du polymère pour les fortes tensions.
- la densité de courant thermoïonique J_{TMPoly} (J_{TPolyM}) est dû aux passage des charges positives du métal (polymère) vers le polymère (métal) en dessous de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère (figure 3-22).

Pour les faibles tensions, puisque la barrière de potentiel dans la zone de transition diminue lorsque la tension appliquée augmente alors la densité de courant J_{TPolyM} est prépondérante par rapport à celle J_{TMPoly}. En conséquence, pour les faibles tensions, le courant global est dû principalement aux passages des charges positives du polymère vers le métal en dessous de la barrière de potentiel par effet thermoïonique (figure 3-22).

Pour les fortes tensions, le courant résultant augmente et peut avoir des valeurs importantes de telles manières à ce que la chute de tension aux bornes de la résistance série soit considérable. A la température ambiante, lorsque la tension appliquée est égale à –2 V, le courant résultant est de 7 10^{-4} A et la tension appliquée aux bornes de la diode idéale (résistance) est donc de l'ordre de 0,39V (1.61 V). En conséquence, les courbures du diagramme de bandes d'énergie peuvent être représentées par celles de la figure 3-22.

Lorsqu'on augmente (négativement) la tension appliquée, la barrière de potentiel dans la zone de transition est fortement abaissée. Ceci pourrait induire à l'interface métal/polymère des courbures des bandes opposées à celles de la figure 3-22. Cette situation peut engendrer dans le polymère des phénomènes tels que le claquage et conduction tunnel (Fowler-Nordhiem),…. Pour se rendre compte de ceci, des travaux sont en cours sur des nouveaux composants.

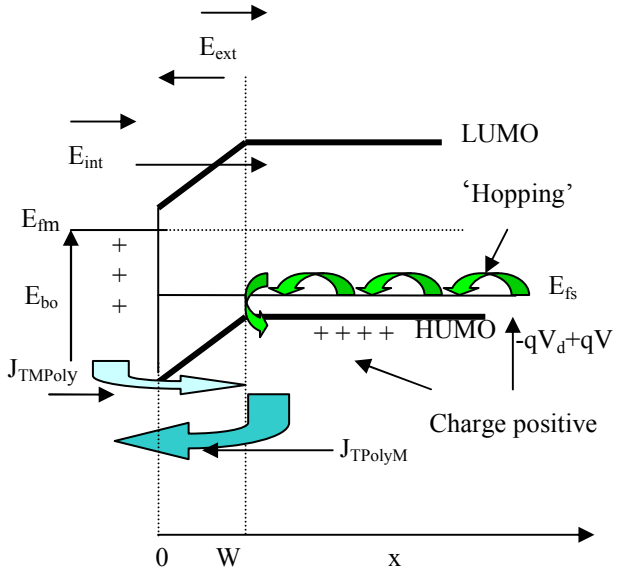


Figure 3-22 : Diagramme de bande d'énergie des diodes Schottky en polymère polarisées en direct (V<0).

E_{bo} : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère,
V_d : potentiel de diffusion,
LUMO (HUMO) : bas (haut) de la bande de conduction (valence)
E_{fm} : énergie de Fermi du métal, E_{fS} : énergie de Fermi du semiconducteur,
J_{TPolyM} : densité de courant Thermoélectronique résultant du passage des charges positives du polymère vers le métal,
J_{TMPoly} : densité de courant Thermoélectronique résultant du passage des charges positives du métal vers le polymère,
$\vec{E}_{int}$ ($\vec{E}_{ext}$) : champ électrique fixé par la zone de

III.4. Caractéristiques courant-tension en inverse

III.4.1. Modélisation des caractéristiques courant – tension

En polarisation inverse, les courants mesurés sont très importants. Ils ne peuvent être modélisés par le modèle thermoïonique classique (relation ***(3.11)***) :

$$Inv = I_s = S \cdot \beta \bullet T^{\alpha} \qquad \textbf{(3.18)}$$

Ou encore,

$$I_S = S \cdot A \cdot T^2 \, exp\left(-\frac{E_{b0}}{KT}\right) \qquad \textbf{(3.19)}$$

avec, S : section de la structure,
β et α : paramètres déterminés en régime direct (paragraphe III.3.1),
E_{bo} : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère,
A : constante de Richardson.

En utilisant ce modèle (équation ***(3.20)***), les courants théoriques en inverse varient de 10^{-11}A à 10^{-6} A lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K. Expérimentalement, lorsque la température varie de 105°K à 425°K, les courants varient de 10^{-5} A à 10^{-4}A. En comparant ces courants, nous déduisons, que les courants expérimentaux sont très importants par rapport à ceux théoriques : lorsque la température varie de 105°K à 425 °K, l'augmentation du courant varie d'un facteur de 10^6 à 10^2. Donc, le comportement de la caractéristique courant-tension en inverse ne peut être modélisé par le modèle thermoïonique classique (relation ***(3.11)*** ou ***(3.20)***).

Aussi, le modèle de conduction FN ne peut modéliser le courant en inverse, puisque le comportement des caractéristiques I(V) dans le plan FN montre un comportement non linéaire.

En comparant les valeurs des courants en inverse à celles obtenues en direct nous pouvons déduire que l'effet de la résistance série n'affecte pas les courants inverses. Nous avons vérifie ceci en traçant le Log (I) en fonction de la tension V : le comportement est linéaire sur toute la caractéristique courant-tension en inverse.

En s'appuyant sur les résultats théoriques qui tiennent compte de l'abaissement de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère, nous avons tracé de *Log (I/S)* en fonction de la tension $\sqrt{V}$ des caractéristiques expérimentales. Nous avons obtenu un comportement pratiquement linéaire sur toutes les caractéristiques (figure 3-23). Donc, dans ces conditions, nous pouvons modéliser le courant obtenu en inverse en tenant compte de l'abaissement de la barrière par effet de la charge image [26]. En effet, lorsque le champ est élevé, la hauteur de la barrière diminue parce que la variation de la distribution du potentiel électronique devient moins abrupte. Physiquement, les charges injectées dans le polymère se redistribuent et créent un "champ image". Le courant résultant est donné par :

$$Inv = S \cdot A \cdot T^2 \, exp\left(-\frac{E_{b0} - B' \sqrt{V}}{KT}\right) \qquad \textbf{(3.20)}$$

ou encore,

$$Inv = I_S \, exp\left(\frac{B' \sqrt{V}}{KT}\right) \qquad \textbf{(3.21)}$$

avec,

$$B' = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_o\varepsilon_r} \bullet \frac{1}{D_{poly}}} \qquad \textbf{(3.22)}$$

$$I_S = S \cdot A \cdot T^2 \, exp\left(-\frac{E_{b0}}{KT}\right) \qquad \textbf{(3.23)}$$

La pente de ce tracé (*Log(I/S)* en fonction de $\sqrt{V}$) nous permet de déduire la constante *B'*, et l'ordonnée à l'origine permet de déduire le courant de saturation I_S. Les résultats obtenus sont regroupés sur la table 3-3. Dans le paragraphe III.5 nous analysons la validité de ces résultats.

Il est à noter que l'effet de la charge image ne se manifeste pas en régime direct, puisque le champ électrique dans la zone de transition diminue avec la tension appliquée.

Donc, en régime inverse le courant obtenu peut être modélisé à partir de l'effet thermoïonique en tenant compte de l'abaissement de la barrière dans la zone de transition par effet de la charge image. Dans la suite, nous déterminons la constante de Richardson *A* et la barrière à l'interface métal/polymère (E_{bo})

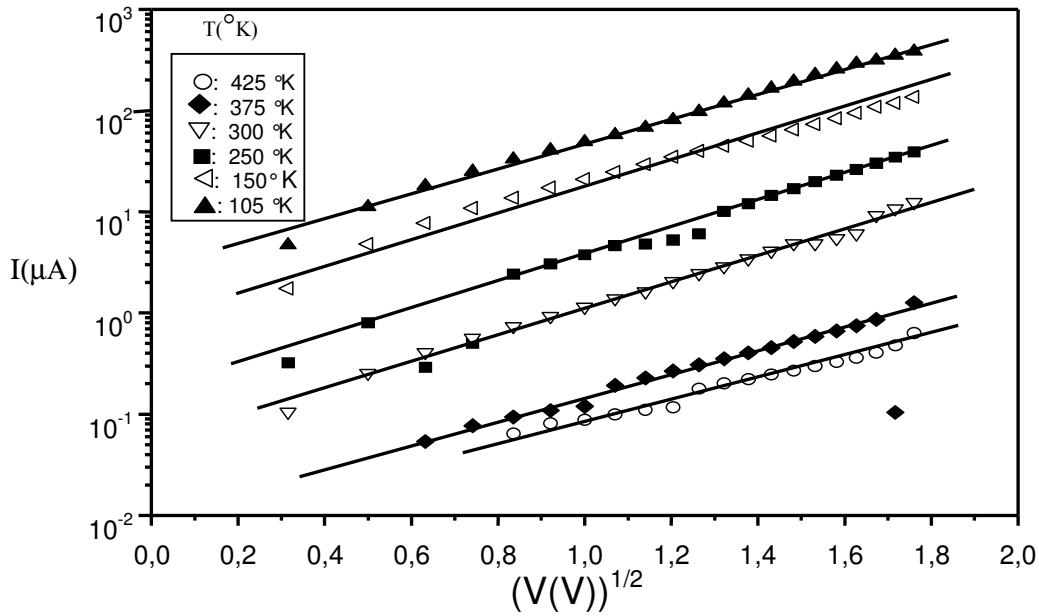


Figure 3-23: Caractéristiques courant– tension expérimentales (o, ◆, ▽, ■,◁, ▲,) et simulées (——) suivant le modèle thermoïonique en tenant compte de l'abaissement de la barrière de potentiel dans le polymère par effet de la charge image pour plusieurs températures.

T (°K)	B'/KT (SI)	Log(I_S)	I_S (A)	J_S (A/cm^{-2})
105	2.23	-18.344	1.079 10^{-8}	1.375 10^{-8}
150	2.606	-18.297	1.131 10^{-8}	1.441 10^{-8}
250	2.826	-16.485	6.928 10^{-8}	8.826 10^{-8}
300	3.10	-15.592	1.69 10^{-7}	2.154 10^{-7}
375	2.937	-13.909	9.104 10^{-7}	1.159 10^{-7}
425	3.104	-13.187	1.874 10^{-6}	2.388 10^{-6}

Table 3-3 : Influence de la température sur le courant (ou la densité de courant) de saturation et la constante B' due à l'effet de la charge image.

III.4.2. Diagramme de bandes d'énergie

Les résultats du paragraphe précédent montrent qu'en régime inverse, le diagramme de bandes d'énergie pourrait être représenté par celui de la figure 3-24. Pour une tension donnée, la barrière de potentiel augmente dans le polymère : le champ externe $\vec{E}_{ext}$ s'ajoute à celui interne $\vec{E}_{int}$. D'après les résultats obtenus dans le cas d'une diode Schottky inorganique, l'extension de la zone de transition W augmente avec la tension appliquée [56]. Puisque le champ électrique dans la zone de transition est important (figure 3-24) alors l'abaissement de la barrière de potentiel par effet de la charge image dans

le polymère pourrait être significatif [56,27]. Dans notre cas, ces dégradations peuvent augmenter d'une manière considérable le courant en inverse : lorsque la tension augmente, la barrière de potentiel à l'interface se dégrade et ceci favorise l'augmentation du courant thermoélectronique J_{TMPoly} (figure 3-24) suivant les relations ***(3.21)*** à ***(3.24).*** Ces résultats montrent que le courant dû aux passages des charges positives du polymère vers le métal est faible. Ceci pourrait être dû à l'augmentation de la barrière de potentiel dans le polymère (figure 3- 24) sous l'effet de la polarisation en inverse. En plus, ces charges positives dans le polymère ne sont pas activées thermiquement [116] comme celles dans le métal.

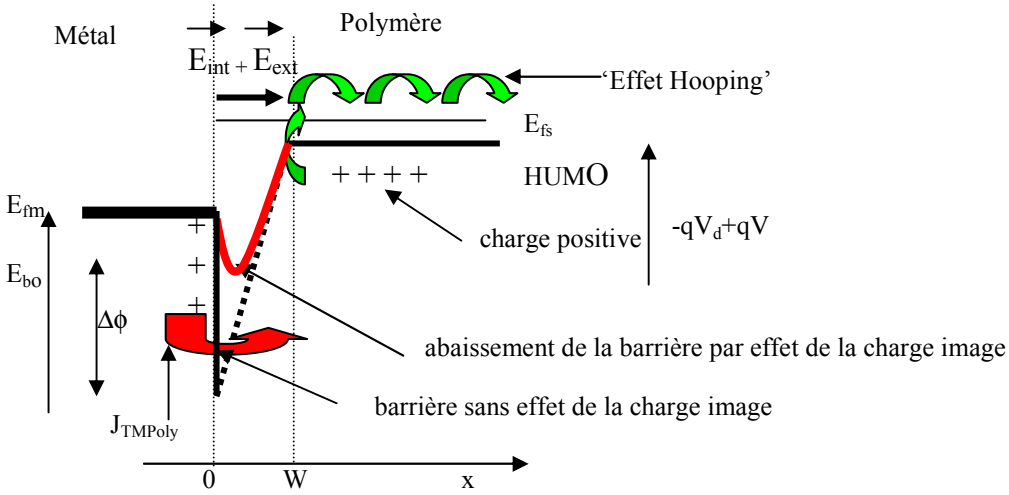


Figure 3- 24 : Diagramme de bandes d'énergie des diodes Schottky en polymère polarisées en inverse (V>0).

Avec :

E_{bo} : barrière de potentiel à l'interface métal/polymère,

$\Delta\phi$: abaissement de la barrière par effet de la charge image,

W : profondeur de la zone de transition,

V_d : potentiel de diffusion, LUMO (HUMO) : bas (haut) de la bande de conduction (valence)

E_{fm} : énergie de Fermi du métal, E_{fS} : énergie de Fermi du semiconducteur,

J_{TMPoly} : densité de courant Thermoélectronique due au passage des charges positives du métal vers le polymère.

$\vec{E}_{int}(\vec{E}_{ext})$: champ électrique fixé par la zone de transition (polarisation externe).

III.4.3. Détermination de la constante de Richardson A

Dans le paragraphe III.4.1, nous avons mentionné que l'expression du courant en inverse peut s'écrire aussi sous la forme :

$$Log\left(\frac{Inv}{T^2}\right)=Log(S\cdot A)-\left(E_{b0}-B'\sqrt{V}\right)\bullet\frac{1}{KT} \qquad \textbf{(3.24)}$$

Cette relation montre que le tracé de $Log\left(\frac{Inv}{T^2}\right)$ en fonction de $\frac{1}{KT}$, pour une tension donnée, donne un comportement linéaire qui nous permet de déduire la constante de Richardson (A) à partir de l'ordonnée à l'origine et la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère $\left(E_{b0}-B'\sqrt{V}\right)$ à partir de la pente. Le tracé obtenu sur la figure 3-25 montre un tel comportement pour plusieurs tensions lorsque la température est supérieure à 250 °K. Les valeurs de la constante A et de la barrière de potentiel sont représentées sur la table 3-4. Il apparaît que :

- la constante A dépend très peu de la tension ($5\text{-}9\ 10^{-8}\ Acm^2\ K^{-2}$) et conforme aux valeurs trouvées dans la littérature,
- la barrière de potentiel, nous pouvons déduire qu'elle diminue avec la tension : lorsque la tension augmente de 45 % autour de la tension 1V, la barrière diminue de 5 %.

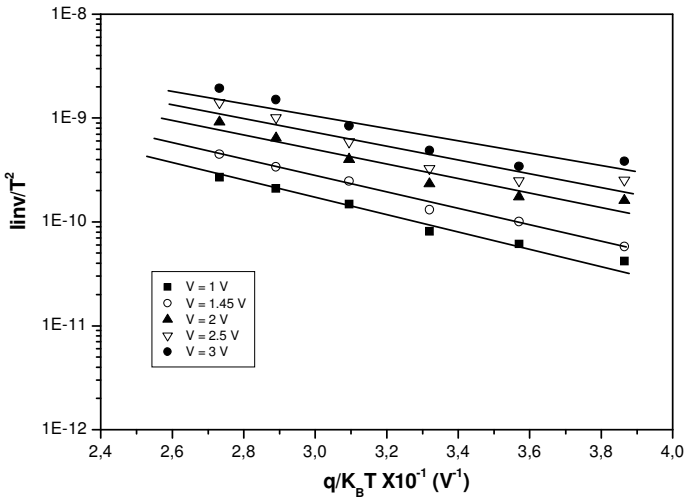


Figure 3-25 : Tracé de $Log\left(\frac{Inv}{T^2}\right)$ *en fonction de* $\frac{1}{KT}$ *pour plusieurs tensions.*

(■ , o, ▲ , ▽, ◆) : Expérience:

—— : Fitting :

V(V)	Pente = $\left(E_{b0} - B'\sqrt{V}\right)$ (V)	Log(A*S)	A (A.cm^2 K^{-2})
1	0.193	-16.683	7.24 10^{-8}
1.45	0.1832	-16.469	8.90 10^{-8}
2	0.1472	-17.032	5.10 10^{-8}
2.5	0.1401	-16.883	5.92 10^{-8}
3	0.1308	-16.799	6.44 10^{-8}

Table 3-4: Constante de Richardson A et barrière de potentiel $\left(E_{b0} - B'\sqrt{V}\right)$ *à l'interface métal/polymère en tenant compte l'effet de la charge image pour plusieurs tension V.*

III.4.4. Détermination de la barrière de potentiel E_{b0}

Le tracé expérimental de la pente $\left(E_{b0} - B'\sqrt{V}\right)$ en fonction du $\sqrt{V}$ donne un comportement linéaire (figure 3-26). Ceci nous permet donc de déduire la valeur de la barrière de potentiel E_{bo}, non affectée par l'effet de la charge image, à partir de l'ordonnée à l'origine. Les résultats obtenus (table 3-5) montrent qu'elle est de l'ordre de 0.3 eV. Dans la littérature, on trouve des valeurs supérieures à 0.3 V. Ce désaccord, pourrait être dû à la couche du polymère déposée ou à la méthode utilisée. Généralement, on détermine la barrière E_{bo} en régime directe dans une plage de tension très faibles ($-V<0.3V$). Par contre, en régime inverse, la relation utilisée est simple et utilisable dans une gamme de tension importante.

Aussi, la pente de la caractéristique tracée (figure 3-26) nous permet de déduire la constante B' et en conséquence l'abaissement ($B'\sqrt{V}$) de la barrière par effet de la charge image en fonction de la tension. Les résultats obtenus sont représentés sur la même table 3-5. Il apparaît que l'abaissement dépend de la tension appliquée : lorsque la tension augmente de 45 % autour de 1 V, l'abaissement de la barrière est de l'ordre de 20.5 %. Cette dernière variation peut induire une augmentation importante du courant en inverse.

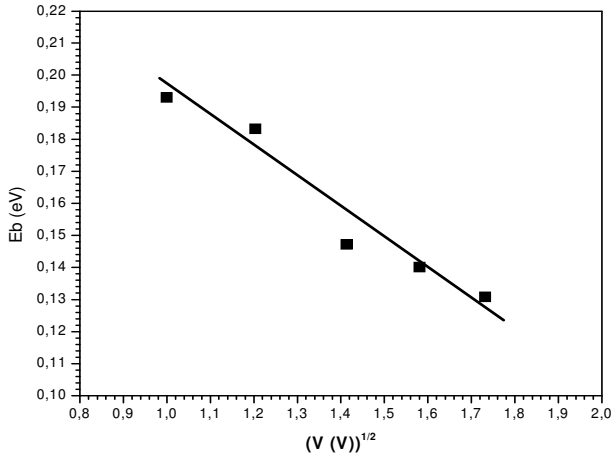


Figure 3-26 : Tracé de $\left(E_{b0} - B'\sqrt{V}\right)$ *en fonction de* $\sqrt{V}$ *.*
Expérience : (■)
Fitting :____

V (V)	B'	E_{bo} (V)	$B'\sqrt{V}$ (V)
1			0.0971
1.45			0.1169
2	$9.71\ 10^{-2}$	0.2944	0.1372
2.5			0.1535
3			0.1681

Table 3-5 : Barrière de potentiel (E_{b0}) à l'interface métal/polymère sans effet de la charge image, abaissement de la barrière ($B'\sqrt{V}$) par effet de la charge image en fonction de la tension.

III.5. Validation des résultats

Pour valider l'ensemble des résultats obtenus en direct et en inverse, nous avons représenté sur la table 6 les valeurs des densités de courant de saturation obtenues en direct $J_S(Direct)$ et en inverse $J_S(inverse)$ (table 3-3), et leurs rapports ($\frac{J_S(Direct)}{J_S(inverse)}$) en fonction de la température. Il apparaît un très bon accord entre les deux régimes de polarisation lorsque la température est supérieure à 200 °K. Par contre lorsque la température est inférieure à 250 °K, les valeurs obtenues en inverse sont largement importantes à celles en direct. Nous avons attribué ceci aux propriétés électriques des polymères aux basses températures et champs électriques importants en inverse. Pour clarifier ce comportement des études sont en cours sur d'autres composants en polymère.

Donc, en polarisation inverse, le courant résultant obéit aux modèles de conduction thermoïonique affectée par l'abaissement de la barrière par effet de la charge image. Cet abaissement est significatif puisque le champ électrique dans la zone de transition du polymère augmente. Ceci favorise le passage des charges positives, par effet thermoïonique, du métal vers le polymère.

T (°K)	$J_S(inverse)$ (A)	$J_S(Direct)$ (A)	$\frac{J_S(Direct)}{J_S(inverse)}$
105	$1.375\ 10^{-8}$	$1.52\ 10^{-10}$	$1.11\ 10^{-2}$
150	$1.441\ 10^{-8}$	$1.01\ 10^{-9}$	$7.0\ 10^{-2}$
250	$8.826\ 10^{-8}$	$7.086\ 10^{-8}$	0.802
300	$2.154\ 10^{-7}$	$2.15\ 10^{-7}$	0.998
375	$1.159\ 10^{-7}$	$1.14\ 10^{-6}$	0.983
425	$2.388\ 10^{-6}$	$2.24\ 10^{-6}$	0.938

Table 3-6 : Courants de saturation obtenus en direct et en inverse, ainsi que leurs rapports en fonction de la température.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré la faisabilité des diodes Schottky organique en polymère. Nous avons présenté une synthèse bibliographique concernant les propriétés électriques des polymères et des diodes Schottky en polymère, puis réalisé ces diodes organiques et modélisé d'une manière approfondie leurs caractéristiques courant-tension en fonction de la température.

A partir de la synthèse bibliographique, nous avons montré le caractère semiconducteur des polymères et la possibilité de les représenter par des diagrammes de bandes d'énergie similaires à ceux des semiconducteurs conventionnels : bande de conduction (LUMO) et bande de valence (HOMO) séparées par une bande interdite. La forme des deux bandes (LUMO et HUMO) dépend de la longueur de la chaîne formant le polymère. La structure de cette chaîne se caractérise par la conjugaison (répétition alternée) des liaisons π et σ.

Concernant le mécanisme de conduction, on montre qu'il ne peut s'effectuer par des porteurs libres. Il est assuré par des entités électriques appelées 'polarons'. Ces polarons sont des défauts chargés positivement ou négativement selon la nature du dopage (P ou N) dont le niveau d'énergie est localisé dans la bande interdite et peuvent se propager par l'effet 'hopping' tout au long de la chaîne polymèrique.

Concernant le mécanisme de transfert de charge, on montre qu'il s'effectue à travers la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère par effets thermoionique ou Fowler-Nordheim (FN). Aussi, le courant qui traverse la structure peut être limité par la charge d'espace dans le polymère ou affecté par l'abaissement de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère par l'effet de la charge image.

A partir de la modélisation des caractéristiques courant-tension des diodes Schottky organique dont la couche active est un polymère (P3OT), nous avons montré que le courant qui traverse ces diodes organiques, dépend de régime de polarisation et de la température. En se basant sur les résultats obtenus et ceux de la littérature nous avons montré que:

- en régime direct, se manifeste un courant thermoïonique dû aux passage des charges positives du polymère vers le métal pour les faibles tensions (-0.4Volt<V<0 Volt). Nous avons déduit un facteur d'idéalité de l'ordre de 1.5-4 dépendant très peu de la température et un courant de saturation très sensible à la température. Pour les fortes tensions (V<-0.4 Volt), le courant est affecté par la résistance série du polymère. Nous avons montré que cette résistance diminue avec la température et pourrait nous estimer la valeur de la mobilité des porteurs de charges dans les polymères en fonction de la température. Nous avons vérifié que lorsque la température varie de 105 °K à 521 °K, la résistance série varie de 3650 Ω à 1710 Ω et la mobilité des charges positives varie de 3.25 10^{-5} cm^2 V^{-1} S^{-1} à 6.98* 10^{-5} cm^2 V^{-1} S^{-1} . Les dernières valeurs obtenues sont conformes à celles obtenues actuellement dans la littérature sur d'autre type de polymère.

- en régime inverse, le courant obtenu est dû au passage des charges positives du métal vers le polymère par effet thermoïonique affecté par l'abaissement de la barrière par effet de la charge image. A partir de la modélisation fine des caractéristiques obtenues nous avons montré que :

  - la constante de Richardson est de l'ordre de 5 10^{-8} A cm^2 K^{-2} et dépend très peu de la température. Cette valeur est conforme à celle trouvée dans la littérature en régime direct.

  - la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère, en absence de l'effet de la charge image, est de l'ordre de 0.3 eV.

  - les courants de saturation obtenus en inverse sont pratiquement identiques à ceux obtenus en direct lorsque la température est supérieure à 200 °K. Ceci permet de valider l'ensemble des résultats obtenus dans ce travail pour ces températures

supérieures à 200 °K. Cependant, pour des températures inférieures à 200 °K, les courants de saturations obtenus en inverses sont très importants à ceux en direct. Ceci pourrait être attribué au comportement électrique des polymères aux basses températures et champs électriques élevés en inverse.

A partir du relevé des caractéristiques courant-tension en fonction de la température, nous avons déduit que la composante du courant thermoïonique est très sensible à la température : lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K, le courant varie de 3 décades. Aussi, l'augmentation du courant en inverse avec la température dégrade d'une manière considérable le facteur de redressement. Pour les tensions (|V|) de l'ordre de 0.2 Volt, lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K le facteur de redressement varie de $2*10^3$ à 10. A la température ambiante, il est de 150 (4) pour les fortes (faibles) tensions.

L'ensemble des résultats obtenus dans ce travail montre la faisabilité des diodes Schottky organiques et une meilleure compréhension de leurs propriétés de conduction.

Chapitre IV

Générateur photovoltaïque, adaptation de la puissance électrique

I. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons analysé les propriétés électriques des semiconducteurs minéraux, organiques et en particulier quelques hétérostructures : métal/oxyde/semi-conducteur et métal/semiconducteur. L'étude de ces dispositifs est indispensable parce qu'ils sont utilisés comme structures de base dans les composants fortement intégrés et circuits électroniques [4,27] : transistors MOS, diodes Schottky, mémoires DRAM et EEPROM, circuits à transfert de charges (CCD), cellules photovoltaïques...

Dans ce chapitre, nous analysons les propriétés photovoltaïques des jonctions à semiconducteurs (minéraux) telles [87,125]: les homojonctions semiconducteur (P) / semiconducteur (N) ou les hétérojonctions métal / semiconducteur (P ou N) . Nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice [126-129], pour un éclairement et température donnés, les propriétés électriques (courant, tension et puissance) de ces cellules qui sont les structures de base des générateurs photovoltaïques (PV). Aussi, nous étudions le comportement électrique non linéaire de ces cellules en examinant les conditions qui permettent de les faire fonctionner dans les conditions optimales. Nous montrons que ceci est réalisé par le biais d'un convertisseur d'énergie (ou quadripôle d'adaptation), intercalé entre le générateur PV et la charge. Le générateur PV, le quadripôle d'adaptation et la charge représentent un système PV [20,21].

Dans ce travail, qui rentre dans le cadre de l'Action Intégrée (Franco-Marocaine) N° MA/03/78 et le Programme Thématique d'Appui à la Recherche Scientifique (PROTARS III) 'D43/06', l'objectif essentiel est d'étudier la conception, le fonctionnement et la réalisation d'un système PV de moyenne puissance (100W) fonctionnant à sa puissance maximale quelles que soient les conditions qui influent sur son fonctionnement [131].

Dans un premier temps, nous décrivons brièvement la structure et le fonctionnement des cellules et modules PV. Nous donnons, pour un éclairement et température donnés, leurs modèles et caractéristiques électriques. Aussi, nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice et à la lumière des études faites sur les générateurs PV [126-130], l'influence de certains paramètres tels que les conditions météorologiques et la variation de la charge sur le comportement et le fonctionnement électrique de ces générateurs PV (module SP75 [127,128]). Nous montrons que le raccordement direct du générateur PV à une charge ne permet de transmettre une puissance maximale que dans des conditions très restreintes. Ce problème de nature complexe est tout à fait soluble par la réalisation d'une adaptation entre le générateur PV et la charge pour que le générateur PV fonctionne à sa puissance maximale [126] et par conséquent à un rendement élevé.

Ensuite, nous analysons l'adaptation des générateurs PV en intercalant entre le générateur PV et la charge un quadripôle d'adaptation [130,132]. Ce quadripôle est un convertisseur d'énergie 'DC-DC' (Hacheur) de type dévolteur ou survolteur selon les applications [20,21,133].

Enfin, dans le cas d'une charge résistive, nous étudions la conception [131] d'un système PV de moyenne puissance (100 W) adapté par un convertisseur d'énergie DC-DC de type dévolteur et survolteur fonctionnant à 100 KHZ. Dans le cas du générateur PV SP75 [127,128], nous analysons dans l'environnement Orcad Pspice le fonctionnement électrique du système PV ainsi conçu, en fonction de l'éclairement et la température.

II- Générateur photovoltaïque

II.1. Matériaux utilisés dans les cellules PV

Le silicium est l'élément de base des cellules photovoltaïques, il doit être doté d'une grande pureté [125,134], quelle que soit sa forme. On peut réaliser une purification d'un barreau de silicium contenant une impureté en déplaçant une zone fondue d'un bout à l'autre du barreau dans laquelle on concentre l'impureté [125].

Récemment, de nouveaux matériaux à base des composés organiques se sont avérés prometteurs dans la technologie des cellules PV et dans toute l'électronique. Cependant, ces composés présentent un rendement de conversion très modeste comparativement à la technologie silicium. Les recherches portant à l'heure actuelle sur ces composés organiques sont en pleine expansion afin d'améliorer leur rendement [125,135]. D'ores est déjà un rendement de 3.6 % [136], dans le laboratoire, a été enregistré pendant l'année 2005. Dans le cadre de notre collaboration avec le laboratoire d'Electronique Appliquée et d'Automatique Oujda (Maroc), nous étudions la faisabilité des cellules PV à base du Polymère (P3OT).

Actuellement, presque tous les générateurs photovoltaïques commercialisés sont à base du silicium sous ses différentes formes (mono- cristallin, poly- cristallin ou amorphe) [125,135] :

- silicium mono- cristallin : C'est un semiconducteur dont les atomes sont ordonnés selon un réseau périodique dans les trois directions. Le rendement de conversion de ce matériau atteint 17% [125],
- silicium poly-cristallin: Contrairement au monocristallin, le poly-cristallin ou cristallin se trouvant à l'état massif a une structure ordonnée mais il est formé de plusieurs monocristaux (grains) dont les réseaux sont désorientés les uns par rapport aux autres [137]. Ce matériau, moins homogène que le silicium monocristallin, a de ce fait un rendement énergétique légèrement moins bon (<14%)[125,135] dans le commerce, mais sa fabrication est plus facile,
- silicium amorphe : On trouve également le silicium dans une forme amorphe (non cristallin), c'est-à-dire avec une structure atomique désordonnée. Sous cette forme, il possède un coefficient d'absorption de la lumière environ mille fois supérieur au silicium cristallin. Une couche de 0.3 mm est donc suffisante pour absorber l'essentiel du spectre visible (voir annexe II). Avec ce type de matériau peu coûteux [125,137], par rapport aux autres formes de silicium, on a de faibles rendements (5 à 6 %) [125] et des problèmes de stabilité apparaissent rapidement quand on l'expose au soleil et aux intempéries (quelques centaines d'heures). Cependant, des améliorations ont été effectuées à partir de travaux en laboratoire : on obtient de meilleurs résultats en stabilisant le silicium, en empilant des couches insérées entre deux feuilles de verre. La durée de vie est ainsi augmentée comme le rendement qui peut grimper jusqu'à 11% [125,135],
- silicium à couche mince : La technologie à couche mince désigne un type de cellules obtenues par diffusion d'une couche mince de silicium amorphe sur un substrat de verre [138]. Le rendement de ces cellules a stagné il y a long temps autour de 17% en laboratoire. Mais des progrès continuent avec le matériau semiconducteur arséniure de gallium, diséléniure de cuivre et d'indium (CIS). Ainsi, très récemment, une valeur de rendement de 18,8 % record pour le domaine des couches minces, a été atteinte en laboratoire pour une cellule de petite dimension.
- matériaux organiques : La recherche et développement de cellules solaires à base de matériaux organiques ou des polymères est motivée par les avantages que présentent ces matériaux : faible coût, matière première illimitée, facilité de mise en œuvre, technologies basse température, grandes surfaces, dispositifs souples. Il existe aujourd'hui des cellules photovoltaïques organiques dont le rendement de conversion dépasse la barre des 3.6 % [136]. D'autres structures reposant sur la technologie dite de Grätzel, qui consiste en une jonction entre un polymère organique et un électrolyte liquide, sont entrain de se développées pour augmenter d'avantage le rendement de cette nouvelle technologie.

Nous remarquons que quel que soit le matériau utilisé, le rendement de la conversion photovoltaïque ne dépasse guère 17%. Ces faibles rendements liés à la technologie des matériaux constituent le premier problème majeur de l'exploitation de l'énergie solaire.

II.2. Cellules photovoltaïques

Les cellules photovoltaïques sont des dispositifs à semiconducteurs, elles sont généralement faites du silicium sous ses différentes formes. Elles ne mettent en oeuvre aucun fluide et ne contiennent pas de substances corrosives, ni aucune pièce mobile [125,138]. Elles produisent de l'électricité du moment qu'elles sont exposées au rayonnement solaire [125,126]. Elles ne nécessitent pratiquement aucun entretien; elles ne polluent pas et ne produisent aucun bruit. Les cellules photovoltaïques sont donc la façon la plus sûre et la plus écologique de produire de l'énergie [125,138].

II.2.1. Structure d'une cellule PV

La structure de base d'une cellule PV est une jonction PN (figure 4-1) constituée de la manière suivante : un cristal semiconducteur dopé P est recouvert d'une zone mince dopée N (quelques millièmes de mm) [139]. Entre les deux zones se développe une jonction. La zone N est couverte par une grille métallique qui sert de cathode, tandis qu'une plaque métallique (contact arrière) recouvre l'autre face du cristal et joue le rôle d'anode. L'épaisseur totale du cristal est de l'ordre du millimètre [125,139].

Il est à noter que les cellules photovoltaïques peuvent être réalisées à partir des diodes Schottky (métal déposé sur un semiconducteur de type P ou N) [87,88]. Réciproquement, le fonctionnement d'une jonction $P^{+}N$ (dont le semi-conducteur de type P est fortement dopé) est analogue à celui d'une diode Schottky [87,88].

Un rayon lumineux qui frappe le dispositif peut pénétrer dans le cristal à travers la grille et provoquer l'apparition d'une tension entre la cathode et l'anode. Le dessus et le dessous de la cellule doivent alors être recouverts de contacts métalliques pour collecter l'électricité générée [125,140].

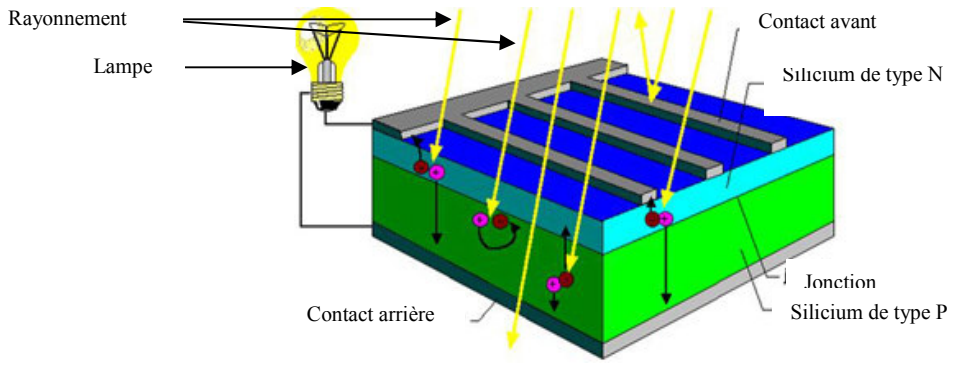


Figure 4- 1 : Structure d'une cellule photovoltaïque au silicium (jonction PN).

II.2.2. Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

La cellule photovoltaïque, ou jonction de type PN, absorbe l'énergie lumineuse et la transforme directement en courant électrique. Le principe de fonctionnement de cette cellule fait appel aux propriétés du rayonnement et à celles des semiconducteurs [134] (figure 4-2-A). Dans la zone de déplétion de la cellule PV [87,125,133], lorsque l'énergie du rayonnement ($h\nu = h\frac{C}{\lambda}$, C : vitesse de la lumière et λ : longueur d'onde) est supérieure à celle associée à la bande interdite (Eg) du semiconducteur, des paires électrons-trous libres sont créées dans cette zone de déplétion (figure 4-2-B) [125]. Sous l'effet du champ électrique $\vec{E}$ qui règne dans la zone de déplétion [125,139], ces porteurs libres sont drainés vers les contacts métalliques des régions P et N. Il en résulte alors un courant électrique dans la cellule PV et une différence de potentiel (de 0.6 à 0.8 Volt) supportée entre les électrodes métalliques de la cellule PV.

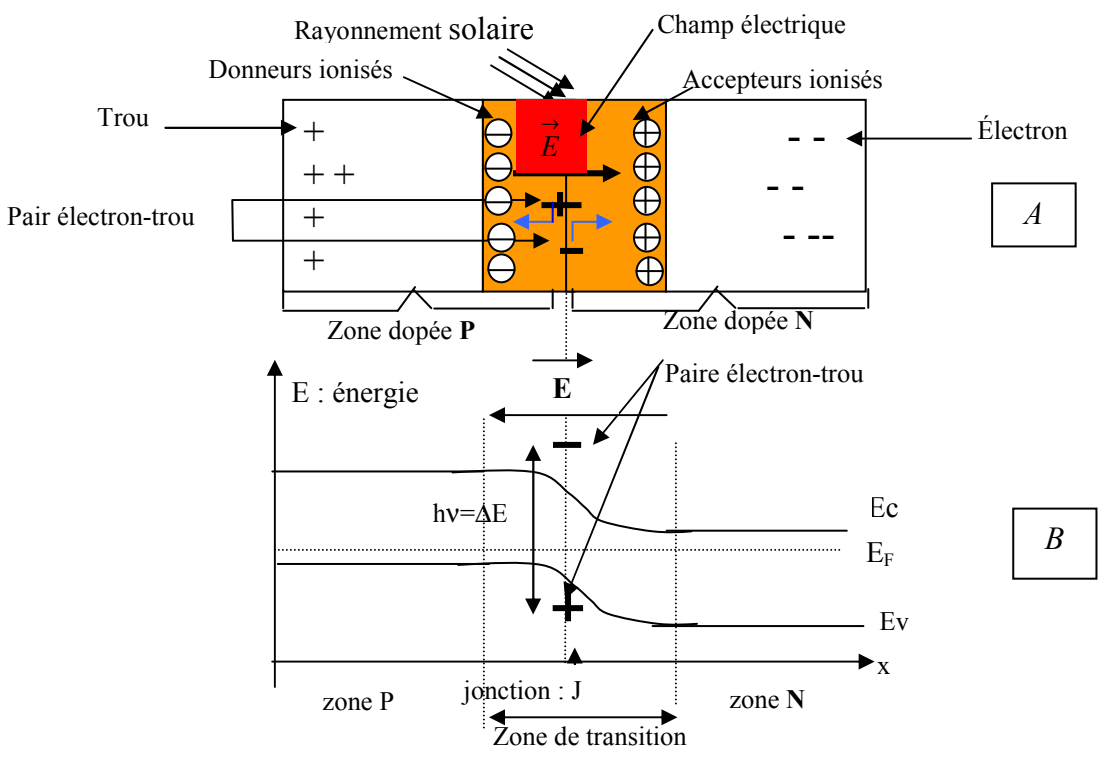


Figure 4-2: Jonction PN éclairée :
A) Coupe transversale d'une jonction PN éclairée,
B) Diagramme de bandes d'énergie d'une jonction PN éclairée.

II.2.3. Modèle électrique d'une cellule photovoltaïque

Dans la littérature [125,126,21], le modèle électrique d'une cellule PV éclairée est représenté sur la Figure 4- 3. Dans ce schéma :

- le courant de court-circuit I_{CC} est du au déplacement, sous l'effet du champ électrique dans la zone de déplétion, des paires électrons-trous créées dans cette zone de déplétion par le rayonnement. Les trous (électrons) sont déplacés vers le semiconducteur de type P (N).
- les résistances R_S et R_P représentent respectivement les résistances des contacts métalliques et de fuites de la jonction PN. En générale, la résistance R_p est très importante (de l'ordre de 1 megohm) et la résistance R_{sr} est très faible (de l'ordre de quelques milli-ohms) .
- D représente une jonction PN idéale. Le courant I_D circulant dans cette diode, polarisée par une tension V_D, est donné par l'expression :

$$I_D = I_S \bullet \left[\left(exp \frac{qV_D}{KT} \right) - 1 \right] \qquad \textbf{(4.1)}$$

où ;

I_S : est le courant de saturation dépendant de la température T et des paramètres électriques et technologiques de la jonction PN [31].

K : constance de Boltzmann. q : charge de l'électron.

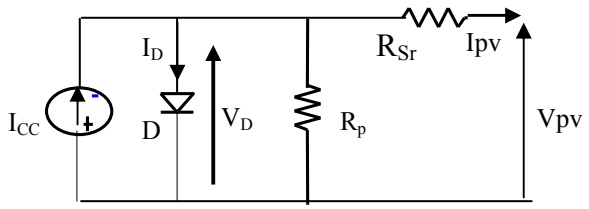


Figure 4-3 : Modèle électrique de la cellule photovoltaïque.

Dans une cellule PV éclairée, si m photons sont absorbés par unité de temps alors les paires électron-trou produites à proximité de la zone désertée induisent le courant en inverse I_{CC} (courant de court-circuit) donné par [87, 88,141] :

$$I_{CC} = mq\sigma S \qquad (4.2)$$

où ;

S : surface de la cellule,

σ : facteur dépendant des paramètres de la jonction, de la température et de la nature du semi-conducteur.

En tenant compte de la dépendance de l'intensité d'éclairement L_e *(W/m²)* et le nombre m des photons, le courant de court-circuit I_{CC} peut s'écrire sous la forme [87,88] :

$$I_{CC} = \beta S L_e \qquad (4.3)$$

où :

β : est une constante que l'on peut déterminer à partir de la pente de la courbe I_{CC} en fonction de L_e et dépendante des mêmes paramètres que le facteur σ.

Les fondeurs des modules solaires se basent sur une relation empirique pour déterminer le courant de court-circuit. Cette relation est de la forme :

$$I_{CC} = a * Le + b \qquad (4.4)$$

Dans cette dernière expression, les constantes *a* et *b* sont déterminées à partir des caractéristiques courant-tension pour deux intensités d'éclairements différentes par exemple [127-129]. Aussi, dans [20,21], on montre que ce courant I_{CC} dépend très peu de la température. Lors des simulations dans l'environnement Orcad Pspice, nous supposerons que ce courant dépend seulement de l'éclairement.

Lorsqu'on néglige le courant de fuite dans R_P et la chute de tension supportée par la résistance R_{sr}, le courant *Ipv* résultant de l'effet photovoltaïque de la cellule PV (figure 4- 3) est donc donné par:

$$Ipv \approx I_{cc} - Is \bullet \left[\left(exp \frac{qVpv}{KT} \right) - 1 \right] \qquad (4.5)$$

Dans le cas contraire, si on tient compte des résistances R_P et R_{rs}, le courant *Ipv* s'écrit sous la forme :

$$Ipv \approx I_{cc} - Is \bullet \left[\left(exp \frac{q(Vpv + R_S Ipv)}{KT} \right) - 1 \right] - \frac{Vpv + R_{S_r} Ipv}{R_P} \qquad (4.6)$$

II.2.4. Caractéristiques électriques d'une cellule PV

Nous avons implanté dans l'environnement Orcad-Pspice le schéma électrique de la cellule PV de la figure 4-3 puis simulé, pour un éclairement *Le* de 1000 W/m² à la température ambiante (*T =25 °C*), ses caractéristiques électriques : courant-tension (*Ipv/Vpv*) et puissance-tension (*Ppv/Vpv)*. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4- 4. Il apparaît que :

- pour des tensions *Vpv* inférieures 0.4 à 0,6 volts le courant *Ipv* reste indépendant de la tension *Vpv*. Le dispositif se comporte comme un générateur de courant. Ce courant est dû au courant de court-circuit I_{CC}, généré par le rayonnement solaire.
- à partir des tensions supérieures à 0.4 Volts, le courant varie et la tension reste pratiquement constante. Le dispositif se comporte alors comme un générateur de tension.
- la puissance (*Ppv*) fournie par la cellule PV passe par un maximum (*Pmax*) qui représente le fonctionnement optimal de la cellule. Ce maximum est appelé point de puissance maximale (PPM) de la cellule PV [135,137]et il est caractérisé par :

$$Vpv = V_{opt}, \quad Ipv = I_{opt} \qquad (4.7)$$

$$P_{max} = V_{opt} \bullet I_{opt} \qquad (4.8)$$

Donc, les résultats de simulations montrent bien que le générateur PV est un générateur de courant non linéaire. Cette propriété, mieux perçue sur la caractéristique puissance tension, constitue le deuxième problème majeur des systèmes photovoltaïque. Nous attribuons une attention particulière à ce problème dans le chapitre V.

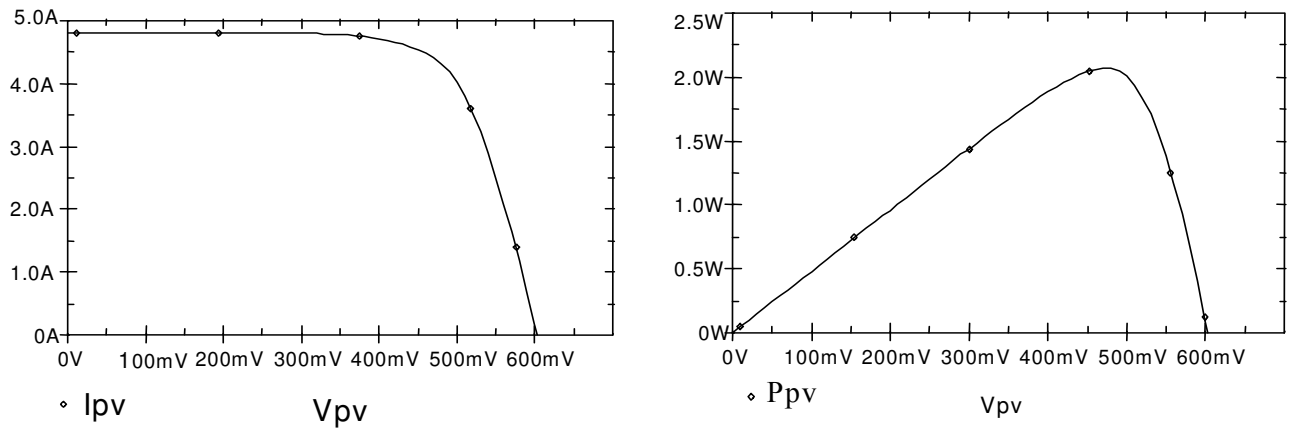


Figure 4- 4: Caractéristiques courant –tension Ipv(Vpv) et puissance – tension Ppv(Vpv) d'une cellule PV au silicium. Eclairement Le= 1000 W/m², T = 25 °C, R_p=1MΩ, R_{Sr}=12 mΩ, a= 0.00482 Am²/W, b=0.0125A.

Sur les figures 4-5 et 4-6 sont représentés les résultats des simulations concernant l'influence de l'éclairement et de la température sur les caractéristiques courant tension et puissance tension [87, 88]. Il apparaît que :

- le courant de court-circuit I_{CC} varie avec l'intensité de l'éclairement *Le*,
- la tension du circuit ouvert $Vpv=V_{C0}$ (lorsque *Ipv=0*) varie peu avec l'éclairement (inférieure à 50 mV). Elle peut être considérée comme une constante pour une installation PV donnée.
- la puissance fournie par la cellule PV dépend de l'intensité d'éclairement et de la tension aux bornes de la cellule. Aussi, la puissance maximale *(Pmax)* est très sensible à l'éclairement : lorsque l'éclairement diminue de 20%, la puissance Pmax diminue de 25%.
- la puissance maximale *Pmax* est fortement dégradée lorsque la température augmente : lorsque la température diminue de 50%, la puissance Pmax diminue de 25%

Dans [125], nous avons montré que plus la température de la cellule est basse, plus son rendement de conversion est meilleur. Une élévation de la température de 1degré Celsius occasionne une perte de rendement de l'ordre de 0,5 %. On compte en général une baisse de 2 mV/°C par cellule [142].

Les fondeurs des modules photovoltaïques indiquent les caractéristiques techniques de ces dispositifs (I_{CC},V_{CO}, *Pmax,...*) dans les conditions standards de test (CST) (voir annexe II) définies par :

- un spectre AM1.5 ($\alpha = 41.8°$),
- une puissance incidente de 1000 W/m²,
- une température de 25°C.

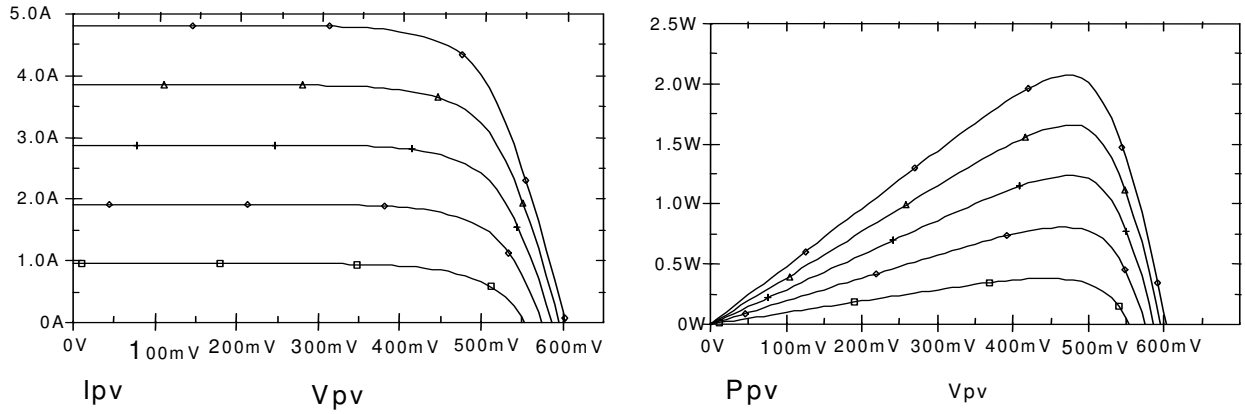


Figure 4-5 : Caractéristiques courant-tension et puissance -tension d'une cellule PV au silicium pour différentes intensités d'éclairement à la température T=25°C. R_p=1MΩ, R_{Sr}=12 mΩ, a=0.00482Am²/W, b=0.0125A, Eclairement Le en W/m², (□): 200, (◊) : 400,(+) : 600,(Δ) : 800,(o) :1000.

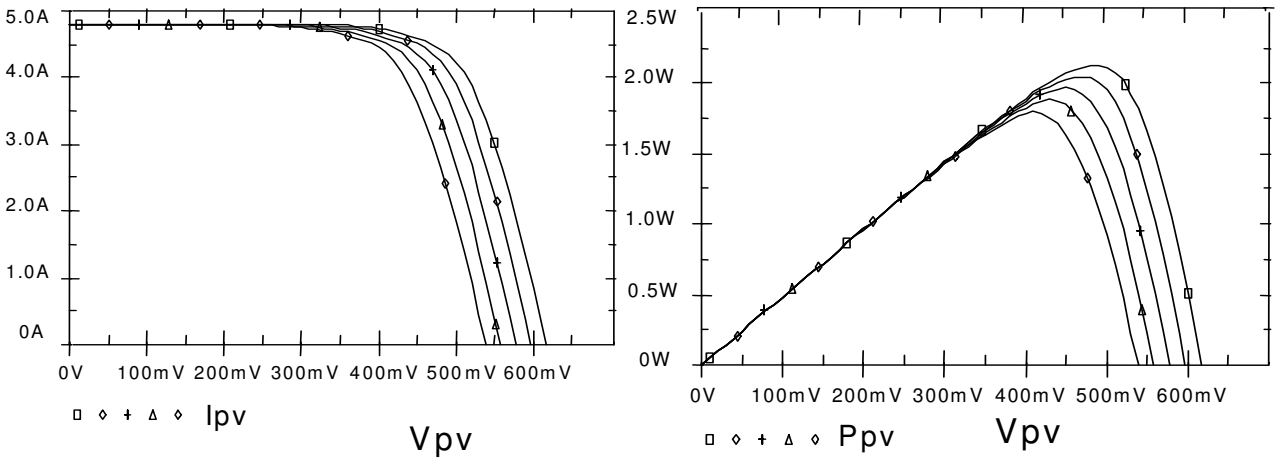


Figure 4-6 : Caractéristiques courant-tension Ipv(Vpv) et puissance –tension W(Vpv) d'une cellule PV pour différentes températures T en (°C), (□) : 20, (◊) : 30, (+): 40, (Δ): 50, (o):60,
R_p=1MΩ, R_{Sr}=12 mΩ,, Le = 1000 W/m^2.

III. Module ou panneau PV

III.1. Structure du panneau PV

La cellule photovoltaïque élémentaire constitue un générateur électrique de très faible puissance au regard des besoins de la plupart des applications domestiques ou industrielles [125,143]. Une cellule élémentaire de quelques dizaines de centimètres carrés délivre, au maximum, quelques watts sous une tension très faible (de l'ordre de 0.6V à 0.8V), puisqu'il s'agit d'une tension de jonction PN. Les générateurs photovoltaïques sont alors réalisés par association en série (pour augmenter la tension) ou en parallèle (pour augmenter le courant) d'un grand nombre de cellules élémentaires de même technologie et de caractéristiques identiques (figure 4-7). Le câblage série-parallèle est donc utilisé pour obtenir un générateur PV (ou panneau PV) aux caractéristiques souhaitées.

En connectant M cellules (C) en série et N colonnes de cellules en parallèle (figure 4-7-A), on obtient un module ou panneau PV (figure 4-7-B). La tension *(Vpv)* aux bornes du module PV et le courant (Ipv) délivré par ce dernier sont fonctions des caractéristiques d'une cellule PV élémentaire (V_{cel}, I_{cel}) [21]:

$$Vpv = M \bullet V_{cel} \quad Ipv = N \bullet I_{cel} \qquad \textbf{(4.9)}$$

La puissance (Ppv) disponible à la sortie du module PV constitué est donc donnée par :

$$Ppv = (M \bullet N) \bullet V_{cel} \bullet I_{cel} \qquad \textbf{(4.10)}$$

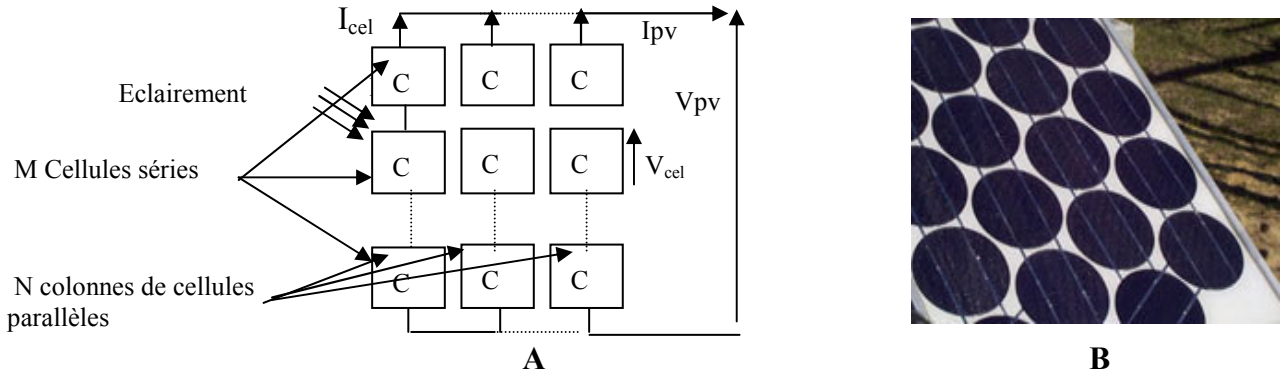


Figure 4-7 : Panneau PV constitué par M cellules séries et N colonnes de cellules parallèles
A) structure d'un panneau PV, B) panneau solaire en silicium monocristallin [144].

III.2. Critères de câblage des cellules PV

L'assemblage des cellules doit répondre à un certain critère de câblage avant de former le générateur. Les principaux critères sont :

- contrôle des cellules PV : les cellules mesurées sont contrôlées, triées et classées suivant leurs caractéristiques (leur courant I_{CC} et leur rendement η). La mise en place de dispositifs de protection efficaces contre les effets négatifs de ces déséquilibres sur le comportement et la fiabilité doit être prévue [21].
- enchaînement : bien que choisies théoriquement identiques, l'enchaînement des cellules PV doit être réalisé. En raison des déséquilibres apparaissant dans un réseau de cellules PV en fonctionnement, celles d'une même classe seront soudées entre elles (en série ou en parallèle) pour former les panneaux PV. Le nombre de cellules connectées en parallèle et en série définit les caractéristiques électriques du module photovoltaïque [125].
- capsulage : les cellules PV sont capsulées dans un plastique E.V.A (éthylène vinyle acétate) pour les protéger des agressions extérieures (rayons U.V, humidité, corrosion), les isoler électriquement et les renforcer mécaniquement.
- encadrement : les cellules capsulées sont placées dans un cadre métallique rigide qui va leurs donner une grande rigidité mécanique. On obtient ainsi le module photovoltaïque.

III.3. Rendement d'un panneau PV

Les paramètres caractérisant le module sont les mêmes que ceux de la cellule individuelle [125]. L'intensité du rayonnement (l'éclairement) solaire reçu à la surface de la terre est une valeur dépendante de plusieurs facteurs en particulier de la latitude, de la saison et des conditions météorologiques [125]. La puissance fournie par la cellule PV dépend aussi de ces mêmes paramètres. Les performances d'un générateur photovoltaïque utilisé ne produit en réalité qu'une puissance inférieure à celle indiquée dans les conditions standards de test (1000 W/m^2, AM1.5, 25°C).

En général, le rendement d'un module photovoltaïque, fourni par le fondeur, est donné dans les CST par la relation ***(4.11)***:

$$\eta = \frac{\frac{P_{max}}{S_m}}{P_{Sol}} = \frac{\frac{U_{opt} I_{opt}}{S_m}}{P_{Sol}} \qquad \textbf{(4.11)}$$

où, P_{max} : Puissance crête électrique fournie par le module dans les CST,
S_m : surface du module
P_{sol} : puissance de l'éclairement qui est en moyenne égale à 1000W/m^2,

En réalité, le rendement η du module est le rendement d'une cellule ($\eta_{cellule}$) diminué des pertes dues aux connexions ($\eta_{connexion}$) des cellules entre elles, à la transparence des matériaux de capsulage ($\eta_{encapsulation}$) et éventuellement à la chute de tension dans la diode « anti-retour » (η_{diode}) lorsqu'il faut protéger le panneau contre une éventuelle décharge nocturne de la batterie lorsque celle ci existe [125]. Il est donné par :

$$\eta = \eta_{cellule} \bullet \eta_{connexion} \bullet \eta_{encapsulation} \bullet \eta_{diode} \qquad \textbf{(4.12)}$$

A titre d'exemple, le rendement d'un module composé de cellules au silicium polycristallin d'un rendement de 10 % vaut approximativement 9.23 %. La différence de l'ordre de 0.77 % est attribuée aux connexions, encapsulation et à la diode anti-retour.

En général, le rendement global, défini comme le rapport de l'énergie électrique produite et de l'énergie lumineuse incidente, varie en pratique de 10 à 17 % selon le type de cellule.

Récemment, d'autres matériaux sont utilisés : tellurure de cadmium, arséniure de gallium, séléniure de cuivre et d'indium (CIS). Ces technologies sont encore très coûteuses mais elles laissent espérer des rendements bien supérieurs au silicium et une durée de vie plus grande.

Notons bien que d'autres paramètres peuvent influer sur le rendement des panneaux PV. Parmi ceux ci, on peut citer:

- inclinaison du panneau : en fonction de divers angles d'inclinaison compris entre l'horizontale (0 degré) et la verticale (90 degrés), le rendement de puissance est maximum lorsque le panneau est tourné vers le ciel (soleil au Zénith) ; les rayons du soleil frappent perpendiculairement le panneau.
- influence d'un vitrage : le vitrage (souvent le double vitrage) arrête une partie du rayonnement UV du soleil qui transporte une fraction non négligeable de l'énergie. La perte de puissance est notable quand le capteur est placé derrière un vitrage.
- influence de l'ombre : toutes les cellules sont en série, il suffit qu'une seule cellule sur 36 (3% de la surface) soit placée dans l'ombre pour que la baisse de puissance soit considérable.

Le rendement et le transfert de puissance sont aussi fortement altérés par les conditions météorologiques (température, intensité d'éclairement, vitesse du vent) et la nature de la charge à la sortie de générateur PV. Dans [125], nous avons monté dans le cas du panneau SP75 [144]: lorsque la température augmente de 25 °C à 60 °C le rendement du panneau chute de 20%.

III.4. Schéma électriques et fonctionnement des panneaux PV

III.4.1. Symbolisation des panneaux PV

La conception et l'optimisation des systèmes photovoltaïques (PV) [126,130,133] nécessitent l'utilisation des simulateurs électroniques performants pour implanter chaque bloc du système PV et en particulier le module PV. Dans notre cadre, le logiciel Orcad-Pscipe peut répondre largement à notre besoin en matière de simulations électriques [126,127]. Les avantages principaux de ce logiciel sont sa disponibilité d'un grand nombre de bibliothèques et leur extensibilité.

Actuellement, la simulation du fonctionnement électrique des systèmes PV pose des problèmes liés à l'implantation du schéma électrique du panneau photovoltaïque commercialisé. Sur les notices techniques données par le constructeur nous ne pouvons lire que les caractéristiques électriques des générateurs dans les CST. Pratiquement, aucun fondeur ne fournit les paramètres électriques d'une cellule PV tels que le courant de saturation, le coefficient d'idéalité,.... En plus, dans les librairies des logiciels de simulation, le panneau PV en tant que composant n'existe pas. Donc, dans les études de simulation, il faut le construire dans une librairie à partir d'une cellule PV élémentaire, lui associer un symbole et le déclarer pour qu'il soit appelé comme un composant ordinaire.

Dans des précédents travaux [127-129], nous avons décrit plusieurs techniques qui permettent d'intégrer les générateurs PV dans les librairies spéciales du logiciel Orcad-Pscipe. Par la technique dite de symbolisation, nous avons intégré quelques panneaux solaires actuellement commercialisés suivant l'organigramme de la figure 4-8. Les principales étapes de symbolisation d'un nouveau composant (dans notre cas ce sont les panneaux solaires) sont :

- création de la librairie '.Lib' : dite aussi librairie des modèles, où il est possible de saisir le modèle électrique du composant à intégrer. Sur une page schéma, nous avons fixé les paramètres électriques de la cellule PV (modèle électrique de la figure 4-3). La diode utilisée est une diode réelle qui tient compte des différents phénomènes complexes tels que le courant de diffusion et le phénomène de création et recombinaison. Dans la littérature [20], des auteurs modélisent la cellule PV en mettant deux diodes en parallèle au lieu d'une seule. Chaque diode prend en compte un seul phénomène de façon séparée. Ils supposent dans leur modélisation que si un phénomène se produit dans une diode alors il est absent dans l'autre et vis versa. Il en est de même du courant de saturation; les auteurs de la même référence [20] tiennent compte de la dépendance de ce courant avec la température. Fort heureusement, les fondeurs des modèles Pspice des composants tiennent compte de l'effet de la température sur les composants. Donc, une analyse en température pourrait être faite sans aucune contrainte. Au cours de cette symbolisation du panneau PV, nous tenons en compte, dans le schéma électrique des cellules PV, de la présence d'une diode dont le comportement en température est fixé par le logiciel.

- création de la librairie '.Olb' : c'est une librairie de symboles qui est automatiquement associée à la librairie 'Lib'. Le symbole de l'élément crée (panneau PV) sera logé dés lors dans cette bibliothèque.

Au cours de ce travail, nous avons symbolisé les panneaux commercialisés SP150, SR90, ST40, ST20 et SP75. Pour chaque panneau, nous avons analysé l'architecture du panneau (nombre de cellules, type de connexions etc…) et à partir des notices techniques fournies par les fondeurs, nous avons déterminé les paramètres (I_{CC}, R_{sr}, Rp) des cellules PV et les inséré dans les champs correspondants. Dans chaque cas, nous avons comparé les caractéristiques courant-tension et puissance-tension simulées à celles expérimentales fournies par les fondeurs.

Donc, pour un panneau donné, nous pouvons simuler ses caractéristiques électriques (courant-tension, puissance- tension) en appelant directement un panneau de la librairie d'Orcad-Pscipe et en indiquant ces paramètres électriques. Nous pouvons aussi effectuer ces simulations en fonction de la puissance de l'éclairement et de la température.

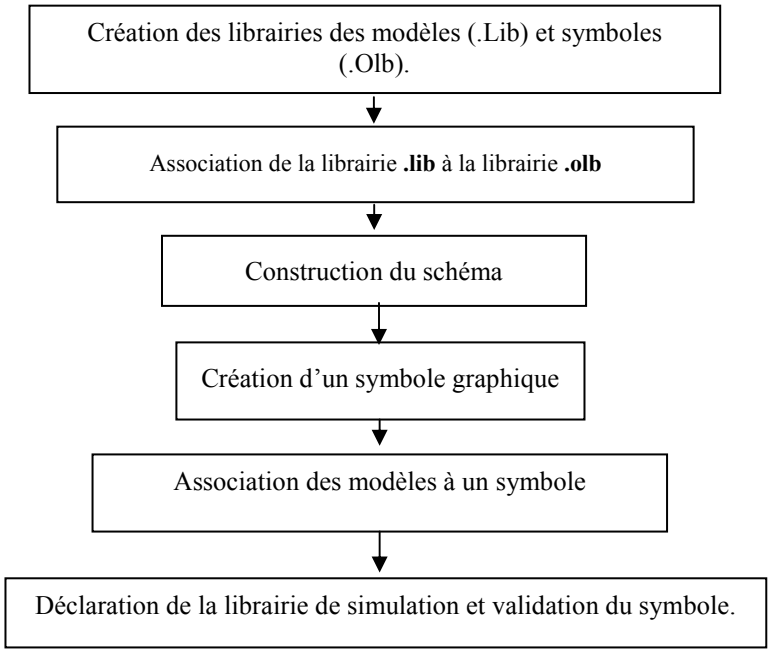


Figure 4-8 : Etapes d'intégration de nouvelles librairies (.Lib et .Olb) dans le simulateur Orcad-Pspice [129].

III.4.2. Symbolisation du panneau SP75

Dans ce paragraphe, nous analysons les caractéristiques électriques du panneau PV SP75 commercialisé de chez Shell Solar [144]. Ce panneau qui fera l'objet de notre réalisation expérimentale, est utilisé actuellement dans la majorité des domaines tels que : télécommunications, développement résidentiel et rural, toutes applications en sites isolés, dispensaires, hôpitaux, écoles en brousse, habitations, camping et caravaning. Il est utilisé aussi dans les domaines industriels: émetteurs radio, télésurveillance, alarmes, éclairage public ou publicitaire, pompage de l'eau, systèmes transportables ou mobiles, y compris la recharge des batteries d'ordinateurs portables, caméras vidéo et téléphonie [128,129]. Dans la suite, dans toutes nos simulations, nous utiliserons ce panneau SP75.

III.4.2.1. Architecture du panneau SP75

Le module SP75 est un panneau solaire en silicium monocristallin. Il est constitué de 36 cellules solaires connectées en série (figure 4-9) [144]. La surface de chaque cellule solaire est de l'ordre de 125mm*125mm. Les dimensions de ce module sont : 120 cm x 52.7 cm. Le SP75 peut produire une puissance de 75 Watts à 17 volts en CST. Actuellement, la durée de vie de ce module est de l'ordre d'une vingtaine d'années.

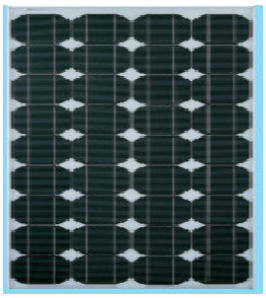
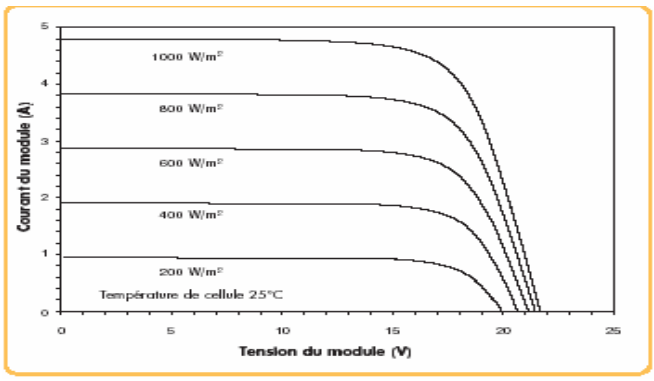
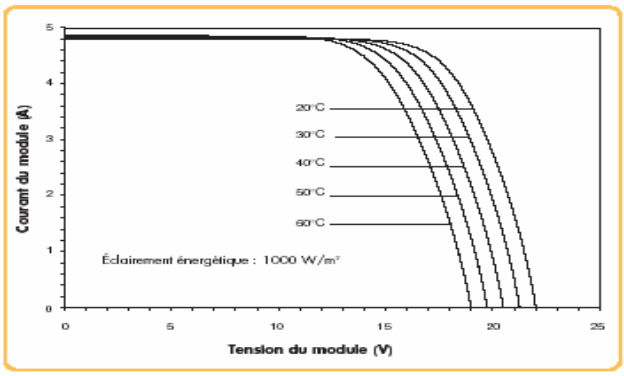


Figure 4-9: Panneau solaire SP75 [144].

Sur la figure 4-10 nous avons représenté les caractéristiques courant–tension typiques du module solaire, fournies par le fondeur, à différents niveaux d'éclairement (figure 4-10 A) et à diverses températures (figure 4-10 B) de cellule.

A partir de ces caractéristiques et celles puissance – tension (voir paragraphe II.4.2.2.), nous pouvons déduire les caractéristiques électriques du module dans les CST (Table 4-1). Il apparaît donc que le panneau SP75 peut délivrer dans les CST une puissance de 75 W, un courant de 4.41A sous une tension optimale de 17V.





A **B**

Figure 4-10 : Caractéristiques I-V du panneau SP75 [144] :
A) en fonction de l'éclairement pour une température de 25 °C,
B) en fonction de la température pour un éclairement de 1 000 W/m².

Puissance maximale *Pmax*	75 W
Tension maximale optimale V_{opt}	17 V
Courant maximal optimal *Iopt*	4.4 1A
Tension de circuit ouvert *Vco*	21.7 V
Courant de court-circuit I_{CC}	4.8 A

Table 4-1 : Caractéristiques électriques du panneau SP75 dans les conditions 'CST'.

III.4.2.2. Symbolisation électrique du panneau SP75

Nous avons symbolisé une cellule élémentaire, une colonne PV puis un panneau PV pour chaque panneau commercialisé [127-129]. Sur la figure 4-11, nous avons représenté le symbole typique du panneau SP75 tel qu'il existe dans la librairie ainsi créée. Pour modéliser le module SP75, constitué de 36 cellules en série, nous avons fixé les paramètres électriques d'une cellule PV suivants :

- courant I_{CC} donné, en fonction de l'éclairement (Le (W/m²)), suivant l'équation :

$$I_{CC}(A) = 0.00481 * Le - 0.0125$$

- résistance série $R_{Sr} = 12\ m\Omega$,
- résistance parallèle $Rp = 1M\Omega$.
- modèle-pspice de la diode D (I_s=100pA, R_S=3m, N=1, Eg=1.11, C_{jo}=302.5p, V_j=.50).

Où :

I_s : courant de saturation à 25°C, R_S : résistance série de la jonction,

N : facteur d'idéalité, E_g : énergie de la bande interdite, C_{jo} : capacité de jonction en haute fréquence, V_j : potentiel seuil de la jonction.

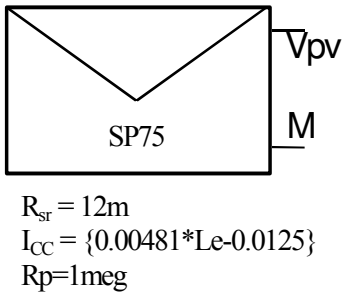


Figure 4-11 : Symbolisation d'un panneau PV dans la librairie d'Orcad-Pscipe [127,4.8].

Sur la figure 4-12 nous avons simulé les caractéristiques *Ipv(Vpv)* et *Ppv(Vpv)*, du panneau SP75 ainsi symbolisé, en fonction de l'intensité de l'éclairement pour une température de 25 °C. En comparant avec les caractéristiques données par le constructeur (figure 4-10-B) nous déduisons un très bon accord entre les caractéristiques réelles (expérimentales) et celles déduites par simulation du panneau symbolisé dans l'environnement Orcad-Pscipe.

Sur la figure 4-13 nous avons simulé les caractéristiques *Ipv(Vpv)* et *Ppv(Vpv)* en fonction de la température pour un éclairement de 1000 W/m^2. Comme précédemment, nous déduisons un très bon accord entre ces caractéristiques et celles données par le constructeur (figure 4-10-B).

En conclusion, le panneau SP75 symbolisé dans l'environnement Orcad Pspice, peut être utilisé pour analyser le fonctionnement électrique des systèmes PV en fonction des variations météorologiques et de la charge.

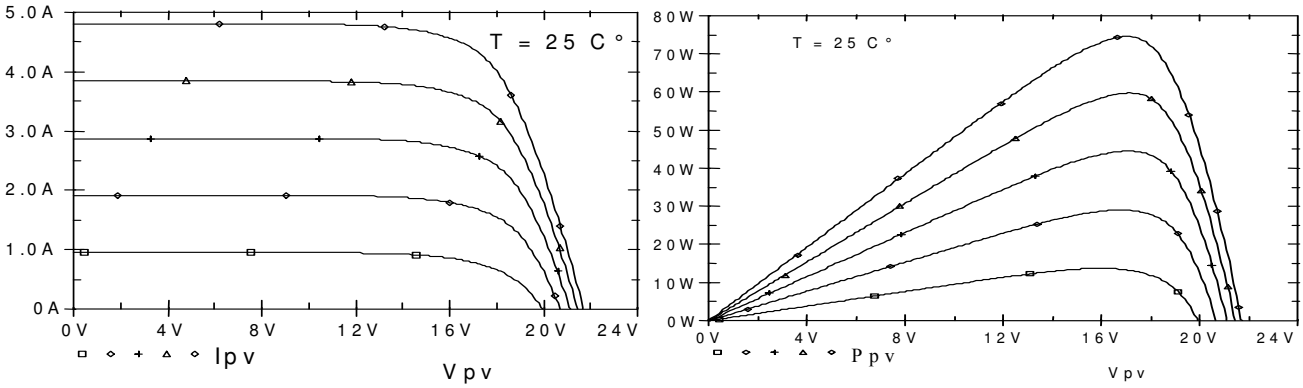


Figure 4-12 :Simulations, dans l'environnement Orcad-Pspice, des caractéristiques Ipv(Vpv) et Ppv(Vpv) du panneau SP75 pour plusieurs éclairement à la température T = 25C°.
Eclairement en W/m^2, (□): 200, (◊): 400, (+) : 600, (Δ) : 800, (o) :1000.

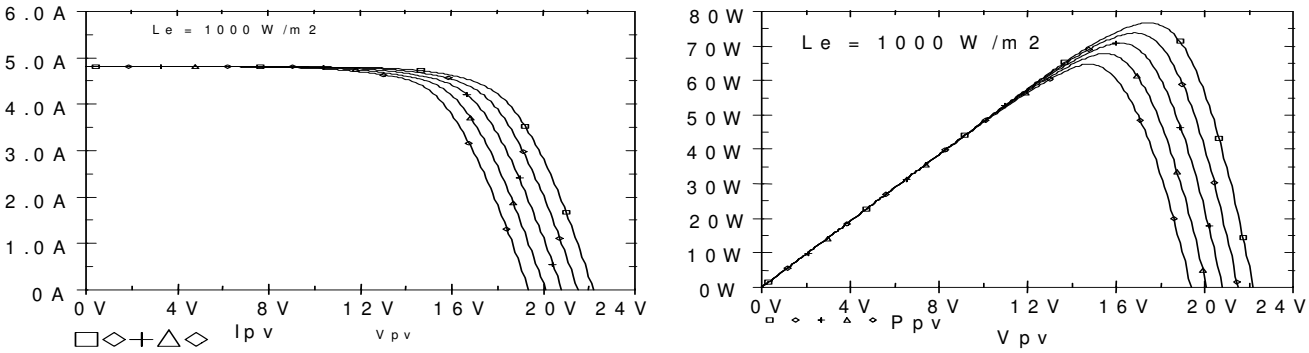


Figure 4-13 : Simulations, dans l'environnement Orcad-Pspice, des caractéristiques Ipv-Vpv et Ppv-Vpv du panneau SP75 pour différentes températures pour un éclairement de 1 000 W/m^2.
Température en °C, (□): 20,(◊) : 30, (+) : 40, (Δ) : 50, (o) :60.

III.4.2.3. Simulation de l'influence de la charge sur les grandeurs électriques

Dans le cas où le panneau SP75 alimente une charge résistive (R_S), nous avons simulé à la température ambiante et pour plusieurs éclairements, l'influence de la résistance R_S sur le courant *Ipv* (figure 4-14-A), la tension *Vpv* (figure 4-14-B) et la puissance *Ppv* (figure 4-14-C) fournis par ce panneau. Il apparaît que le module PV ne fournit le maximum de puissance que pour une charge bien déterminée qui est égale à la résistance interne optimale du générateur PV à un éclairement donné. Donc, pour une charge et éclairement donnés, l'adaptation des générateurs PV à la charge s'avère nécessaire pour exploiter le maximum de puissance que le générateur PV pourrait fournir. Ceci est réalisé par le biais des quadripôles d'adaptation tels que : les convertisseurs d'énergie de type Hacheur [130,133].

Dans la suite, nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice, ce problème d'adaptation qui est actuellement le deuxième problème majeur des systèmes photovoltaïques.

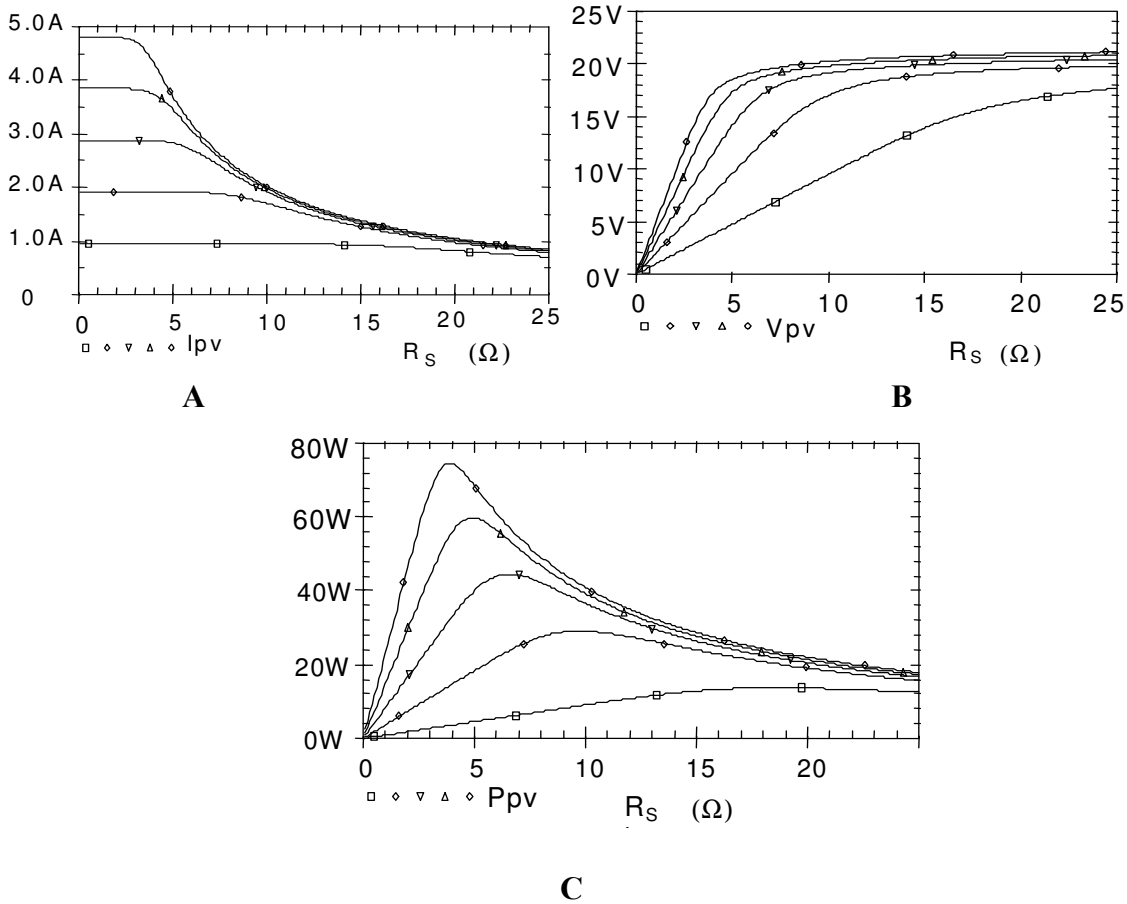


Figure 4-14 : Simulation des caractéristiques électriques du panneau solaire SP75 de chez Shell solar,[144] pour différents niveaux d'éclairement en W/m², (□) : 200), (◊) : 400, (∇): 600, (Δ): 800, (o) :1000

A) Courant en fonction de la charge,

B) Tension en fonction de la charge,

C) Puissance en fonction de la charge.

IV. Fonctionnement des panneaux PV dans les conditions optimales

De point de vue source d'énergie, pour un générateur photovoltaïque, la production de puissance varie fortement en fonction de l'éclairement, de la température et de la nature de la charge connectée. Chaque charge a son propre comportement. En outre, souvent, la variation du comportement de la charge varie brutalement en fonction de la consommation des utilisateurs. En conséquence, les performances des générateurs PV se dégradent [125]. Dans ces conditions, pour que le générateur PV fournisse sa puissance maximale et fonctionne à un rendement élevé, une adaptation du générateur à la charge est nécessaire.

IV.1. Point de puissance maximale

L'installation la plus simple que l'on puisse concevoir se compose d'un champ photovoltaïque, formé d'un ou plusieurs modules connectés en série ou en parallèle, et d'une charge (charge en continu ou batterie) qui utilise directement l'énergie produite [125] (figure 4-15). Cette installation ne fournit un effet utile que pendant les périodes ensoleillées et pour des températures bien définies. Le courant fourni à la charge dépend fortement de l'intensité de l'éclairement pour une température donnée et de la nature de la charge [87,88,125].

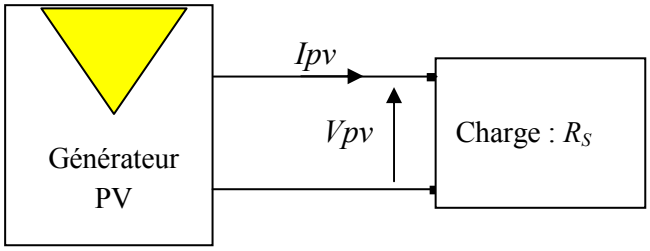


Figure 4-15 : Installation photovoltaïque rudimentaire.

Sur le schéma de la figure 4 -16 sont représentées, pour un éclairement et température donnés, les caractéristiques courant-tension et puissance-tension du générateur PV connecté à la charge résistive R_S. Il apparaît que :

- le générateur PV fonctionne à sa puissance maximale (*Pmax*) lorsque :

$$Vpv = V_{opt}\,,\ Ipv = I_{opt}\,,\ R_S = R_{opt} = \frac{V_{opt}}{I_{opt}}\,, \qquad \textbf{(4.13)}$$

$$Ppv = Vpv * Ipv = P\,max = V_{opt} * I_{opt} \qquad \textbf{(4.14)}$$

  Pour un éclairement donné, la condition optimale de fonctionnement des générateurs PV est alors caractérisée par une tension V_{opt} et un courant I_{opt}. Le produit V_{opt} par I_{opt} constitue ainsi le maximum de puissance qu'on peut extraire du module PV. Ce point (V_{opt}, I_{opt}) est appelé point de puissance maximale (PPM) (ou MPP : Maximum Power Point en Anglais) du générateur PV pour une température et un éclairement donnés. Il est caractérisé par une résistance interne optimale R_{opt} du générateur PV.

- les points P_1, P_2 et PPM sont les points de fonctionnement du système de la figure 4-15 dans les conditions suivantes : $R_S < R_{opt}$, $R_S = R_{opt}$ et $R_S > R_{opt}$,

- lorsque la valeur de la charge est supérieure ou inférieure à celle correspondant aux conditions optimales (R_{opt}) la puissance fournie par le générateur est inférieure à celle optimale (*Pmax*).

Donc, dans le cas d'une charge purement résistive, le point PPM correspond à une résistance optimale R_{opt} qu'il faut connecter au module, pour un éclairement bien déterminé [20,21,130,132].

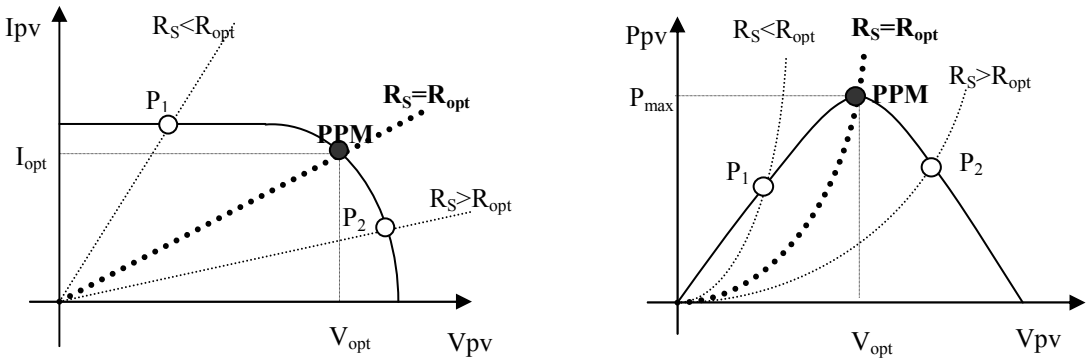


Figure 4-16 : Caractéristiques courant-tension et puissance-tension du système de la figure 4-15 dans les trois cas: $R_S < R_{opt}$, $R_S = R_{opt}$, $R_S > R_{opt}$
(——) : Caractéristique du générateur PV, (.....) : caractéristique de la charge résistive.

L'installation présentée sur la figure 4-15 est rudimentaire; elle ne conduit pas à une utilisation optimale du module photovoltaïque [125,130]. Le niveau de tension et de courant qui s'établissent spontanément sur la liaison électrique n'est pas forcément celui qui convient le mieux aux conditions optimales durant toutes les conditions d'utilisation (niveau d'ensoleillement, température ambiante, vitesse du vent…). En outre, la charge qui se présente n'est pas forcément une charge qui satisfait la relation $R_{opt} = \frac{V_{opt}}{I_{opt}}$ (condition d'adaptation). Compte tenu du nombre de paramètres mis en jeu, le raccordement obtenu n'est jamais parfait.

Il est à noter que dans le cas d'un champ de panneaux de M_p panneaux en série et N_p colonnes de panneaux parallèles, la résistance interne optimale R_{opt}^{ch} du champ de panneaux s'écrit en fonction de la résistance R_{opt} d'un panneau suivant l'expression :

$$R_{opt}^{ch} = \frac{M}{N} R_{opt} \qquad \textbf{(1.15)}$$

En résumé, l'adaptation continu-continu du panneau à la charge doit être effectuée dans le but d'alimenter une charge à courant continu mal adaptée [130]. Ce type d'adaptation repose sur l'utilisation de structures de type hacheurs analogues à celles utilisées dans les alimentations à découpage [130]. Il s'agit là de convertir, selon la valeur de la charge, une tension continue en une tension continue. Cette conversion est nécessaire pour permettre une utilisation optimale du générateur PV. Ainsi, cette adaptation, qui est assurée par la variation du rapport cyclique du signal commandant l'interrupteur du convertisseur [20,21,130,131], joue deux rôles :

- elle ajuste la tension au niveau souhaité,
- elle permet de chercher le point de fonctionnement optimal.

Dans le paragraphe V, nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice, en fonction de la température et de l'éclairement l'adaptation du panneau SP75 à une charge par des quadripôles d'adaptation [126,133]. Dans notre cas, le quadripôle d'adaptation est un convertisseur d'énergie DC-DC (Hacheur) de type dévolteur (buck) et survolteur (boost) [131].

IV-2- Fonctionnement du panneau solaire SP75 dans les conditions optimales

Nous avons intégré le panneau solaire SP75 dans la librairie du simulateur Orcad-Pspice [127-129], puis relevé les caractéristiques courant-tension et puissance-tension de ce panneau en fonction de la température et de l'éclairement. A partir des caractéristiques obtenues nous avons déduit les valeurs correspondant au point de puissance maximale (PPM) : I_{opt}, V_{opt}, *Pmax* et R_{opt}. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 4-17 à 4-20. Il apparaît que :

- le courant I_{opt} est très sensible à l'éclairement : lorsque l'éclairement varie de 100 W/m^2 le courant I_{opt} varie de 11%.
- la tension V_{opt} varie très peut avec l'éclairement et diminue légèrement avec la température. Pour un éclairement de 1000 W/m^2 et autour de la température ambiante (25°C) : lorsque la température varie de 10 °C, la tension V_{opt} varie de 3.5%. Ces résultats montrent que la tension V_{opt} varie assez peu au cours de la journée. Aussi, on considère en première approximation que le fonctionnement optimal du générateur PV correspond sensiblement à un fonctionnement à tension optimale constante.
- la puissance maximale *Pmax* est très sensible à l'éclairement : lorsque l'éclairement diminue de 100 W/m^2, la puissance *Pmax* diminue de 10%. Par contre, cette puissance maximale (*Pmax*) diminue légèrement avec la température en particulier pour les forts éclairements. Lorsque la température augmente de 10°C autour de la température ambiante et pour un éclairement de 1000 W/m^2 la puissance Pmax diminue de 4%.
- la résistance R_{opt} est très sensible à l'éclairement en particulier pour les faibles éclairements. A température ambiante et autour d'un éclairement de *300 W/m^2* (*800 W/m^2*) lorsque l'éclairement augmente de 100 W/m^2 la résistance R_{opt} diminue de 17.5% (11.6%). Par contre, la température influe très peu sur cette résistance. Pour un éclairement de *1000 W/m^2* et autour

de la température ambiante : lorsque la température augmente de 10 °C, la résistance R_{opt} diminue de 3.3%.

Dans le cas de notre module SP75, la résistance optimale à sa sortie varie de 23Ω à 3.85Ω lorsque l'éclairement varie de 200 W/m^2 à 1000 W/m^2. Donc, pour une connexion directe entre le panneau et la charge, il faut s'assurer que la valeur de la charge soit comprise entre 23Ω et 3.85Ω pour faire fonctionner le panneau dans les conditions optimales. Ceci ne correspond pratiquement à aucune application puisque la charge est toujours imposée.

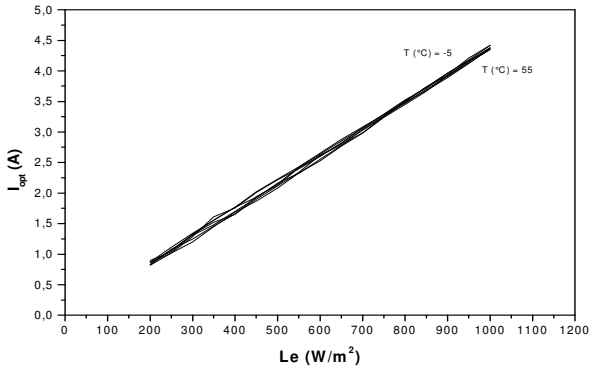


Figure 4-17 : Influence de l'éclairement et la température sur le courant I_{opt} du module SP75 [130].

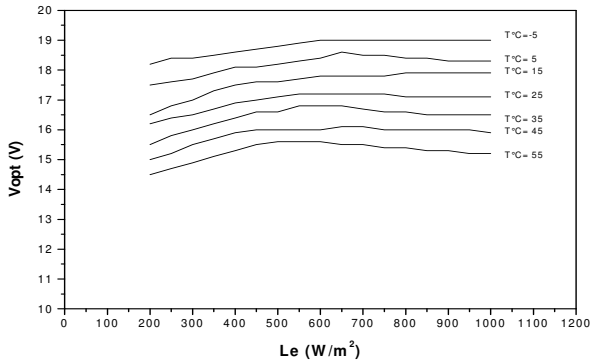


Figure 4-18 : Influence de l'éclairement et la température sur la tension V_{opt} du module SP75 [130]

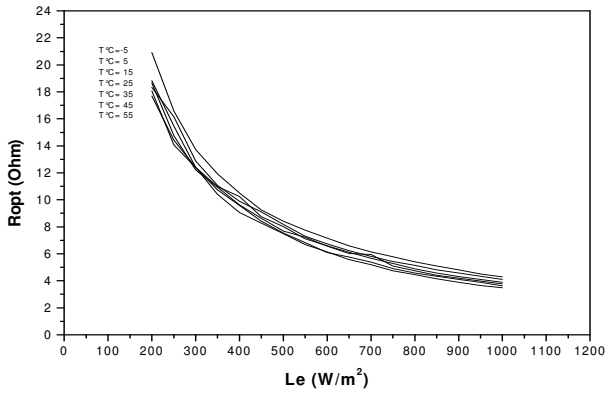


Figure 4-19: Influence de l'éclairement et la température sur la résistance optimale du module SP75 [130].

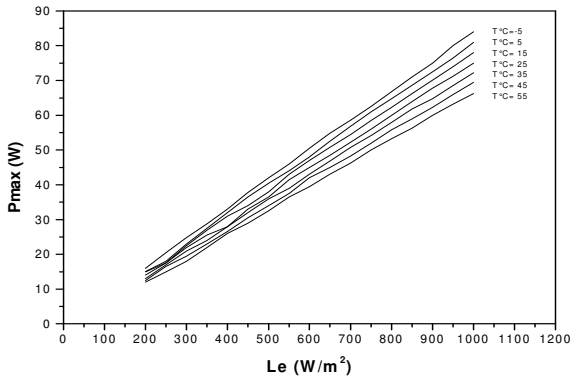


Figure 4-20 : Influence de l'éclairement et la température sur la puissance optimale du module SP75 [130].

V- Adaptation des générateurs PV : système PV

Le raccordement d'un générateur PV à une charge quelconque nécessite l'adaptation de ce générateur PV pour qu'il fonctionne, à une température et un éclairement donnés, à sa puissance maximale [130] et par conséquent à un rendement élevé. Ceci est réalisé en intercalant entre le générateur PV et la charge un quadripôle d'adaptation [130,131,133] qui est un convertisseur d'énergie DC-DC 'Hacheur' pour des applications en régime continu. L'adaptation a lieu en variant le rapport cyclique de la commande de l'interrupteur du convertisseur [130].

Dans la suite, nous analysons la structure et le fonctionnement électrique de ces convertisseurs d'énergie.

V.1. Schéma synoptique du système PV adapté

Sur la figure 4-21 est représenté le schéma synoptique de l'adaptation DC-DC du générateur PV [130,131,133] à une charge résistive. L'ensemble est constitué :

- d'un générateur PV. Dans notre cas c'est le générateur SP75 déjà symbolisé dans la librairie d'Orcad Pspice.
- d'un quadripôle constitué d'un convertisseur d'énergie de type dévolteur (buck) pour des applications 12V à 14V et survolteur (boost) pour des applications nécessitant des tensions supérieures à 17V [17,21,131]. Ce convertisseur d'énergie se compose des condensateurs, des inductances, et des interrupteurs. Tous ces dispositifs idéalement ne consomment aucune puissance, qui est la raison des hauts rendements de ces convertisseurs. L'interrupteur est réalisé par un dispositif à semiconducteur en commutation. On utilise habituellement un transistor MOSFET de faible temps de commutation pour minimiser les pertes de puissance [145].
- d'une commande du convertisseur générant un signal carré, de fréquence bien déterminée et de rapport cyclique α variable, permettant la commande de l'interrupteur du convertisseur. Ce signal de commande est issu d'un circuit qui est, en général, une commande de type ''MPTT'' (Maximum Power Point Tracking) [17,20,21] dont le rôle essentiel est de poursuivre le point de puissance maximale (PPM) du générateur PV quelles que soient les conditions météorologiques et les variations de la charge. Sa conception et son fonctionnement seront présentés dans le chapitre V.

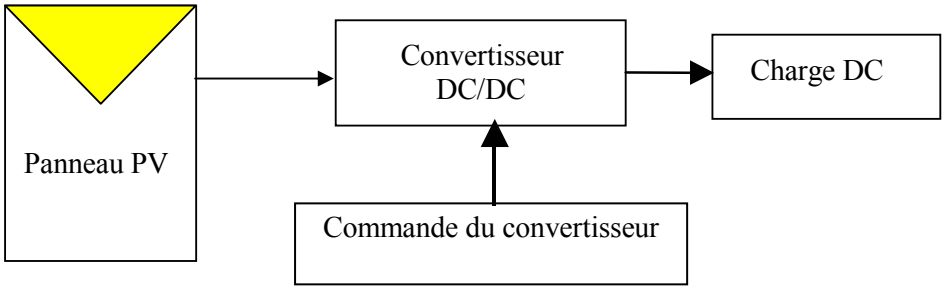


Figure 4-21 : Schéma synoptique du système PV adapté par le convertisseur DC-DC (hacheur).

V.2. Structure des convertisseurs d'énergie Buck et Boost

V.2.1. Structure du convertisseur Boost

Sur la figue 4-22 nous avons représenté un système PV dont l'adaptation entre le générateur et la charge résistive R_S est réalisée par convertisseur DC-DC élévateur (boost). Dans ce système :

- l'inductances et les capacités (L, C_e, C_S), si elles sont savamment calculée [145-147] permettent essentiellement de filtrer le courant et de minimiser le taux d'ondulation de la tension à l'entrée et à la sortie des convertisseurs [17,21]. La résistance R_L en série avec l'inductance représente la résistance du conducteur de bobinage et dépend du nombre de spires. En outre, le transfert d'énergie de l'entrée vers la sortie, se fait par l'intermédiaire de l'inductance L (ou d'un transformateur) qui stocke l'énergie ($\frac{LI_{pv}^2}{2}$) sous forme magnétique puis la restitue au rythme du découpage (signal de commande). Le réglage de la tension de sortie se fait par action sur le temps de conduction de l'interrupteur (rapport cyclique).
- l'interrupteur du convertisseur est un transistor MOSFET de puissance IRF540. Nous avons choisi de tel transistor puisqu'il présente des performances satisfaisantes [21,145,148] : faibles pertes de puissance par commutation et présentation d'une résistance R_{DSon} très faible. Son dimensionnement sera détaillé dans la suite en fonction du courant I_{dmax} crête susceptible de le traverser et de la tension drain - source V_{DSmax} à supporter.
- la diode D1 est une diode 'roue libre'. Elle permet d'évacuer l'énergie stockée dans la self pendant le blocage de l'interrupteur. Nous préférerons une diode Schottky [21,147] de

puissance dont la chute de tension à l'état passant est faible pour minimiser les pertes en conduction. Son choix se fait en fonction du courant I_d moyen, du courant I_{dmax} crête susceptible de la traverser et de la tension inverse V_R à supporter.

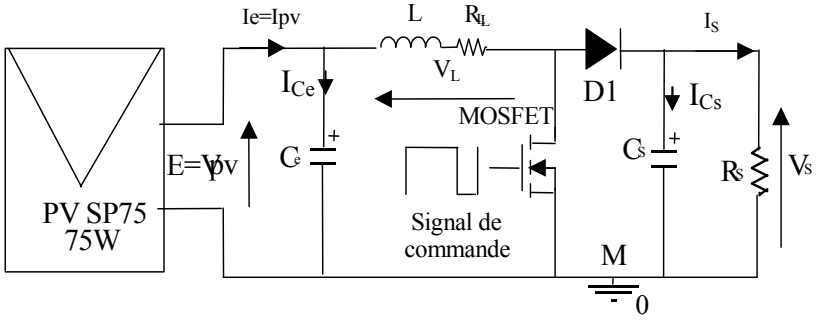


Figure 4-22 : Système PV formé par un générateur PV (SP75), convertisseur d'énergie 'survolteur' et une charge résistive R_S.

V.2.2. Structure du convertisseur Buck

Le système PV adapté par le convertisseur DC-DC de type abaisseur (buck) est représenté sur la figure 4-23. Le rôle des éléments réactifs (L, C_e, C_S), des interrupteurs (transistor MOSFET et diode de roue libre) et la résistance R_L est le même comme dans le cas du convertisseur boost. En général, ce type de système PV correspond à toutes les applications 12 volts et très particulièrement au chargement d'une batterie [149].

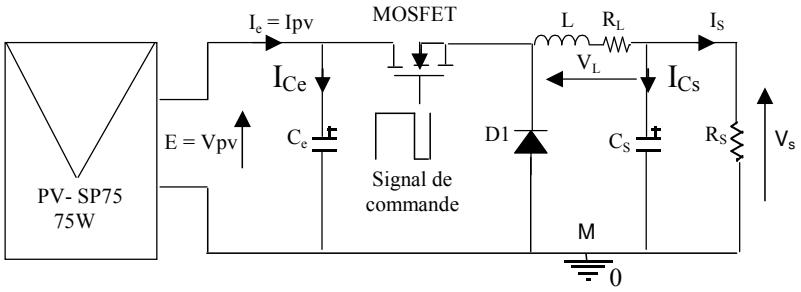


Figure 4-23 : Système PV formé par un générateur PV (SP75), convertisseur d'énergie 'dévolteur' et une charge résistive R_S.

V.3. Principe et régimes de fonctionnement des convertisseurs d'énergie

Les convertisseurs d'énergie DC-DC peuvent fonctionner en trois modes : régime continu, régime discontinu (interrompu) et critique. Il est alors nécessaire de dimensionner certains composants du convertisseur pour ne pas faire fonctionner ce dernier en monde interrompu.

Dans [131,132], nous avons analysé les différents courants et tensions à l'entrée et à la sortie des convertisseurs buck et boost ainsi que les différents régimes de fonctionnement des convertisseurs. Dans la suite, nous mentionnons l'essentiel de ces analyses : différents régimes, tension V_S (courant I_S) de sortie du convertisseur en fonction de la tension Vpv (courant Ipv) à l'entrée de convertisseur.

V.3.1. Convertisseur Boost

V.3.1.1. Régime continu

V.3.1.1.1. Définition

Le régime de fonctionnement est appelé continu lorsque le courant dans l'inductance n'a pas le temps de s'annuler. Dans ce mode de fonctionnement, nous avons représenté sur la figure 4-24, en présence des condensateurs C_e et C_S, la forme du signal de commande, de la tension de sortie $V_S(t)$, du courant dans l'inductance $I_L(t)$, du courant drain $I_D(t)$ dans le transistor et la tension aux bornes de l'inductance.

Au cours du fonctionnement, la tension moyenne V_{Lmoy} aux bornes de l'inductance doit être nulle [142,146,147,151] ; nous pouvons donc écrire d'après la loi des aires (figure 4-24):

$$\alpha T Vpv = (1-\alpha)T(V_S - Vpv) \qquad \textbf{(4.16)}$$

À partir de cette dernière relation, nous déduisons :

$$V_S = \frac{Vpv}{1-\alpha} \qquad \textbf{(4.17)}$$

Cette équation montre que la tension V_S est fonction du rapport cyclique α et supérieure à celle d'entrée *Vpv*. Si nous admettons que la puissance échangée entre le générateur et la charge se conserve, nous pouvons écrire :

$$VpvIpv = V_S I_S \qquad \textbf{(4.18)}$$

En tenant compte de l'équation ***(4.17)*** et ***(4.18)***, nous déduisons la relation entre le courant de sortie et celui d'entrée :

$$I_S = (1-\alpha)Ipv \qquad \textbf{(4.19)}$$

Cette dernière équation montre que le courant de sortie I_S est fonction du rapport cyclique et il est inférieur à celui d'entrée *Ipv*.

Notons que dans une installation PV, on rajoute les condensateurs C_e et C_S (figure 4-22) pour que la tension de sortie V_S (relation *4.17*) et le courant I_S (relation *(4.19)*) se maintiennent à des valeurs constantes (avec une ondulation acceptable) même pendant la fermeture de l'interrupteur MOSFET. Aussi, nous dimensionnons les composants du convertisseur pour que les tensions et courants à l'entrée et à la sortie présentent des faibles ondulations lors du passage de l'interrupteur de la fermeture à l'ouverture (et inversement).

En posant $Y = \frac{Vs}{Vpv}$ et à partir de la relation ***(4.17)***, nous déduisons :

$$Y = \frac{1}{1-\alpha} \qquad \textbf{(4.20)}$$

L'expression ***(4.20)*** montre donc que ce rapport Y est constant pour un α donné : c'est le régime continu.

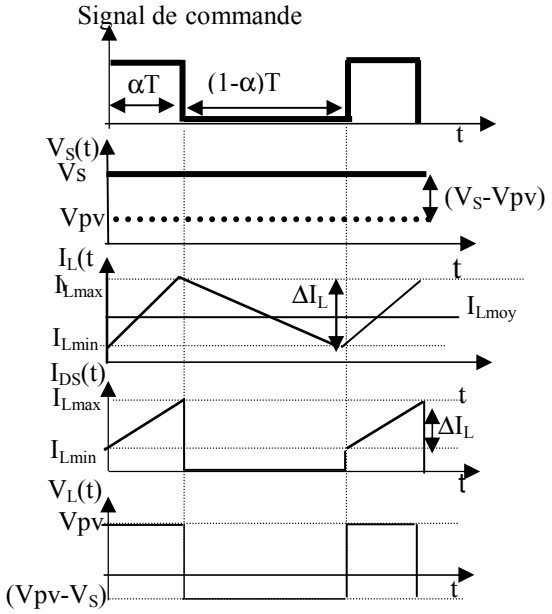


Figure 4-24 : Signal de commande et forme d'onde des différentes grandeurs électriques instantanées dans le convertisseur élévateur en mode de conduction continue en présence des condensateurs C_e et C_S..

V.3.1.1.2. Ondulation à la sortie

Lorsqu'on filtre à la sortie par le condensateur C_S, la tension de sortie présente des ondulations. Dans ce paragraphe nous déduisons l'ondulation ΔV_S de cette tension en régime continu :

Pendant la fermeture du transistor ($0<t<\alpha T$) on peut écrire :

$$V_L = Vpv = L\frac{dI_L}{dt} \qquad \textbf{(4.21)}$$

Ou encore :

$$Vpv = L\frac{\Delta I_L}{\alpha T} \qquad \textbf{(4.22)}$$

L'expression de l'ondulation du courant ΔI_L dans l'inductance est alors :

$$\Delta I_L = \alpha\frac{Vpv}{Lf} \qquad \textbf{(4.23)}$$

Les formes de courant dans l'inductance I_L, dans la diode I_D et de sortie I_S sont représentées sur la figure 4-25. L'ondulation de tension se déduit de l'équation différentielle régissant la tension de sortie V_S et le courant dans le condensateur I_S.

$$Vs = \frac{1}{C_S}\int I_{CS}dt + Vs_0 = \frac{1}{C_S}\int (I_D - I_S)dt + Vs_0 \qquad \textbf{(4.24)}$$

où :

I_D : courant dans la diode,

I_{CS} : courant dans le condensateur de sortie C_S,

Vs_0 : tension de sortie déterminée à un instant donné.

Pendant la fermeture de l'interrupteur, le condensateur C_S se décharge à travers la charge R_S (la diode étant bloquée). Puisque la fréquence du signal de commande est importante, la phase de décharge du condensateur est rapide et le courant I_{CS} (ou I_S) est pratiquement constant.

Donc, à partir de la relation ***(4.24)***, nous déduisons :

$$Vs(t) = \frac{1}{Cs}\int(-Is)dt + V_{S0} \qquad \textbf{(4.25)}$$

Ou encore,

$$V_S(t) = -\frac{I_S}{C_S}\alpha t + V_{S0} \qquad \textbf{(4.26)}$$

Puisque la variation de V_S est linéaire, nous pouvons déduire l'expression de l'ondulation ΔV_S sous la forme :

$$\Delta V_S = \left|VS(t = \alpha T) - V_{S0}\right| = \frac{I_S}{C_S}\alpha T = \frac{I_S}{C_S}\frac{\alpha}{f} \qquad \textbf{(4.27)}$$

Nous remarquons que la tension de sortie (relation (***4.24)***) est linéaire lorsque le transistor est fermé (I_D est nul) et parabolique pendant l'ouverture du transistor (figure 4-25). Il apparaît donc une ondulation de la tension de sortie autour de la tension moyenne donnée par l'équation ***(4.17)***.

Nous pouvons alors déduire la valeur du condensateur C_S de sortie pour une ondulation fixée.

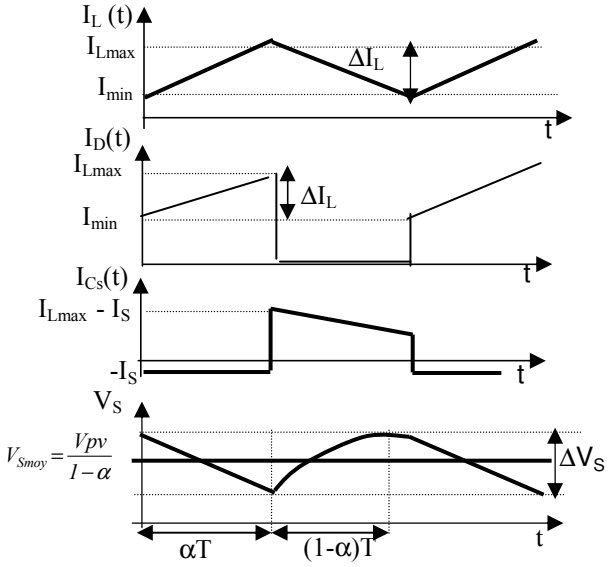


Figure 4-25: Formes de courant dans l'inductance, dans la diode I_D, en sortie I_S et forme de l'ondulation de la tension de sortie.

V.3.1.1.3. Ondulation à l'entrée

Le courant dans l'inductance peut être décomposé en courant continu I_{Lmoy} égal au courant d'entrée *Ipv* superposé à un courant alternatif I_{Lalt} (triangulaire) :

$$I_L = I_{Lmoy} + I_{Lalt} = Ipv + I_{Lalt} \qquad \textbf{(4.28)}$$

Les auteurs des références [146,147,151] ont analysé l'ondulation à l'entrée en considérant que le courant délivré par le générateur est quasiment constant (générateur de courant). Or, dans notre cas, cette hypothèse n'est pas tout à fait rigoureuse puisque le générateur PV n'est pas un générateur linéaire. Le courant *Ipv* peut subir des ondulations suite aux fluctuations de la tension *Vpv*. Ces ondulations du courant *Ipv* dépendent du taux d'ondulation de la tension *Vpv* et peuvent être minimisées si nous faisons un bon choix du condensateur C_e. Dans le cadre de nos simulations dans l'environnement Orcad-Pspice, nous avons vérifié que le courant *Ipv* est pratiquement constant. Le courant circulant dans le condensateur C_e est alors donné par :

$$I_{Ce} = Ipv - I_L \qquad \textbf{(4.29)}$$

En tenant compte de la relation ***(4.28)*** nous pouvons écrire :

$$I_{Ce} = -I_{Lalt} \qquad \textbf{(4.30)}$$

Sur la figure 4-26 nous avons représenté la forme du courant dans l'inductance et à partir de la relation ***(4.30)*** nous avons déduit la forme du courant dans le condensateur. L'ondulation de tension se déduit de l'équation différentielle régissant la tension et le courant dans le condensateur. Nous pouvons écrire :

$$Vpv = \frac{1}{C_e}\int I_{Ce}dt + Vpv_0 = \frac{-1}{C_e}\int I_{Lalt}dt + Vpv_0 \qquad \textbf{(4.31)}$$

où :

Vpv_0 : tension à l'entrée à un instant donné

L'intégration sur une demi-période (figure 4-26) de l'équation (***4.31***), nous permet d'évaluer l'ondulation *ΔVpv* de la tension d'entrée. Cette intégrale est égale à l'aire du triangle hachuré :

$$\Delta Vpv = \frac{1}{Ce}\left(\frac{1}{2}\frac{T}{2}\frac{\Delta I_L}{2}\right) \qquad \textbf{(4.32)}$$

En tenant compte des expressions de l'ondulation ΔI_L du courant (relation (***4.23***)), l'expression de l'ondulation de la tension d'entrée peut se mettre sous l'expression :

$$\Delta Vpv = \frac{\alpha Vpv}{8LC_e f^2} \qquad \textbf{(4.33)}$$

A partir de cette expression, nous pouvons déterminer la valeur du condensateur d'entrée pour une ondulation fixée.

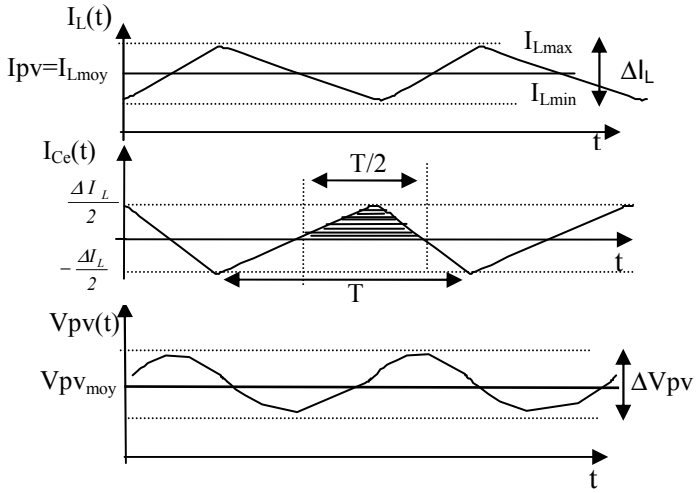


Figure 4-26 : Forme du courant dans l'inductance, dans le condensateur d'entrée C_e et forme de l'ondulation de la tension d'entrée Vpv.

V.3.1.1.4. condition d'adaptation

A partir des équations (***4.17)*** et ***(4.18)*** nous pouvons déduire en régime continu la résistance à la sortie du panneau PV *(R_{pv})* en fonction de α et R_S:

$$Rpv = \frac{Vpv}{Ipv} = (1-\alpha)^2 R_S \qquad \textbf{(4.34)}$$

ou encore,

$$R_S = \frac{Rpv}{(1-\alpha)^2} \qquad \textbf{(4.35)}$$

A partir de cette expression nous pouvons déduire l'expression du rapport cyclique α en fonction des résistance *Rpv* et R_S :

$$\alpha = 1 - \sqrt{\frac{R_{pv}}{R_S}} \qquad \textbf{(4.36)}$$

Puisque le rapport cyclique α est inférieur à 1 ($\alpha < 1$), l'expression ***(4.36)*** montre que le convertisseur (figure 4-23) ne joue le rôle d'un élévateur que si la charge R_S remplit la condition suivante :

$$R_S > Rpv \qquad \textbf{(4.37)}$$

Dans le cas du panneau SP75, lorsque l'éclairement varie de 200 à 1000 W/m^2 (figure 4-19) à une température 25°C , la résistance optimale *Rpv* du panneau varie de 23 Ω à 3.85Ω. Donc, la charge R_S doit être supérieure à 23 Ω (3. 85Ω) pour un éclairement de 200 W/m^2 (1000 W/m^2).

Compte tenu des l'équations ***(4.35) et (4.36)***, nous pouvons déduire que l'adaptation entre le générateur PV et la charge a lieu en variant le rapport cyclique α.

Dans les conditions optimales et pour une charge R_S donnée, la résistance à la sortie du panneau ($Rpv=R_{opt}$) et le rapport cyclique ($\alpha=\alpha_{opt}$) obéissent donc à l'équation :

$$R_{opt} = (1-\alpha_{opt})^2 R_S \qquad \textbf{(4.38)}$$

ou encore :

$$\alpha_{opt} = 1 - \sqrt{\frac{R_{opt}}{R_S}} \qquad \textbf{(4.39)}$$

V.3.1.2. Régime discontinu

Le mode de fonctionnement du hacheur est appelé discontinu lorsque le courant dans l'inductance a le temps de s'annuler au cours d'une période à un temps t_2 inférieur à T ($t_2<T$) [146, 147,151]. Les différentes formes d'onde sont représentées sur la figure 4-27.

Comme précédemment, nous supposons que la puissance fournie par le panneau est quasiment transférée à la charge [142,147] sans aucune perte, puisque aucune énergie n'est dissipée dans les autres composants purement réactifs (nous négligeons les pertes par conduction et par commutation dans le transistor MOSFET et la diode ainsi que les pertes dans les résistances séries parasites).

Le courant débité par le panneau est aussi le courant moyen dans l'inductance. La conservation de la puissance et le courant moyen dans l'inductance, nous permettent de déduire :

$$I_{S\,moy} = \frac{Vpv}{V_S} I_{Lmoy} \qquad \textbf{(4.40)}$$

$$I_{Lmoy} = \frac{Vpv\alpha}{2V_S L} t_2 \qquad \textbf{(4.41)}$$

La tension V_{Lmoy} moyenne aux bornes de l'inductance doit être nulle [142,146]; comme précédemment, nous avons donc d'après la loi des aires (figure 4-27):

$$I_{S\,moy} = \frac{Vpv^2}{2fL}\frac{\alpha^2}{(V_S - E)} \qquad \textbf{(4.42)}$$

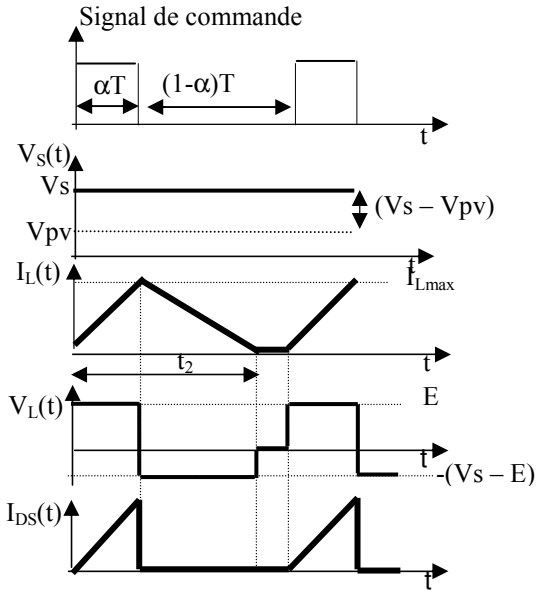


Figure 4-27 : Signal de commande et forme d'onde des différentes grandeurs électriques dans le convertisseur élévateur en régime discontinu en présence des condensateurs.

A partir de l'expression du courant I_S (équation ***(4.44)***, paragraphe V.3.1.3***)***, nous pouvons déduire la relation donnant la variation du rapport Y ($Y = \frac{V_S}{Vpv}$) en fonction du rapport cyclique α, du courant de sortie, de la tension d'entrée, de la fréquence et de l'inductance L:

$$Y = 1 + \frac{\alpha^2}{2X} \qquad \textbf{(4.43)}$$

où : $$X = \frac{LfI_S}{Vpv}$$

Nous avons tracé sur la figure 4-28, la variation de Y en fonction de X pour plusieurs valeurs du rapport cyclique α en régime discontinu. Il apparaît que Y varie avec α et X. Sur la même figure nous avons représenté la variation de Y en fonction de X dans le cas du régime continu. Il apparaît que Y ne dépend que du rapport cyclique V.

V.3.1.3. Régime critique

Ce mode de fonctionnement marque la frontière entre les régimes discontinu et continu. Les relations ***(4.20)*** et ***(4.43)*** sont alors valables simultanément. En remplaçant α par son expression, nous déduisons :

$$Is = \frac{Vpv^2}{2Lf}\frac{(Vs - Vpv)}{Vs^2} \qquad \textbf{(4.44)}$$

En posant : $X = \frac{LfI_S}{Vpv}$ et $Y = \frac{V_S}{Vpv}$,

nous déduisons :

$$X = \frac{Y-1}{2Y^2} \qquad \textbf{(4.45)}$$

En régime critique, nous avons tracé sur la figure 4-28, la variation de *Y* en fonction de *X*. Nous déduisons la caractéristique du régime critique qui sépare les régimes continu et discontinu. Cette caractéristique présente un maximum au point X_0 tel que :

$$\left.\frac{dX}{dY}\right|_{X_0} = 0 .$$

Soit alors : $X_0=1/8=0.125$

A partir de la figure 4-28, nous pouvons déterminer la valeur de l'inductance pour que le hacheur fonctionne toujours en régime continu [21]. Ceci est réalisé lorsque *X* est supérieur à 0.125 quelle que soit la valeur de α.

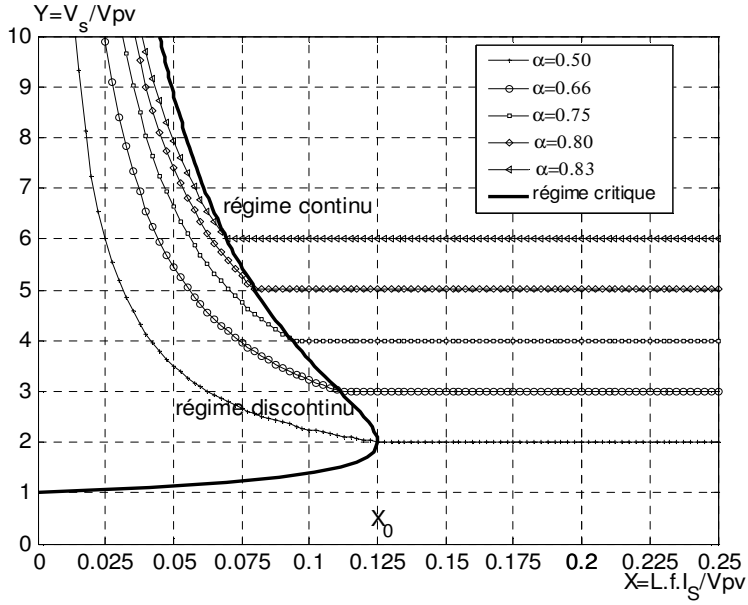


Figure 4-28 : Simulation de Y en fonction de X dans les trois cas du régime de fonctionnement d'un hacheur survolteur : continu, discontinu et critique.

V.3.2. Convertisseur Buck

V.3.2.1. Régime continu

V.3.2.1.1. Définition

Comme dans le cas du convertisseur boost, le régime est dit continu lorsque le courant I_L dans l'inductance ne s'annule jamais. Dans ce mode de fonctionnement, nous avons représenté sur la figure 4-29, en présence des condensateurs C_e et C_S, les différentes tensions et courants dans le convertisseur.

Au cours d'une période, la tension V_{Lmoy} moyenne aux bornes de l'inductance doit être nulle [21,142,146-148]. D'après la loi des aires, nous pouvons écrire :

$$Vs = \alpha Vpv \qquad \textbf{(4.46)}$$

Si nous admettons que la puissance échangée entre le générateur et la charge se conserve alors nous pouvons écrire pendant la fermeture du transistor MOSFET :

$$Is = \frac{Ipv}{\alpha} \qquad \textbf{(4.47)}$$

Les relations *(4.46)* et *(4.47)* montrent qu'en régime continu la tension V_S est inférieure à celle d'entrée et le courant I_S est supérieur à celui d'entrée *Ipv*.

Dans une installation PV, on rajoute les condensateurs *Ce* et C_S *(*figure *(4.23)*) pour que la tension de sortie V_S (relation *4.46*) et le courant I_S (relation ***4.47***) se maintiennent, à des valeurs constantes, même pendant l'ouverture de l'interrupteur MOSFET. Aussi, nous dimensionnons les

composants du convertisseur pour que les tensions et courants à l'entrée et à la sortie présentent des faibles ondulations lors du passage de l'interrupteur de la fermeture à l'ouverture (et inversement).

Donc, en régime continu, le rapport $Y = \frac{Vs}{Vpv}$ est constant et ne dépend que de la valeur de α.

$$Y=\alpha \qquad \textbf{(4.48)}$$

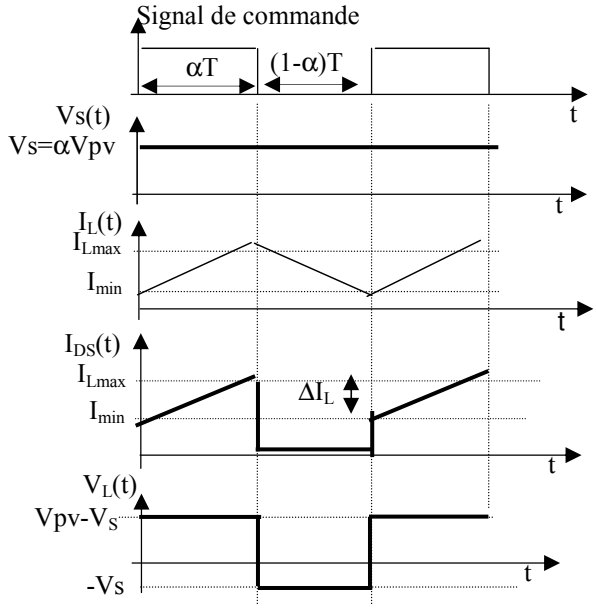


Figure 4-29 : Signal de commande et forme d'onde des différentes grandeurs électriques dans le convertisseur abaisseur en régime continu et en présence des condensateurs C_e et C_S.

V.3.2.1.2. Ondulation à la sortie

Le courant dans l'inductance peut être décomposé en courant continu I_{Lmoy}, égal au courant de sortie I_S, et un courant alternatif I_{Lalt} :

$$I_L = I_{Lmoy} + I_{Lalt} = I_S + I_{Lalt} \qquad \textbf{(4.49)}$$

Les ondulations du courant de sortie I_S dépendent du taux d'ondulation de la tension V_S. Nous avons vérifié que le courant I_S est pratiquement constant en faisant un bon choix du condensateur C_S. Le courant circulant dans le condensateur C_S est donné en tenant compte de ***(4.49)*** par :

$$I_{Cs} = +I_{Lalt} \qquad \textbf{(4.50)}$$

Sur la figure 4-30, nous avons représenté la forme du courant dans l'inductance. A partir de cette représentation de I_L et la relation ***(4.50)*** nous avons déduit la forme du courant dans le condensateur C_S.

L'ondulation de la tension à la sortie du buck se déduit de l'équation différentielle régissant la tension et le courant dans le condensateur C_S. Elle est égale à l'aire du triangle hachuré [131] et représentée sur la figure 4-30 :

$$\Delta V_S = \frac{1}{8Lf^2C_S} V_S(1-\alpha) \qquad \textbf{(4.51)}$$

Pour une valeur acceptable de l'ondulation fixée par l'utilisateur, nous pouvons déduire la valeur du condensateur C_S .

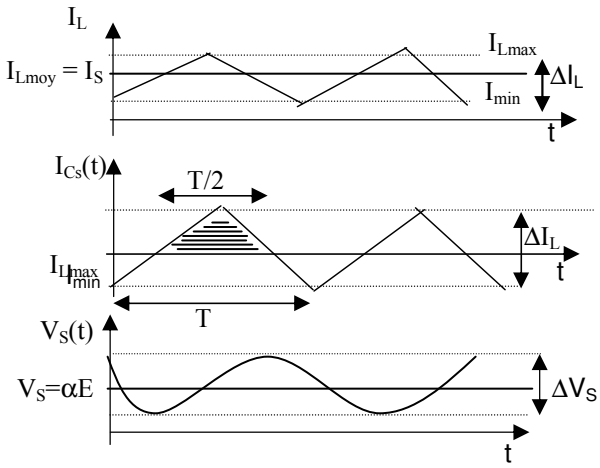


Figure 4-30: Forme du courant dans l'inductance, dans le condensateur de sortie C_S et forme de l'ondulation de la tension de sortie V_S.

V.3.2.1.3. Ondulation à l'entrée

L'ondulation dans l'inductance est donnée par l'équation différentielle régissant le courant dans l'inductance.

Pendant la fermeture du transistor ($0<t<\alpha T$), on a peut écrire :

$$V_L = L\frac{dI_L}{dt} \qquad \textbf{(4.52)}$$

ou encore,

$$V_L = Vpv - V_S = L\frac{\Delta I_L}{\alpha T} \qquad \textbf{(4.53)}$$

L'ondulation du courant dans l'inductance est donc:

$$\Delta I_L = \alpha(1-\alpha)\frac{Vpv}{Lf} \qquad \textbf{(4.54)}$$

Comme dans le cas du boost, le courant *Ipv* peut subir des ondulations suite aux fluctuations de la tension *Vpv*. Ces ondulations sont minimisées en faisant un bon choix du condensateur C_e et dés lors nous pouvons considérer le courant *Ipv* pratiquement constant. Le courant circulant dans le condensateur C_e est alors donné par :

$$I_{Ce} = Ipv - I_{DS} \qquad \textbf{(4.55)}$$

avec :

I_{DS} : courant dans le transistor MOSFET.

À partir de la forme du courant I_{DS} dans le transistor (figure 4-31) et la relation ***(4.55)***, nous pouvons déterminer la forme du courant I_{Ce} dans le condensateur d'entrée (figure 4-31).

L'ondulation de tension d'entrée ΔVpv se déduit de l'équation différentielle régissant la tension et le courant dans le condensateur C_e. La forme de cette ondulation est représentée sur la figure 4-31 et donnée [131] par :

$$\Delta Vpv = Vpv(T) - Vpv(\alpha T) = \frac{1}{C_e}\int_{\alpha T}^{T} Ipv\,dt \qquad \textbf{(4.66)}$$

d'où :

$$\Delta Vpv = \frac{Ipv}{C_e}(1-\alpha)T \qquad \textbf{(4.57)}$$

Nous pouvons alors déduire la valeur du condensateur C_e pour une ondulation fixée.

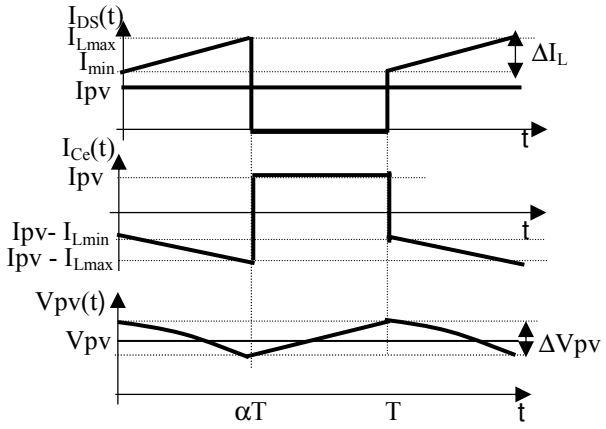


Figure 4-31 : Formes de courant dans le transistor, en sortie I_S et forme de l'ondulation de la tension d'entrée.

V.3.2.1.4.Condition d'adaptation

Comme dans le cas du convertisseur boost, la résistance *Rpv* à la sortie du panneau PV peut donc s'écrire en fonction de R_S suivant l'équation :

$$R_S = \alpha^2 Rpv \qquad \textbf{(4.58)}$$

A partir de cette expression, nous pouvons déduire l'expression du rapport cyclique α en fonction de la résistance *Rpv* et R_S :

$$\alpha = \sqrt{\frac{R_S}{Rpv}} \qquad \textbf{(4.59)}$$

Puisque le rapport α est inférieur à 1($\alpha < 1$), alors l'expression ***(4.59)*** montre que le convertisseur (figure 4-23) joue le rôle d'un abaisseur lorsque la charge R_S remplit la condition suivante :

$$R_S < Rpv \qquad \textbf{(4.60)}$$

Le fonctionnement optimal du panneau SP75 nécessite une charge R_S inférieure à 23Ω (3. 85Ω) pour un éclairement de 200 W/m^2 (1000 W/m^2).

Compte tenu des l'équations ***(4.59) et (4.60)***, nous pouvons déduire que l'adaptation entre le générateur PV et la charge a lieu en variant le rapport cyclique α. Dans les conditions optimales et pour une charge R_S donnée, la résistance à la sortie du panneau ($Rpv=R_{opt}$) et le rapport cyclique ($\alpha=\alpha_{opt}$) obéissent donc à l'équation :

$$R_{opt} = \frac{1}{(\alpha_{opt})^2} R_S \qquad \textbf{(4.61)}$$

ou encore

$$R_{opt} = \sqrt{\frac{R_S}{\alpha_{opt}}}$$

V.3.2.2. Régime discontinu

Le mode de fonctionnement du hacheur est appelé discontinu [146-148] lorsque le courant dans l'inductance a le temps de s'annuler au cours d'une période à un temps t_2 inférieur à *T*. Les différentes formes d'onde sont représentées sur le schéma de la figure 4-32.

Le courant moyen dans la charge I_S (de sortie) est aussi le courant moyen dans l'inductance [146,147]. Le courant moyen I_S est alors :

$$I_S = \frac{(Vpv - V_S)}{2L} \alpha t_2 \qquad \textbf{(4.62)}$$

La tension V_{Lmoy} moyenne aux bornes de l'inductance doit être nulle [142,147,152], nous avons donc d'après la loi des aires (figure 4-28).

$$t_2 = \frac{\alpha T Vpv}{V_S} \qquad \textbf{(4.63)}$$

En tenant compte des relations ***(4.62)*** et ***(4.63)***, l'expression du courant en régime discontinu s'écrit :

$$I_S = \frac{\alpha^2 T}{2L}\frac{Vpv}{V_S}(Vpv - V_S) \qquad \textbf{(4.64)}$$

En tenant compte de la fréquence du signal de commande ($f = \frac{1}{T}$), la relation ***(4.64)*** s'écrit :

$$I_S = \frac{\alpha^2}{2fL}Vpv\left(\frac{Vpv - V_S}{V_S}\right) \qquad \textbf{(4.65)}$$

A partir de l'équation ***(4.65)***, nous pouvons déduire la relation donnant la variation du rapport Y ($Y = \frac{Vs}{Vpv}$) en fonction du rapport cyclique α et du paramètre X :

$$Y = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + 2X} \qquad \textbf{(4.66)}$$

où : $$X = \frac{LfI_S}{Vpv}$$

Nous avons tracé sur la figure 4-33 la variation de Y en fonction de X, pour plusieurs valeurs du rapport cyclique α en régime discontinu. Il apparaît que Y varie avec le paramètre X et le rapport cyclique. Sur la même figure nous avons tracé la variation de Y en fonction de X en régime continu. Il apparaît que Y dépend que du rapport cyclique α.

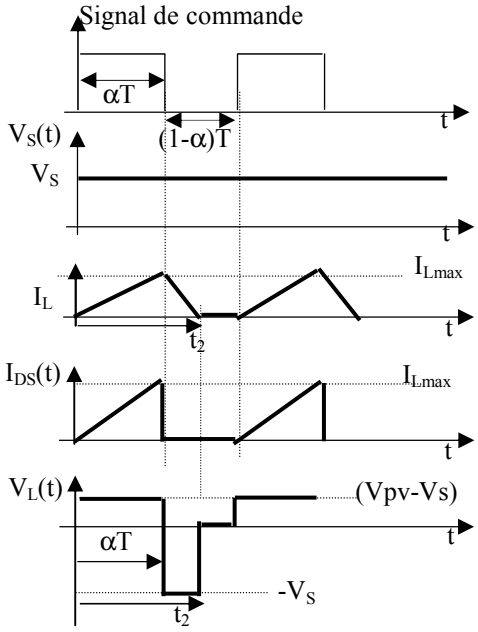


Figure 4-32 : Signal de commande et forme d'onde des différentes grandeurs électriques dans le convertisseur abaisseur en régime discontinu.

V.3.2.3. Régime critique

Ce mode de fonctionnement marque la frontière entre les régimes discontinu et continu. Les relations ***(4.48)*** et ***(4.66)*** sont alors valables simultanément [146,147]. Donc, en remplaçant α par son expression dans la relation ***(4.66)***, nous déduisons:

$$Y=\frac{Y^2}{Y^2+2X} \qquad (4.67)$$

Ou encore :

$$X=\frac{1}{2}\left(Y-Y^2\right) \qquad (4.68)$$

Nous avons tracé sur la figure 4-33 la variation de *Y* en fonction de *X*. Nous pouvons ainsi déduire la caractéristique qui marque la frontière entre les régimes continu et discontinu. Cette caractéristique présente un maximum au point X_0, tel que :

$$\left.\frac{dX}{dY}\right|_{X_0}=0$$

Soit alors :

$$X_0=1/8=0.125$$

A partir de la figure 4-33, nous déduisons que le hacheur buck fonctionne toujours en régime continu [21] lorsque X est supérieur à 0.125 quelle que soit la valeur de α. A partir de cette dernière condition, nous pouvons alors déterminer la valeur de l'inductance *L* qui permet le fonctionnement en régime continu.

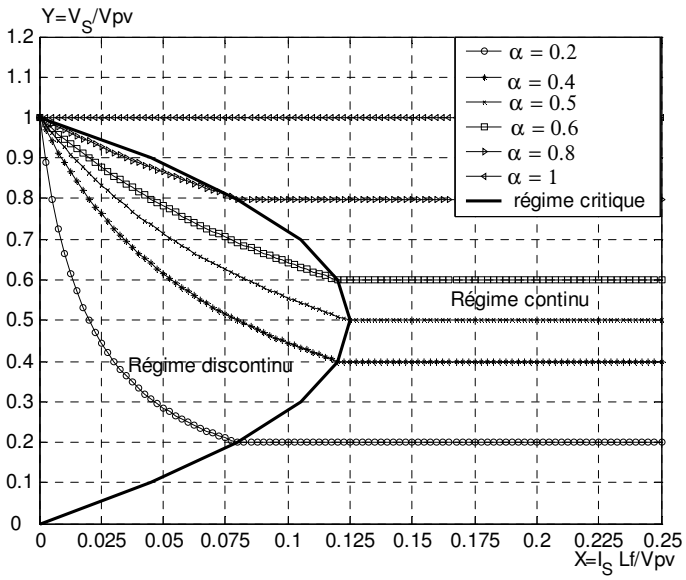


Figure 4-33 : Simulation de Y en fonction de X dans les trois cas du régime de fonctionnement d'un hacheur dévolteur : continu, discontinu et critique.

V.4. Dimensionnement des convertisseurs Boost et Buck

Le dimensionnement de chaque composant des convertisseurs boost ou buck est fonction de l'application et du type du générateur PV utilisé. Dans le cadre de notre réalisation, notre objectif est de réaliser, à partir d'un cahier de charges, un système PV adapté de moyenne puissance (≈ 100 W) utilisant le panneau solaire SP75. Dans la suite, nous définissons notre cahier de charge ainsi que le dimensionnement de chaque élément des convertisseurs d'énergie.

V.4.1. Cahier de charges et objectifs

Le système PV adapté par le convertisseur Boost respectivement buck à concevoir doit remplir les conditions de cahier de charges. Dans les deux cas des convertisseurs, la fréquence de hachage est fixée à 0.1 MHz et peut varier sur une plage de 0.1 MHz à 0.11MHz. Nous avons choisi de travailler à cette fréquence relativement importante pour diminuer les dimensions des composants réactifs (capacités et inductance).

Dans le cas du convertisseur boost, le cahier de charges satisfait les conditions suivantes :

- le convertisseur fournit une tension réglable à la valeur souhaitée (dans notre cas inférieure à 100 V) à partir du panneau SP75, avec une ondulation résiduelle en tension de sortie ne dépassant pas 10 mV et en entrée ne dépassant pas 100 mV.
- le convertisseur fonctionne en conduction continue pour un courant de charge I_S qui varie de 0.3 A à 4.8A (soit de 6 % à 100% de sa valeur maximale). En dessous de 0.3 A, l'utilisation du convertisseur n'est pas intéressante puisque son rendement est trop faible [20,21,131]. Donc, la charge maximale (R_{Smax}) admissible est :

$$R_{S\,max} = \frac{100}{0.3} = 300\Omega \qquad \textbf{(4.69)}$$

- la charge R_S doit être supérieure à la résistance interne optimale R_{opt} ($R_{opt} = \frac{V_{opt}}{I_{opt}}$) à un éclairement donné pour que le convertisseur effectue correctement son rôle (paragraphe V.3) [21,133].
- le convertisseur doit être connecté très près du générateur PV (sur sa face arrière). Puisque les composants sont soumis à des températures variables, du fait de leur présence à l'extérieur, alors il faut prévoir des caractéristiques électriques de ces composants qui correspondent à des températures élevées par temps chaud.

Dans le cas du convertisseur buck, le cahier de charges satisfait les conditions suivantes :

- le convertisseur fournit une tension de 14V à partir du panneau solaire SP75,
- le courant minimal de sortie est de 0.3A. L'ondulation résiduelle de la tension de sortie (d'entrée) ne dépasse pas 10mV (100mV).
- la charge R_S doit être inférieure à la résistance interne optimale R_{opt} ($R_{opt} = \frac{V_{opt}}{I_{opt}}$) à un éclairement donné pour que le convertisseur effectue correctement son rôle d'abaisseur de tension (paragraphe V.3).
- dans le cas du stockage d'énergie, la charge R_S est une batterie à plomb [149].

V.4.2. Dimensionnement des convertisseurs

Nous avons supposé que les tensions et courants d'entrée et de sortie du convertisseur sont constants. Cette hypothèse n'est pas tout à fait rigoureuse [131,142]. Il est alors possible d'évaluer le taux d'ondulation de ces grandeurs. À partir des relations établies lors de l'étude des régimes de fonctionnement des convertisseurs (voir paragraphe V.3.) et du cahier de charges du paragraphe précédent, nous pouvons dimensionner les convertisseurs Boost et Buck.

Sur la table 4-2 sont représentées, en régime continu, les expressions qui permettent de déduire les valeurs de chaque éléments des convertisseurs (l'inductance L, condensateur de sortie C_S, condensateur d'entrée C_e, ...). Dans chaque cas, nous nous plaçons dans la situation la plus défavorable du fonctionnement des convertisseurs. Le calcul détaillé de chaque composant est présenté dans les travaux [4.13]. Dans les travaux de simulations et de réalisation expérimentale, nous tenons compte de ces différentes valeurs calculées.

Dans le cas de l'inductance, nous avons présenté en annexe III, une méthode de réalisation des inductances.

	Convertisseur Boost	Convertisseur Buck
Inductance L	$L > \frac{X_0 Vpv}{I_{Smin} f}$, $Xo = 0.125$, $Vpv = 17.5$ V, $I_{Smin} = 0.3$ A $L > 73\ \mu H$, soit $L \approx 80\ \mu H$	$L > \frac{X_0 Vpv}{I_{Smin} f}$, $Xo = 0.125$, $Vpv = 17.5$ V, $I_S = 0.3$ A $L > 73\ \mu H$, soit $L \approx 80\ \mu H$
Condensateur C_S	$C_S > \frac{Is}{\Delta V_S f}\alpha$, $I_S = I_{Smax} = 4.41$ A, $\Delta VS = 10$ mV, $\alpha = 0.9$ (cas défavorable) $C_S > 396uF$	$C_S > \frac{V_S(1-\alpha)}{8Lf^2 \Delta V_S}$, $\Delta V_S = 10mV$, $V_S = 14$ V, $L = 80\ \mu H$ et $\alpha = 0.1$ (cas défavorable) $C_S > 196uF$
Condensateur C_e	$C_e > \frac{\alpha}{8Lf^2} \frac{1}{\frac{\Delta Vpv}{Vpv}}$, $\frac{\Delta Vpv}{Vpv} = 1\%$, α=0.9 (cas défavorable) $C_e > 150uF$.	$C_e > \frac{I_e}{\Delta Vpv} \frac{(1-\alpha)}{f}$, $Ie = Ipv = 4.41A$, $\alpha = 0.1$ et $\Delta E = 100mV$: $Ce > 432uF$.
Diode	Dans les deux cas de convertisseurs, nous choisissons une diode de faible seuil à l'état passant pour minimiser la perte de puissance par conduction et de faible temps de commutation. Une diode Schottky de puissance [21,131] s'avère à ce point de vue la plus satisfaisante. En outre, cette diode doit supporter un courant moyen en direct de 5 A et une tension inverse de 100V.	
Transistor de commutation	Transistor MOSFET : Ces transistors sont les plus utilisés dans le domaine des faibles et moyennes puissances (quelques kW) [21,145]. Dans notre cas, nous utilisons le transistor IRF 540 caractérisé [131,142] par : N-channel, $I_{DS}=28A$, $V_{DS}=100V$, $R_{DSon}=77m\Omega$, temps de fermeture $tr=10ns$, temps d'ouverture $t_f=10ns$.	

Table 4-2 : Dimensionnement des convertisseurs Boost et Buck en régime de conduction continue pour une fréquence de hachage f=100 KHz et un générateur PV 'SP 75'.

V.4.3. Estimation des pertes de puissance

Sur la table 4-3, nous avons représenté les pertes de puissance dans chaque élément des convertisseurs boost et back [131,150]. Au cours du calcul des différentes puissances, nous avons sur-estimé les pertes en se plaçant dans les cas les plus défavorables. Dans les deux cas des convertisseurs, nous avons estimé la puissance perdue en dehors de la charge, à 7 Watts. En réalité, les pertes globales sont inférieures à cette valeur.

	Convertisseur Boost	Convertisseur Buck
Inductance L	Pertes dues au circuit magnétique (par hystérésis ou par courants de Foucault) [150] : dans le cas d'une inductance à noyau en ferrite de type 77206-A7 à une fréquence de 100KHz, elles sont estimées à 375 mW. Pertes par effet joules : le cuivre est le métal le plus utilisé dans le bobinage des inductances. En basses fréquences et en continu le courant circule sur toute la section S_{dc} du fil. Les pertes ont été calculées dans le cas d'une inductance de 30 spires de même type que précédemment à une fréquence de 100KHz, elles sont estimées à 157.6mW.	
Condensateurs C_S et C_e	0 W	0 W
Diode	Les pertes de puissance par conduction dans la diode sont données par : $P_d = V_d I_d$. Dans le cas le plus défavorable : Boost : - $\alpha=0.1$, $Ipv=4.41A$ - $I_d = I_S = (1-\alpha)Ipv = 3.96A$.	Buck - $\alpha=0.9$, $Ipv=4.41A$ - $I_d = I_S = \alpha Ipv = 3.96A$
	tension de seuil : $0.58V$. Ces pertes sont estimées à $P_d = 2.3W$. Les pertes par commutation dans la diode dépendent de la commande qui impose les temps de montée et de descente. D'une manière générale, ces pertes par commutation sont négligeables devant les pertes par conduction [21,131].	
Transistor MOSFET	Dans le cas les deux types de convertisseurs on a : Pertes par conduction : $P_{Tcon} = V_{DSsat} I_{Dsat}$, $P_{Tcon} = R_{DSon} I^2_{Dsat} = R_{DSon} Ipv^2$ Dans le cas le plus défavorable R_{DSon}=77mΩ et un courant $Ipv=4.8A$, ces pertes sont estimées à : 1.77Watt Pertes par commutation : elles sont dues à la commutation de l'état bloqué (0) à l'état passant (1) et inversement [147,148,150]. Dans les données techniques fournies par les constructeurs, les pertes en puissance associées aux deux temps (on, off) de commutation 'Δt ' sont égales. On montre : $P_{on_off} = V_S * Ipv * \Delta t * f$ Lorsque : $\Delta t = 10ns$, $Ipv=4.8A$ et $V_S = 36V$,;les pertes par commutation sont évaluées à : $P_{on_off} = 0.174W$	

Table 4-3 : Evaluation des pertes de puissance de chaque éléments des convertisseurs Boost et Buck en conduction continue, pour une fréquence de hachage de f=100 KHz et un générateur PV 'SP75'[131,150].

VI- Analyse du fonctionnement des convertisseurs dans l'environnement Orcad-pspice

Nous avons implanté les systèmes PV des figures 4-22 et 4-23 dans l'environnement Orcad-Pspice en considérant les paramètres de la table 4-2. Ensuite, nous avons analysé l'adaptation du générateur PV SP75, pour un éclairement de 1000W/m^2 à 25°C et étudié l'effet de la charge résistive (R_S) et du rapport cyclique du signal commandant les convertisseurs sur les grandeurs électriques (courant, tension, puissance,...) à l'entrée et à la sortie des convertisseurs.

Pour réduire le temps des simulations, les interrupteurs des convertisseurs sont commandés par un générateur d'impulsion délivrant un signal de fréquence 100 KHZ et de rapport cyclique variable. Nous avons vérifié que le fonctionnement du système PV est pratiquement identique lorsque les convertisseurs sont commandés par la commande complexe qui sera analysée dans le chapitre 5.

VI.1. Convertisseur survolteur (Boost)

VI.1.1. Caractéristiques électriques typiques du système PV

Pour un éclairement de 1000W/m^2 constant à la température de 25°C et lorsque le système est fermé par une charge résistive (R_S=50Ω), nous avons simulé, dans l'environnement Orcad-Pspice, le fonctionnement du système PV de la figure 4-22 en fixant un rapport cyclique ***α=0.71***. L'analyse temporelle nous a permis d'obtenir les résultats typiques de la tension et du courant (figures 4-34 et 4-35), à l'entrée et à la sortie du convertisseur. Il apparaît que :

- après un régime transitoire de 20 ms au début de la conversion, le régime permanent est atteint. Ce régime transitoire des tensions et courants correspond à une durée de l'ordre de grandeur d'une période d'oscillation du circuit LC_e ($t = 2\pi\sqrt{LCe}$) [142],
- la tension se stabilise à la valeur de 17 V (58 V) à l'entrée (sortie) du convertisseur survolteur. Nous remarquons bien le comportement élévateur du convertisseur. Par la présence de la capacité de filtrage C_S, la tension de sortie se stabilise autour de la valeur moyenne qui est donnée par l'expression ***(4.17)*** :
- le courant se stabilise à la valeur de 4.4 A (1.12 A) à l'entrée (sortie) du convertisseur survolteur. Ces valeurs montrent que la courant de sortie obéit bien à la relation ***(4.19)***.

Sur la figure 4-36 nous avons représenté le tracé typique des puissances à l'entrée et à la sortie du convertisseur en fonction du temps. La puissance d'entrée (sortie) se stabilise à 75 W (70 W). Dans ce cas, le rendement du convertisseur survolteur est de l'ordre de 93.5 %. Les pertes de puissances (5W) (soit 6.6%) sont attribuées en grande partie aux pertes par commutation et conduction dans le transistor MOS, par conduction dans la diode de roue libre et dans la self par pertes magnétiques.

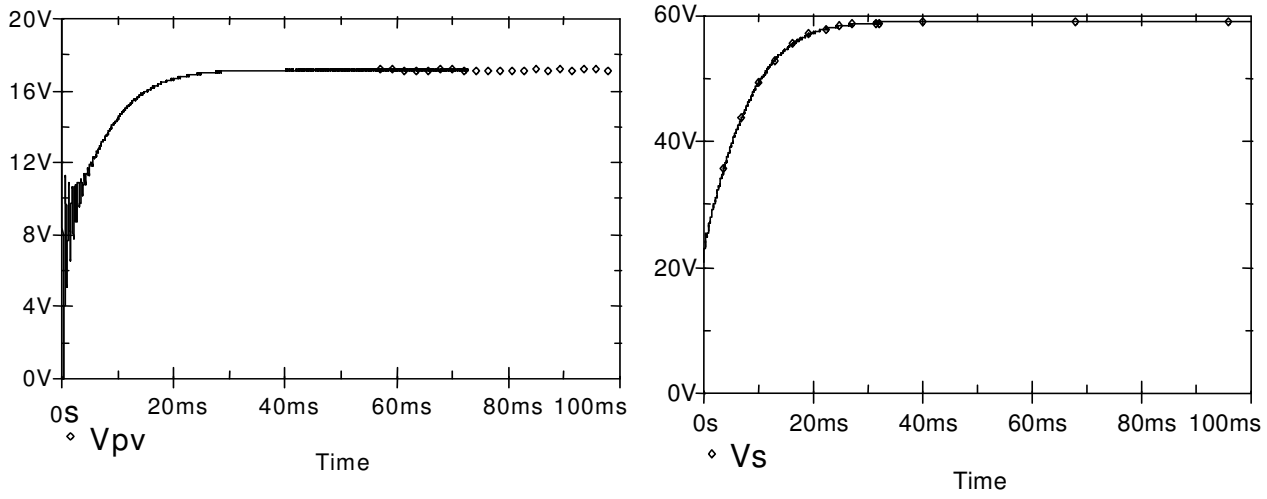


Figure 4-34 : Simulation typique des tensions d'entrée Vpv et de sortie V_S du convertisseur survolteur en fonction du temps lorsque : α=0.71, R_S = 50 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2 à 25°C.

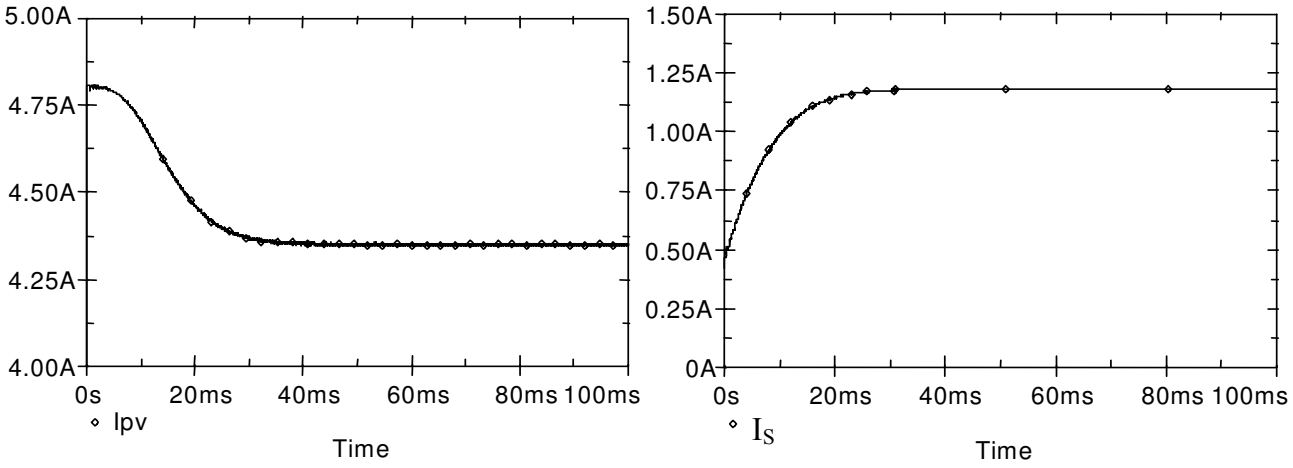


Figure 4-35: Simulation typique des courants d'entrée Ipv et de sortie I_S du convertisseur survolteur en fonction du temps lorsque : α=0.71, R_S = 50 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2 à 25°C.

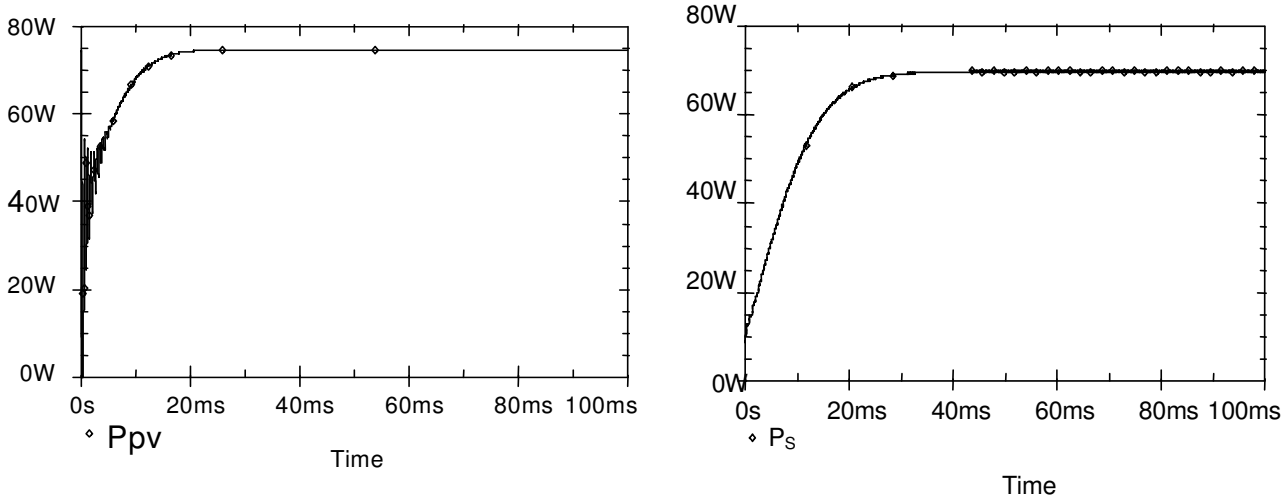


Figure 4-36 : Simulation typiques des puissances d'entrée Ppv et de sortie P_S du convertisseur survolteur en fonction du temps lorsque : α=0.71, R_S= 50 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2 à 25°C.

VI.1.2. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les tensions et courants

Sur les figures 4-37 et 4-38 nous avons représenté les courants et tensions à l'entrée et à la sortie du convertisseur en fonction de la charge et du rapport cyclique α pour un éclairement de 1 000 W/m^2. A partir de ces tracés nous avons déduit la valeur de la résistance *Rpv* à la sortie du générateur en fonction de la charge et du rapport cyclique (figure 4-39). Nous pouvons ainsi déduire que:

- la résistance *Rpv* est très sensible au rapport cyclique (cette variation rapide limite le nombre de points expérimentaux sur les courbes) . Lorsque le rapport cyclique augmente cette résistance diminue. En comparant ces résultats à ceux de la figure 4-19, nous déduisons que l'adaptation du système de la figure 4-22 ne peut avoir lieu que pour des rapports cycliques compris entre 0.4 et 0.71 quelle que soit la valeur de la charge qui varie de 10 Ω à 50 Ω .
- le courant à l'entrée du convertisseur passe par un maximum lorsque la valeur du rapport cyclique est proche de 0.7. En ce maximum (courant autour de 4A), le panneau est bien adapté à la charge. Par contre, le courant maximal de sortie ne dépasse pas 2.6A pour des faibles valeurs de la charge (10 Ω).
- la tension à la sortie du panneau diminue avec le rapport cyclique. Par contre, la tension à la sortie du convertisseur passe par un maximum lorsque la valeur de la résistance de charge est importante (supérieure à 10 Ω). Ce maximum obéit toujours à notre cahier de charge ($V_S < 100\ V$).

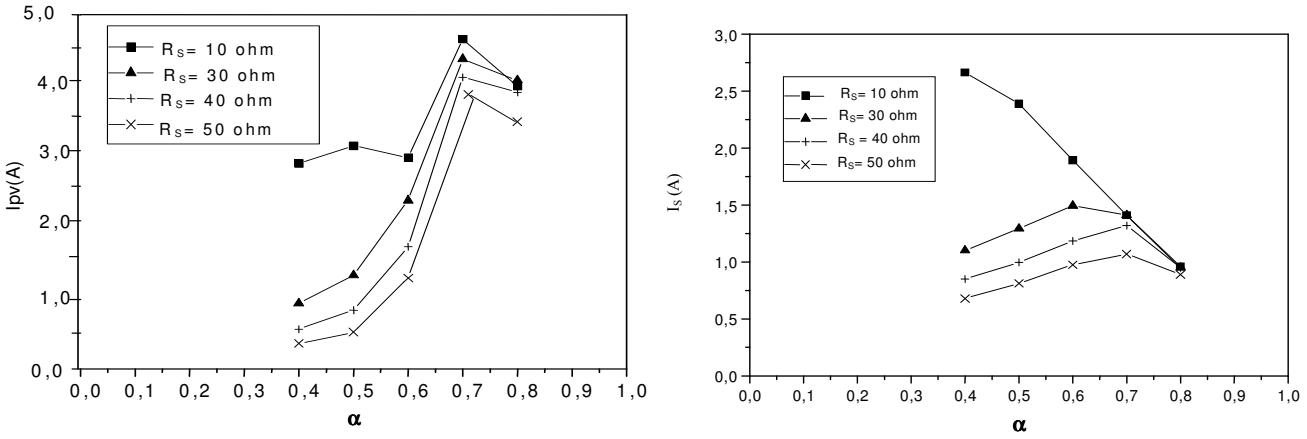


Figure 4-37 : Simulation typique des courants à l'entrée Ipv et à la sortie I_S du convertisseur boost en fonction de la charge et du rapport cyclique pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C.

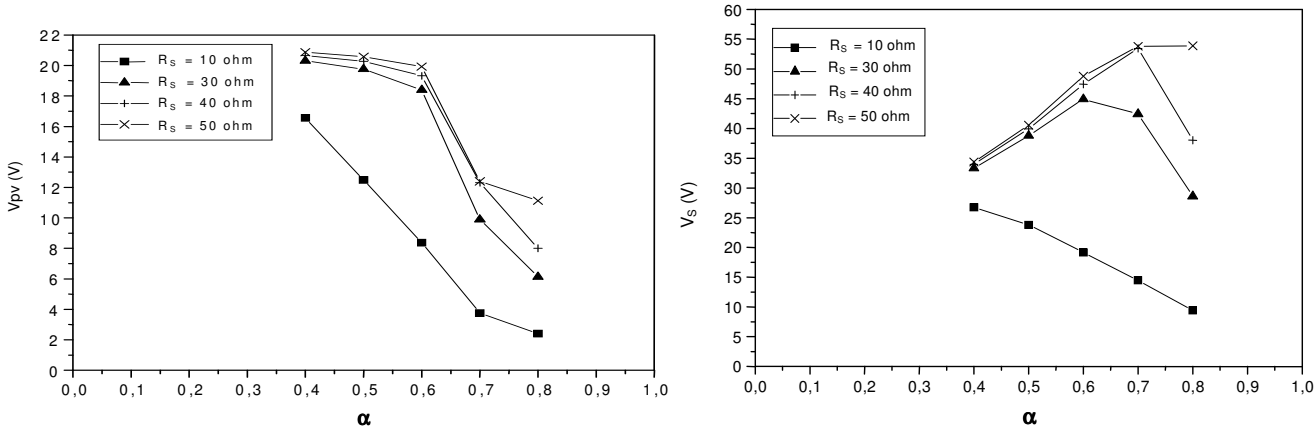


Figure 4-38 : Simulation typique des tensions à l'entrée Vpv et à la sortie V_S du convertisseur boost en fonction de la charge et du rapport cyclique pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C.

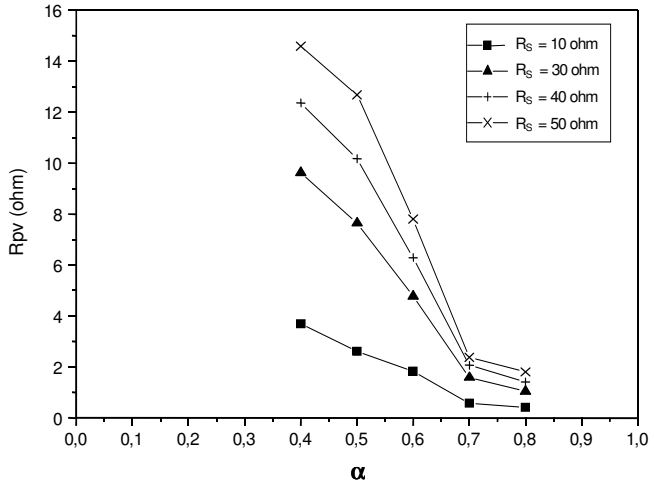


Figure 4-39 : Simulation typique de l'Influence du rapport cyclique et de la charge sur la résistance à la sortie du panneau pour un éclairement de 1 000 W/m² à 25°C.

VI.1.3. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les puissances

Sur la figure 4-40 nous avons représenté l'influence du rapport cyclique et de la charge résistive sur les puissances à l'entrée *Ppv* et à la sortie P_S du convertisseur pour un éclairement de 1000 W/m². Il apparaît que ces puissances dépendent fortement du rapport cyclique α et de la charge :

- lorsque la charge est supérieure à 10 Ω, elles passent par un maximum lorsque le rapport cyclique est supérieur à 0.6. Les valeurs des puissances maximales sont très proches à celle optimale (75 W) (figure 4-36). En comparant ces résultats à ceux des figures 4-19 et 4.39 nous déduisons que l'adaptation ($R_{opt} = 3.85\Omega$) a lieu pour des rapports cycliques variant de 0.4 à 0.71 lorsque la charge varie de 10Ω à 50Ω.
- lorsque la charge est inférieure à 10Ω, la puissance maximale est atteinte lorsque le rapport cyclique est inférieur à 0.4. Au delà de cette valeur, lorsque le rapport cyclique augmente les puissances *Ppv* et P_S diminuent.
- la puissance optimale à la sortie du panneau est très sensible au rapport cyclique α: lorsque α augmente (diminue) de 16 % autour du point optimal, la puissance diminue (augmente) de 13% (30 %).

A partir des puissances *Ppv* et P_S nous avons déduit le rendement du convertisseur survolteur (figure 4-41). Il apparaît qu'il dépend très peu du rapport cyclique et de la charge lorsque la charge est importante. Dans le cas des faibles charges, le rendement diminue d'une manière importante avec le rapport cyclique. D'après les résultats de la figure 4-40, nous pourrons déduire que ceci est dû aux pertes importantes de puissance du fait que le générateur PV n'est pas adapté.

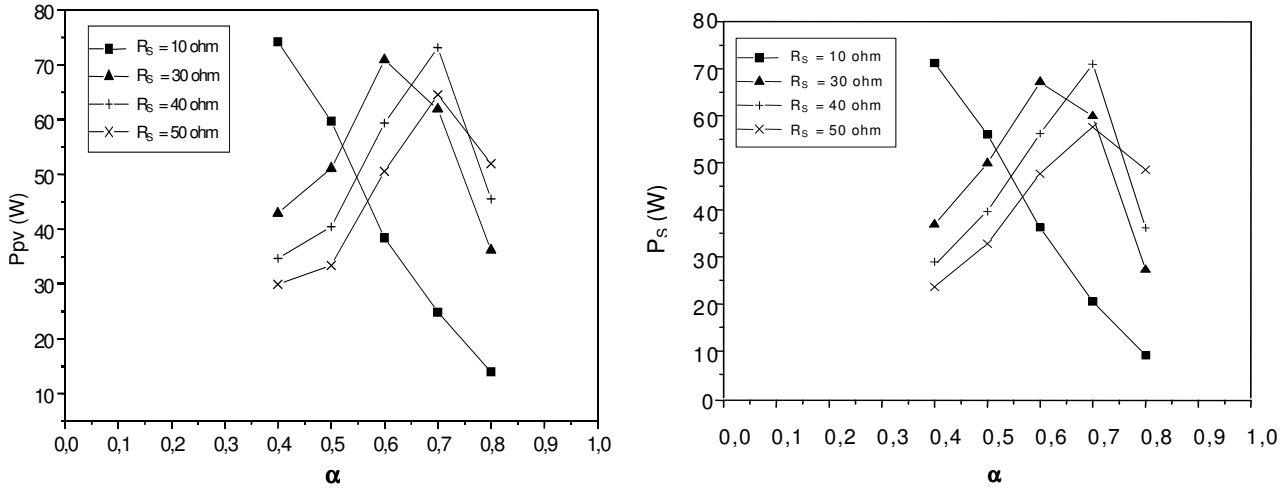


Figure 4-40 : Simulation typique de l'influence du rapport cyclique (α) et de la charge sur les puissances à l'entrée Ppv et à la sortie P_S du convertisseur boost pour un éclairement de 1 000 W/m² à 25°C.

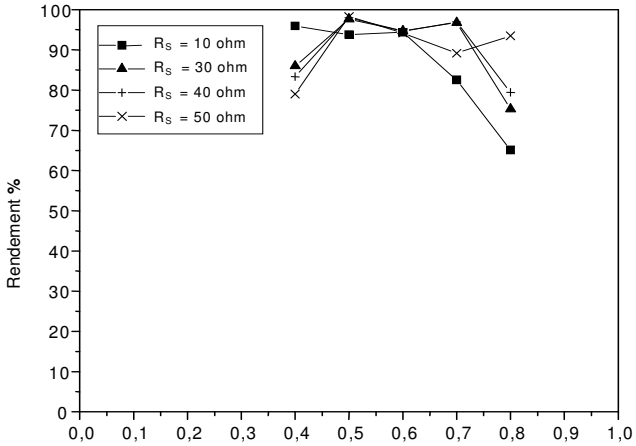


Figure 4-41 : Simulation typique de l'influence du rapport cyclique (α) et de la charge sur le rendement du convertisseur boost pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C.

VI.2. Convertisseur dévolteur

VI.2.1. Caractéristiques électriques typiques du système PV

Pour un éclairement de 1000W/m^2 constant à la température de 25°C et lorsque le système est fermé par une charge R_S (R_S=2.5Ω), nous avons simulé dans l'environnement Orcad-Pspice, le fonctionnement électrique du système PV de la figure 4-23, en fixant un rapport cyclique α=0.81. Sur les figures 4-42 et 4-43 nous avons représenté les tracés typiques de la tension et du courant à l'entrée et à la sortie du convertisseur en fonction du temps. Il apparaît que :

- le régime permanent est atteint au bout de 4 ms,
- la tension se stabilise autour de la valeur de 17 V (13 V) à l'entrée (sortie) du convertisseur dévolteur. Par la présence de la capacité de filtrage (C_S), la tension de sortie se stabilise autour de la valeur moyenne qui est donnée par la relation *(4.46)*.
- le courant se stabilise autour de la valeur de 4.4 A (5.8 A) à l'entrée (sortie) du convertisseur dévolteur. Ces valeurs montrent que le courant de sortie obéit bien à la relation ***(4.47)***.

Sur la figure 4-44 nous avons représenté le tracé typique des puissances à l'entrée et à la sortie du convertisseur en fonction du temps. Il apparaît qu'à partir de 4 ms (régime transitoire) la puissance d'entrée (sortie) se stabilise à 75 W (70 W). Comme dans le cas du convertisseur boost, les pertes de puissance de l'ordre de 5W (soit 6.6%), sont attribuées aux pertes dans le transistor MOS, dans la diode et dans l'inductance. Dans ce cas le rendement du convertisseur dévolteur est de l'ordre de 93.5 %.

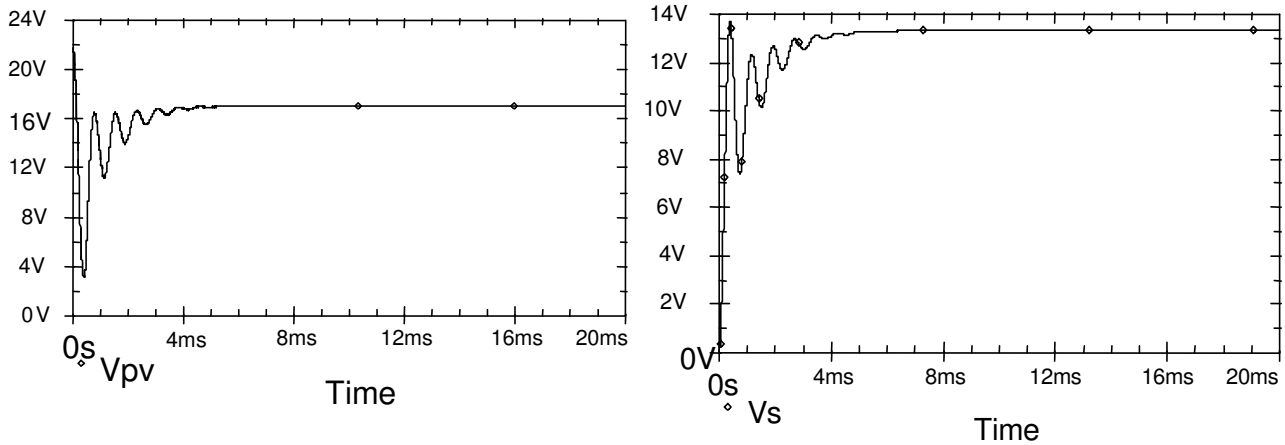


Figure 4-42 : Simulation typique des tensions d'entrée et de sortie du convertisseur dévolteur en fonction du temps. α=0.81, R_S=2.5 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2, T=25°C.

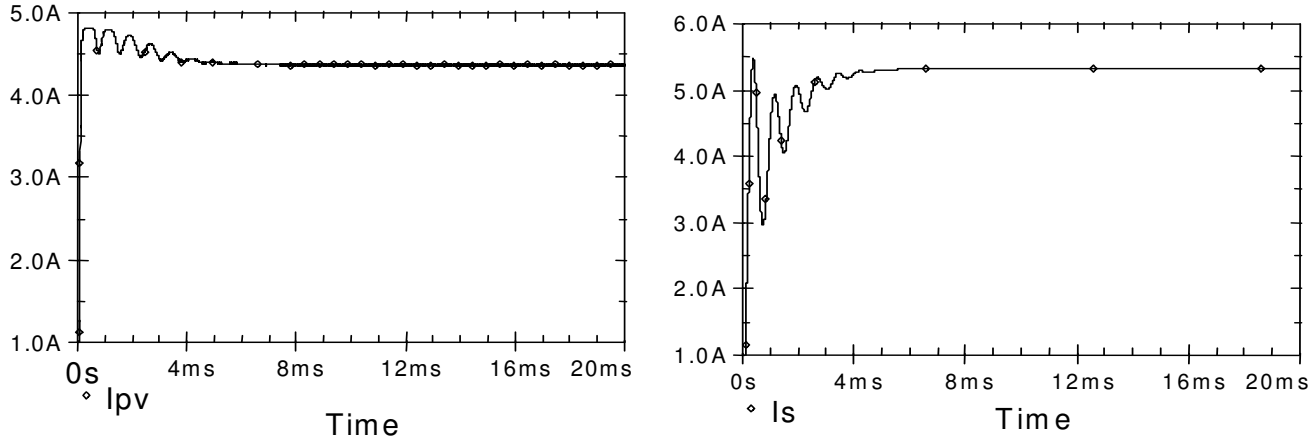


Figure 4-43 : Simulation typique des courants d'entrée et de sortie du convertisseur dévolteur en fonction du temps. α=0.81, R_S=2.5 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2, T=25°C.

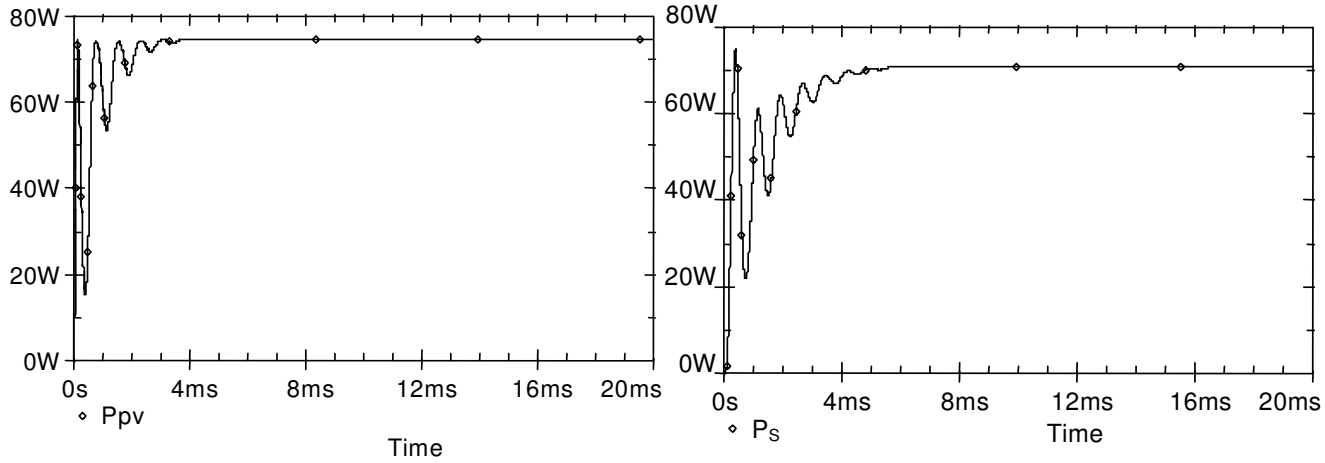


Figure 4-44 : Simulation typique des puissances d'entrée Ppv et de sortie P_S du convertisseur dévolteur en fonction du temps. α=0.81, R_S=2.5 Ω, éclairement = 1 000 W/m^2, T=25°C..

VI.2.2. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les tensions et courants

Sur les figures 4-45 et 4-46 nous avons représenté les tensions et courants à l'entrée et à la sortie du convertisseur en fonction du rapport cyclique α pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C. Il apparaît que :

- la tension à la sortie du panneau diminue avec le rapport cyclique.
- la tension à la sortie du convertisseur varie avec le rapport cyclique et peut passer par un maximum.
- le courant qui circule dans la charge est supérieur à celui à l'entrée et avoir des intensités importantes. Puisque nous avons surdimensionné les composants du convertisseur, ce courant important de l'ordre de 6 A, n'altère pas le fonctionnement du système PV complet.

A partir des valeurs des tensions et courants obtenus à la sortie du générateur nous avons déduit la valeur de la résistance *Rpv* en fonction du rapport cyclique (figure 4-47). Il apparaît que cette résistance est très sensible au rapport cyclique. En comparant ces résultats à ceux de la figure 4-19, nous déduisons que l'adaptation du système de la figure 4-23, pour un éclairement de 1000 W/m^2 à 25°C, ne peut avoir lieu que pour des charges de valeurs comprises entre 2 Ω et 4 Ω. Ceci est réalisé lorsque α varie de 0.75 à 0.9.

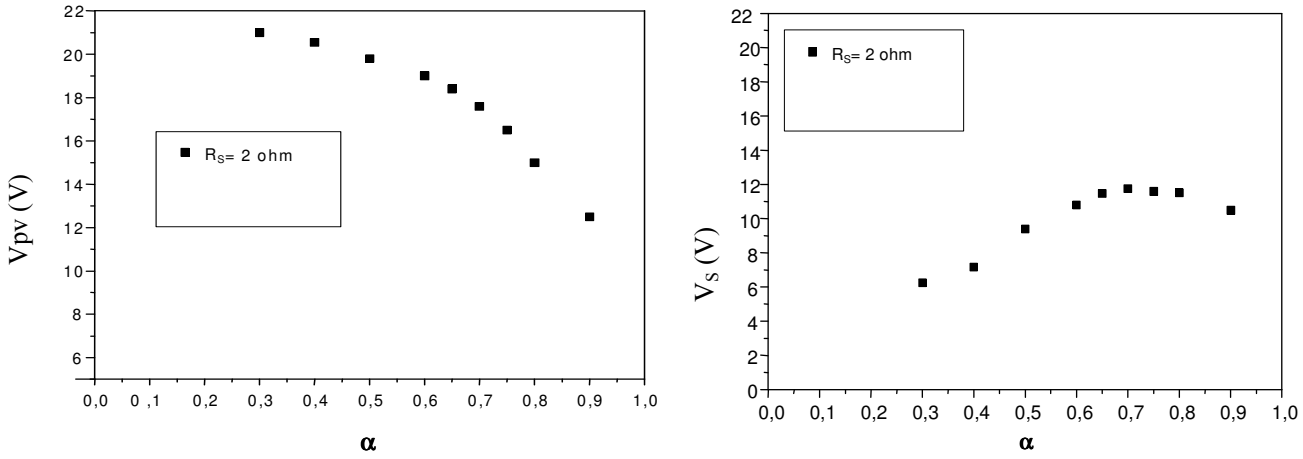


Figure 4-45 : Simulation typique des tensions à l'entrée Vpv et à la sortie V_S du convertisseur buck en fonction du rapport cyclique pour un éclairement de 1000 W/m² à 25°C.

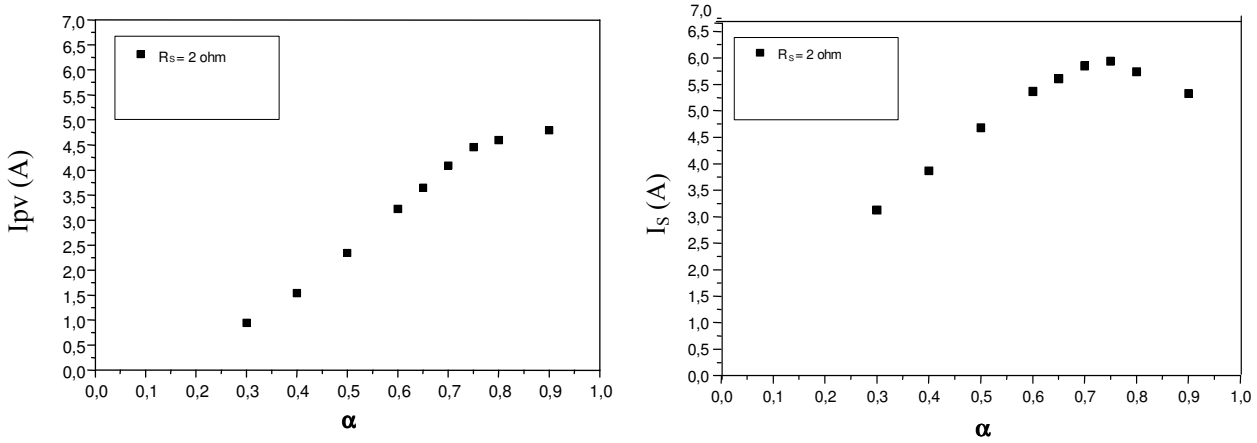


Figure 4-46 :Simulation typique des courants à l'entrée Ipv et I_S à la sortie I_S du convertisseur buck en fonction du rapport cyclique pour un éclairement de 1000 W/m² à 25°C.

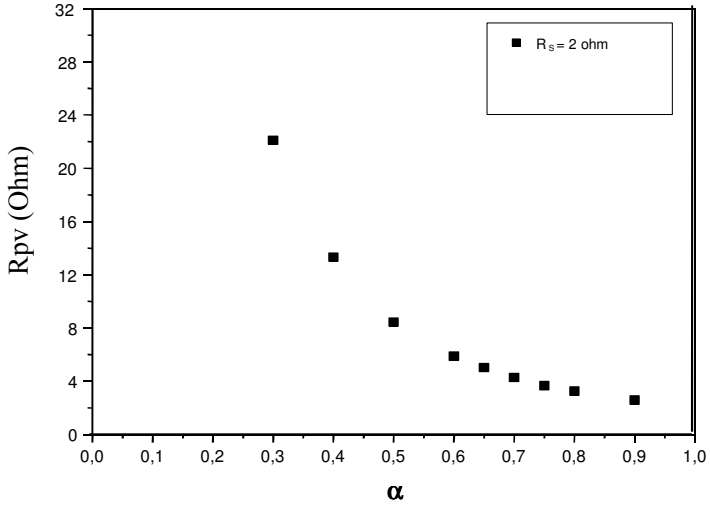


Figure 4-47 : Simulation typique de l'influence du rapport cyclique (α) sur la résistance à la sortie du panneau pour un éclairement de 1000 W/m² à 25°C.

VI.2.3. Influence de la charge et du rapport cyclique sur les puissances

Sur la figure 4-48 nous avons représenté l'influence du rapport cyclique sur les puissances à l'entrée *Ppv* et à la sortie P_S du convertisseur pour un éclairement de 1000 W/m² à 25°C. Il apparaît que ces puissances dépendent fortement du rapport cyclique *α*. Dans notre cas, où la valeur de la charge est 2 Ω, la puissance maximale (75 W) est obtenue lorsque le rapport cyclique α est de l'ordre

de 0.75. En comparant avec les résultats de la figure 4-20, nous déduisons que cette puissance correspond à la puissance maximale que peut fournir le panneau. Aussi, la comparaison des figures 4-19 et 4-47 montre que lorsque $\alpha = 0.75$ la résistance à la sortie du panneau correspond bien à celle optimale de ce générateur PV pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C. Autour de ce point optimal, la puissance à la sortie du panneau est sensible au rapport cyclique α : lorsque α augmente (diminue) de 7 % la puissance diminue (augmente) de 6% (2.2 %).

A partir des puissances à l'entrée *Ppv* et à la sortie P_S nous avons déduit le rendement du convertisseur dévolteur (figure 4-49). Il apparaît qu'il ne dépend pas du rapport cyclique; il est de l'ordre de 96 %.

Les résultats de simulations montrent que l'adaptation du convertisseur dévolteur n'a lieu que pour des charges R_S bien déterminées et de très faible valeur. Donc, dans les applications PV, la résistance de la charge doit être préalablement bien choisie, pour que le générateur PV fonctionne dans les conditions optimales. En générale, ce type de convertisseur est utilisé pour alimenter des charges qui sont naturellement presque optimales : motopompes centrifuges à courant continu pour le pompage d'eau, stockage d'énergie dans des batteries,...

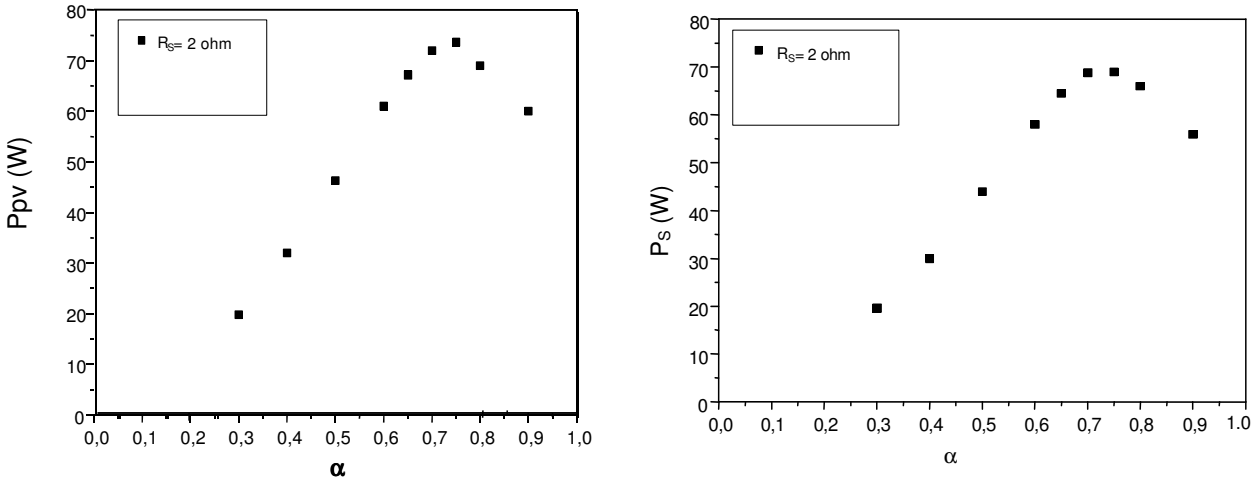


Figure 4-48 : Simulation typique de l'influence du rapport cyclique (α) sur les puissances à l'entrée Ppv et à la sortie P_S du convertisseur buck pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25 °C.

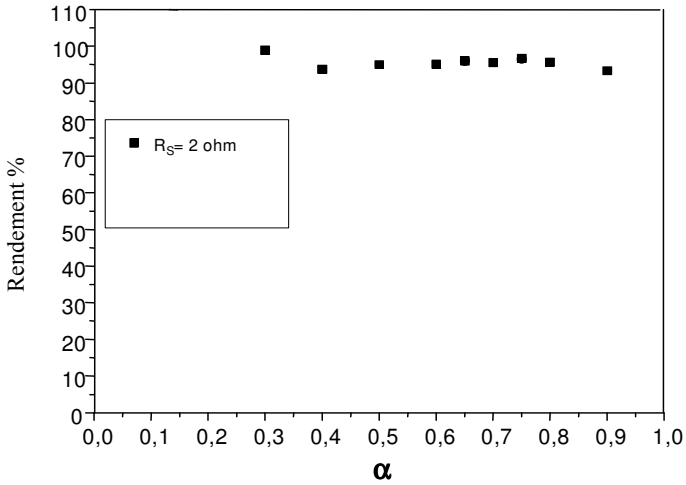


Figure 4-49 : Simulation typique de l'influence du rapport cyclique (α) sur le rendement du convertisseur buck pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25°C.

VI.3. Récapitulatif

Dans le cas des deux convertisseurs Boost et Buck, les variations des différentes grandeurs électriques (tension, courant puissance,...), obtenues dans la simulation Orcad Ppsice, sont cohérentes avec les relations *(4.17), (4.19), (4.46)* et *(4.47)* et le déplacement du point de fonctionnement avec le rapport cyclique de la commande de l'interrupteur des convertisseurs. Lorsque le rapport cyclique α augmente (diminue), la résistance *Rpv* du panneau PV diminue (augmente) et le point de fonctionnement se déplace suivant les sens indiqués sur la figure 4-50.

Donc, pour une application donnée, la conception et la réalisation d'une commande qui permet de réajuster le rapport cyclique α, en fonction des changements météorologiques et des variations de la charge, est indispensable afin de faire fonctionner le générateurs PV dans les conditions optimales.

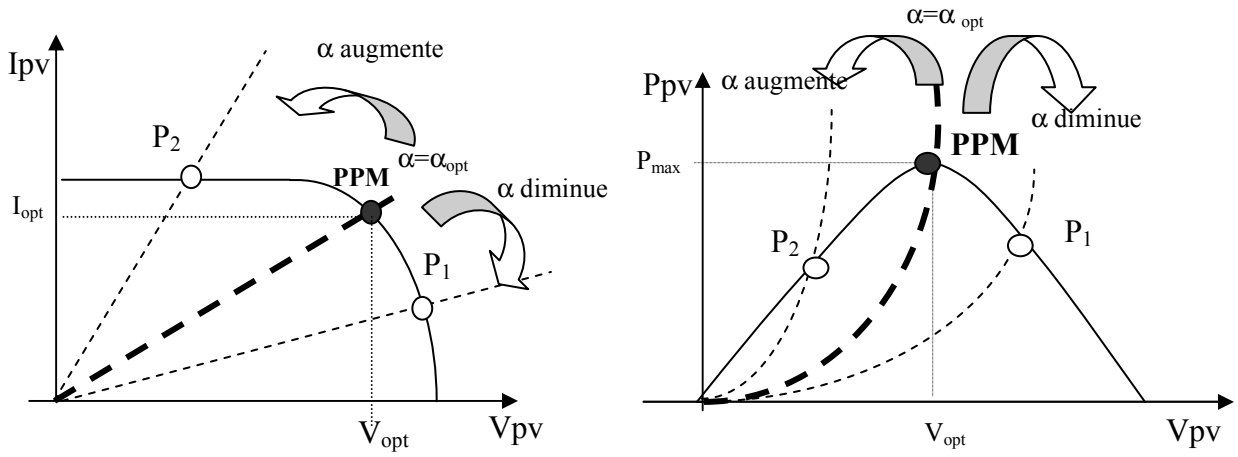


Figure 4-50: Sens de variation du point de fonctionnement sur les caractéristiques courant-tension et puissance- tension, avec le rapport cyclique α de la commande des interrupteurs des convertisseurs Boost et Buck.
-----: Caractéristique de la charge (Rpv) du générateur.
——: Caractéristique du générateur PV.

VII. Incidents affectant l'adaptation des générateurs PV

Lors du fonctionnement d'un générateur PV adapté par des convertisseurs d'énergie, le point de puissance maximale (PPM) peut être dégradé suites aux variations des conditions météorologiques ou de la charge. L'adaptation entre la source et la charge a lieu en variant le rapport cyclique α. En réalité, la recherche de ce point de puissance maximale doit être réalisée automatiquement. Ceci est tout à fait possible en adoptant l'une des approches d'adaptation connues sous le non des commandes MPPTs (Maximum Power Point Tracking) [20,21,130].

VII.1. Incident s dus à la variation des conditions météorologiques

L'énergie produite par un module PV n'est pas constante durant toute la journée, elle dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels il y a l'ensoleillement et la température qui sont deux paramètres très fluctuants d'une saison à l'autre ou même d'un instant à l'autre. Pour chaque ensoleillement et température donnés, la caractéristique puissance –tension passe par un maximum (figure 4-51). Pour extraire le maximum de puissance du module PV, il faut réaliser une poursuite de ce maximum en temps réel. Autrement dit, au fil de la variation de l'ensoleillement et de la température, le système doit être commandé de telle manière à se trouver au voisinage d'un point maximum (figure 4-51) [131, 133].

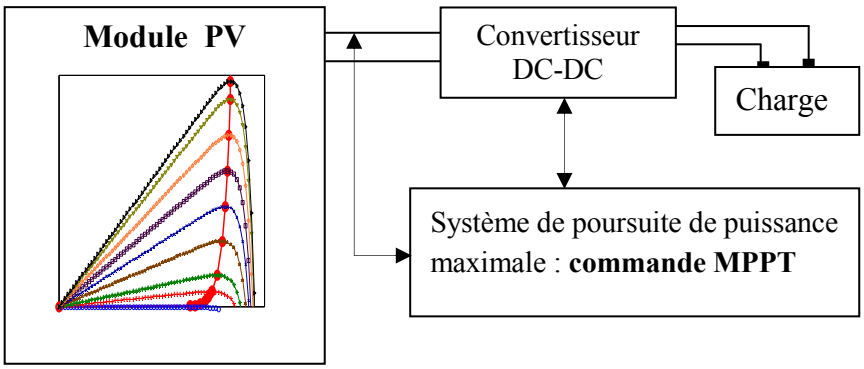


Figure 4-51 : Système PV : module PV, quadripôle d'adaptation (convertisseur d'énergie), charge et commande MPPT.

VII.2. Incident dû à la variation de la charge

Lorsque la charge varie, une adaptation d'impédance doit être réalisée en insérant entre le générateur et la charge un dispositif adaptateur d'impédance [130,20,21,17] (figure 4-51). Cet adaptateur doit comporter en outre du convertisseur d'énergie, une commande MPPT qui permet d'en extraire la puissance optimale dans les conditions considérées. La commande de cet adaptateur doit alors agir en temps réel de telle manière à ce que le générateur voit une impédance optimale à ses bornes.

Vis à vis de ces incidents majeurs qui peuvent survenir à tout moment, laisse se développer des approches qui consistent à considérer que le système d'adaptation réalise la poursuite en temps réel du point de puissance maximale du générateur. La première commande MPPT a été introduite en 1968 et développé au cours des années 70 [21]. Dans le chapitre 5, nous étudions la conception et le fonctionnement dans l'environnement Orcad-Pspice, d'une commande MPPT associée à des convertisseurs (hacheurs) fonctionnant à haute fréquence (0.1MHz).

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé, dans l'environnement Orcad-Ppsice, le fonctionnement électrique des générateurs PV ainsi que leurs adaptations à une charge résistive pour qu'ils fonctionnent, à un éclairement et températures donnés, dans les conditions optimales. Cette adaptation est réalisée par l'adjonction, dans le système PV, des convertisseurs d'énergie DC-DC (hacheurs) de type dévolteur (Buck) ou survolteur 'Boost' pour des applications en régime continu (DC).

Nous avons montré que le générateur photovoltaïque peut avoir une force électromotrice de la plus petite valeur possible (0.6 Volts cas d'une seule cellule) à plusieurs dizaine de volts (modules ou panneaux PV) ; voire même à des centaines de volts dans le cas d'un champ PV. Actuellement, la cellule élémentaire de base formant un générateur PV est une jonction PN au silicium sous ses différentes formes cristallines.

A partir des résultats de simulation, nous avons conclu que les performances du générateur PV se dégradent avec l'augmentation de la température, la diminution de l'intensité de l'éclairement et les variations de la charge. Les performances d'un générateur PV sont évaluées à partir des conditions standards (CST) : éclairement 1000 W/m^2, température 25°C, spectre du soleil AM 1.5.

En se basant sur le schéma électrique des cellules PV et les caractéristiques techniques fournies par les fondeurs, nous avons symbolisé dans la librairie d'Orcad-Pspice les schémas électriques de quelques panneaux solaires actuellement commercialisés. Dans le cas du panneau SP75, qui fera l'objet de notre réalisation expérimentale, nous avons analysé ses caractéristiques courant-tension et puissance-tension en fonction de l'éclairement et de la température. Nous avons montré que :

- les grandeurs électriques optimales (courant (I_{opt}), tension (V_{opt}), puissance ($Pmax$)), dépendent très peu de la température : lorsque la température augmente de 10 °C, les grandeurs (I_{opt} , V_{opt} et $Pmax$) subissent une légère diminution (inférieure à 4 %).
- les grandeurs I_{opt} et $Pmax$ sont très sensible à l'éclairement : lorsque l'éclairement diminue de 200 W/m^2, autour de 1000 W/m^2, le courant I_{opt} diminue de 20% et la puissance $Pmax$ de 10 %. Par contre la tension V_{opt} dépend très peu de l'éclairement,
- lorsque l'éclairement varie de 200W/m^2 à 1000 W/m^2 la résistance optimale ($Rpv = R_{opt} = \frac{V_{opt}}{I_{opt}}$) varie de 23Ω à 3.85Ω. Ces dernières valeurs montrent que la connexion directe entre le panneau et une charge donnée pourrait transférer à la charge une puissance inférieure à celle optimale (P_{max}) : système non adapté.

Ainsi, l'analyse des générateurs PV nous a permis de conclure la nécessité d'adapter le générateur PV pour qu'il fonctionne dans les conditions optimales en fonction des variations météorologiques ou de la charge. Pour les applications en régime continu, nous avons montré que l'adaptation des générateurs PV est réalisée en intercalant entre les générateurs et les charges (résistives) des quadripôles d'adaptation qui sont des convertisseurs d'énergie 'Hacheur' de types survolteur ou dévolteurs.

Concernant les convertisseurs d'énergie, nous avons analysé leurs structures, leurs fonctionnements et le dimensionnement des composants qui les forment pour des applications PV de moyenne puissance (100W). Nous avons montré que l'adaptation, des générateurs PV, a lieu en variant le rapport cyclique de la commande de l'interrupteur des convertisseurs utilisés. L'étude d'optimisation montre que ces convertisseurs à transistors MOSFET (interrupteur) devraient fonctionner à des fréquences relativement importantes (supérieures à 100 KHZ). Ceci permet de réaliser des systèmes PV moins encombrants et de rendement élevé (minimum de pertes d'énergie). L'analyse dans l'environnement Orcad-Pspice des systèmes PV adaptés par ces convertisseurs nous a permis de montré que :

- dans le cas du convertisseur élévateur et pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25 °C, la résistance de charge à connecter doit être supérieure à 3.85Ω. Dans le cas où la charge

varie de 10Ω à 50Ω, l'adaptation a lieu lorsque le rapport cyclique α varie de 0.4 à 0.71. D'une manière générale, l'adaptation du générateur PV à la charge a lieu lorsque la valeur de la résistance de charge est supérieure à celle optimale à la sortie du panneau.

- dans le cas du convertisseur abaisseur et pour un éclairement de 1 000 W/m^2 à 25 °C, la charge à connecter doit avoir une valeur inférieure à 3.85Ω. Le courant à la sortie du convertisseur peut avoir alors des valeurs importantes. Pour un éclairement et température donnés, l'adaptation du générateur PV à la charge a lieu lorsque la valeur de la résistance de charge est inférieure à celle optimale à la sortie du panneau. Ces résultats montrent la limitation d'utilisation des convertisseurs dévolteurs. D'une manière générale, ce type d'adaptation n'est utilisé que dans le cas des charges qui sont presque naturellement optimales : moteur à courant continu utilisé pour le pompage d'eau, stockage d'énergie dans les batteries,…

Ainsi, le générateur PV est adapté à une charge lorsque le panneau PV est à sa puissance maximale pour un éclairement et température donnés. Cette puissance maximale est alors quasiment transférée à la charge en ajustant le rapport cyclique α du signal commandant l'interrupteur des convertisseurs d'énergie. De ce fait, il est nécessaire de concevoir et de réaliser un circuit qui permet de régler cette puissance maximale d'une manière automatique en temps réel et en fonction des conditions météorologiques (température, éclairement,..) et des variations de la charge. Ce circuit permettant la poursuite du point de puissance maximale (PPM) est appelé commande MPPT (Maximum Power Point Tracking). On réalise ainsi un système photovoltaïque (PV) autonome (panneau PV, quadripôle d'adaptation, commande MPPT, charge, bloc de stockage d'énergie,...) travaillant dans les conditions optimales de puissance. La conception et le fonctionnement, dans l'environnement Orcad-Pspice, d'une commande MPPT munie d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système PV seront analysés dans le chapitre V.

Chapitre V

Conception et modélisation d'un système photovoltaïque adapté par une commande MPPT analogique munie d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage

I. Introduction

Dans le chapitre IV, nous avons montré pour qu'un générateur photovoltaïque (PV) fonctionne dans les conditions optimales, il doit être doté d'un quadripôle d'adaptation. Ce quadripôle peut être un convertisseur DC-DC survolteur ou dévolteur selon les applications. Lorsque le système alimente une charge résistive et les contraintes extérieures changent (éclairement et température) [131,133], l'adaptation du générateur PV à la charge peut se faire par le biais du convertisseur en réglant le rapport cyclique du signal commandant l'interrupteur du convertisseur. Le problème qui se pose est de concevoir une approche d'adaptation (commande MPPT : Maximum Power Point Tracking) qui permet d'ajuster ce rapport cyclique d'une manière automatique à sa valeur optimale en fonction des instabilités météorologiques ou variations de la charge qui peuvent survenir à tout moment. Cependant, suite à ces instabilités météorologiques ou aux variations brutales de la charge, le système PV, même s'il est doté de la commande MPPT analogique, peut diverger vers les conditions extrémales du circuit ouvert ou du court-circuit [20,21,153]. Nous sommes amenés ainsi à améliorer cette commande MPPT en lui associant un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR).

En ce qui concerne la conception des commandes MPPTs, nous avons montré dans [153] que différentes approches d'adaptation sont possibles : implantation analogique, analogique-numérique et numérique. Dans ce travail de thèse, nous avons opté pour l'approche d'adaptation par la commande MPPT analogique puisque sa technique de réalisation est simple et son coût est faible par rapport aux autres implantations.

L'objectif de ce chapitre est de concevoir et simuler dans l'environnement Orcad-Ppsice un système PV autonome (générateur PV, convertisseur d'énergie DC-DC et charge connectée), de moyenne puissance (100 W), dont le fonctionnement est régulé par une commande MPPT analogique travaillant à une fréquence de 100 KHz [131] et munie d'un circuit d'un de détection de dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR). Dans ce système, le générateur PV est le générateur SP75 [144] déjà symbolisé dans l'environnement Orcad Pspice dans le chapitre IV. Le convertisseur d'énergie est un hacheur de type survolteur ou dévolteur selon les applications, analysés et dimensionnés dans le chapitre IV.

Aussi, nous analysons et nous évaluons la réponse dynamique du système PV exposé aux différentes contraintes qui se produisent en utilisant les résultats de simulation du système PV ainsi conçu. Ces simulations concernent essentiellement les différentes grandeurs électriques (courant, tension et puissance), les paramètres de perfectionnement de la commande et le temps de détection de dysfonctionnement (détection de défauts).

II. Systèmes photovoltaïques

II.1. Schéma synoptique du système PV

Sur la figure 5-1 est représenté le schéma synoptique d'un système PV qui est dans notre cas de moyenne puissance (100W) et alimente une charge résistive (R_S) :

- le générateur PV est celui déjà implanté dans l'environnement Orcad-Pspice (SP75) [126-128,154] selon la procédure de symbolisation décrite dans le chapitre IV. Ce panneau SP75 constitué de 36 cellules photovoltaïques élémentaires peut délivrer dans les conditions standard de test (CST) une puissance de 75 W, un courant de 4.41A sous une tension optimale de 17V.
- le quadripôle d'adaptation est un convertisseur d'énergie de type dévolteur (abaisseur) pour des applications 12 V à 14 V et survolteur (élévateur) pour des applications nécessitant des tensions supérieures à 17V [130].
- la commande MPPT *(Maximum Power Point Tracking)* est un organe fonctionnel du système PV et permet de chercher le point de fonctionnement optimal du générateur PV qui dépend des conditions météorologiques et de la variation de la charge [131,133,155]. Son principe de régulation est basé sur la variation automatique du rapport cyclique α à la valeur adéquate de manière à maximiser continuellement la puissance à la sortie du panneau PV. Dans ce contexte nous étudions la conception et le fonctionnement d'une commande analogique, fonctionnant à 100 KHz, de manière à ce que la puissance optimale délivrée par le panneau solaire soit quasiment transférée à la charge de façon automatique quelle que soit l'intensité d'éclairement et la valeur de la charge.
- le circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage *(CDDR)* de système est un circuit adhérant à la commande *MPPT*. Il intervient en cas où le système dévie loin de son point de fonctionnement optimal à la suite d'un changement brutal des conditions météorologiques ou de la charge. Il permet alors de détecter ce dysfonctionnement et de redémarrer le système pour le converger vers un autre point de puissance optimale. Dans notre étude de faisabilité, nous analysons la conception et le fonctionnement, dans l'environnement Orcad-pspice, d'un *CDDR* répondant à notre cahier de charge.

Dans le chapitre IV, nous avons sur- estimé les pertes de puissance dans le système PV en se plaçant dans les cas les plus défavorables. Nous avons déduit que la puissance perdue, en dehors de la charge et la commande MPPT, est de l'ordre de 7 W. Les pertes de puissante dans la commande MPPT sont estimées à 0.5W (elle consomme un courant ne dépassant pas 100 mA sous une tension de polarisation des circuits de 5 V). Donc, les pertes globales restent inférieures à 7.5 W.

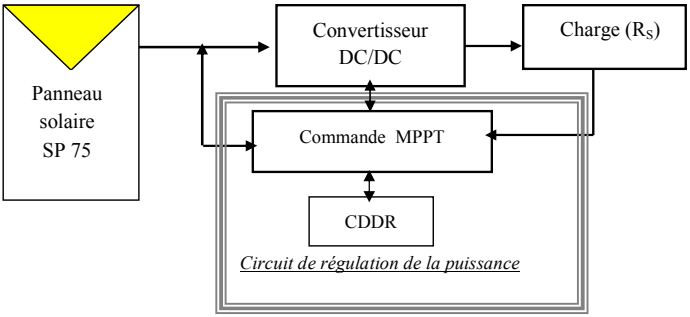


Figure 5-1: Schéma synoptique du système PV dont le fonctionnement est contrôlé par une commande MPPT munie d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR) du système PV.

II.2. Convertisseurs d'énergie

Les schémas électriques des convertisseurs d'énergie, analysés et dimensionnés dans le chapitre IV, sont représentés sur les figures 5-2 et 5-3. Le signal modulé en largeur d'impulsion (MLI) qui permet de commander, en fonction du temps, les interrupteurs des convertisseurs est représenté sur la figure 5-4. Ce signal est délivré par la commande MPPT ainsi conçue et analysée au cours de ce travail.

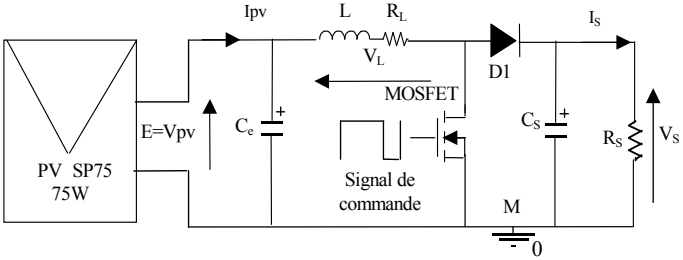


Figure 5-2: Système PV formé par un générateur PV, convertisseur d'énergie 'survolteur' et une charge (R_S).

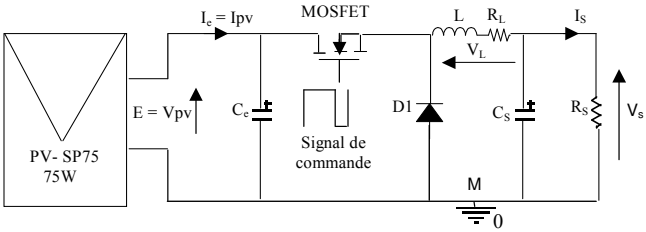


Figure 5-3: Système PV formé par un générateur PV, convertisseur d'énergie 'dévolteur' et une charge (R_S)

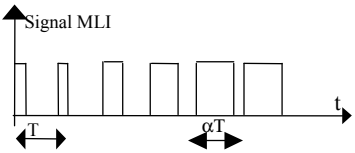


Figure 5-4: Signal commandant l'interrupteur des convertisseurs survolteur et dévolteur.

II.3. Commandes MPPTs

II.3.1. Généralités

Dans le chapitre IV nous avons montré que, pour une puissance incidente W_1, la puissance optimale transférée à la charge ne pourrait être maximale que pour un rapport cyclique bien défini (α_{1opt}) (point PPM1 sur la figure 5-5-A). Si la puissance incidente change (W_2) alors ce point de puissance maximale est le point PPM2 et le point de fonctionnement du générateur PV est le point Pf (figure 5-5-A) [21, 20, 156]. Pour converger vers le nouveau point PPM2, il faut ajuster le rapport cyclique α à la valeur α_{2opt}. Il en sera de même lorsque la charge R_S change (figure 5-5-B) : le point de puissance maximale dévie de sa position optimale (PPM1); pour converger vers ce PPM1, il faut agir sur le rapport cyclique α. Donc, dans un système photovoltaïque indépendant et autonome, cette

régulation doit être réalisée automatiquement afin de poursuivre le point de fonctionnement optimal. En pratique, cette régulation est effectuée par la commande MPPT (figure 5-1).

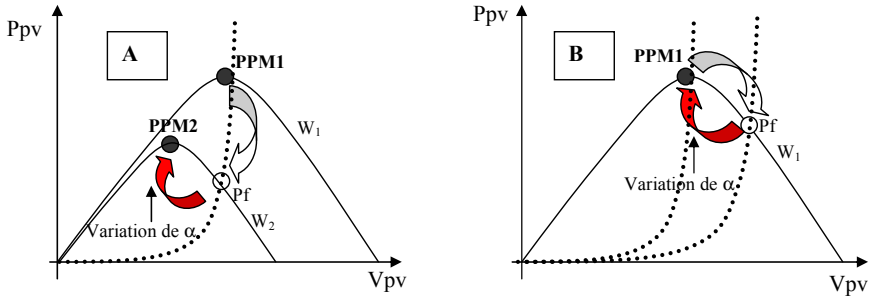


Figure 5-5 : Fluctuation du point de puissance maximale avec l'intensité d'éclairement et la charge R_S.
A : variation de l'éclairement, B : variation de la charge.
W_1, W_2 : puissances de l'éclairement,
Pf : point de fonctionnement du générateur PV
(——) puissance à la sortie du générateur PV,
(-----) puissance fixée par la charge (Rpv) du générateur PV ($Ppv = \frac{Vpv^2}{Rpv}$).

II.3.2. Différents types de commandes MPPT

Si l'on veut poursuivre le point PPM réel, il serait nécessaire d'obtenir de l'information sur la puissance réelle extraite du module PV. Ceci peut être réalisé en mesurant la tension *Vpv* à la sortie du panneau et le courant Ipv qu'il peut fournir. A partir de la puissance électrique (*P=Vpv*Ipv*), on pourra utiliser différents algorithmes de contrôle pour poursuivre le PPM du module PV [157-159]. Trois implantations de commande MPPT sont possibles [17,21,20] :

- Commande MPPT à implantation analogique. Elle se caractérise par une simplicité dans la conception et une grande dynamique vis à vis de son équivalente numérique et aussi des diverses perturbations. Elle peut être complètement réalisée avec des composants analogiques et logiques sans qu'aucun calcul ne soit nécessaire. L'autre avantage de cette commande est sa capacité de fonctionner à des fréquences de découpages élevées. Elle peut dépasser facilement le 1MHz. Cela permet donc de réduire considérablement la taille des composants passifs (capacités et inductances) constituant le convertisseur de conversion de l'énergie.
- Commande MPPT à implantation mixte logique et analogique qui est basé sur l'addition d'un filtre nommé LFR (loss free resistor). Ce concept a été développé par S. Singer dans le cas général de source de puissance fortement non linéaire [159-161]. Toutefois, le dimensionnement de ce filtre qui, en l'occurrence, un filtre de type CLC en Π d'ordre 3 reste la partie délicate de la commande.
- Commandes MPPTs à implantation numérique faisant intervenir que des composants digitaux. La pièce principale de ces commandes est un microcontrôleur. Elles sont souvent incluses avec diverses fonctions notamment des protections. L'algorithme implanté est plus ou moins lourd selon la précision du système, la robustesse et la rapidité de la boucle de commande. Ainsi, parmi les nouvelles MPPTs publiées récemment, on peut cité la commande MPPT de type numérique proposée par M. Matsui. Celle ci est basée sur la mesure des tensions de sortie et d'entrée d'un convertisseur de type boost [20,21,162]. En effet, connaissant le lien entre les grandeurs d'entrée et de sortie d'un convertisseur statique en fonction du son rapport cyclique, une fois les mesures effectuées, on peut calculer la valeur du rapport cyclique permettant de faire la meilleure adaptation source- charge. Ces types de commande sont valables en basses fréquences et puissances élevées. Leur inconvénient se manifeste lorsque la fréquence de

système de conversion augmente, elles peuvent induire alors des erreurs sur la détermination du rapport cyclique optimal. De ce fait, elles peuvent entraîner des pertes importantes en rendement.

En implantation numérique, le calcul des algorithmes implantés pourrait avoir de l'influence sur la dynamique du système. Ainsi, dans les travaux développés par C.Hua [166] et K.H. Hussein [167], le temps de réponse pour recouvrir un nouveau PPM est estimé à 50 s pour [166] et 100 s pour [167].

Ces commandes numériques se basent sur des algorithmes de contrôle adaptatifs, permettant de maintenir le système à son point de puissance maximale. Ainsi, nous pouvons distinguer entre plusieurs algorithmes :

- l'algorithme des descentes connu sous hill-climbing qui est commun aux deux méthodes d'optimisation suivantes : méthode d'observation et perturbation (O&P) et méthode de la conductance croissante,
- l'algorithme de la logique flou,
- L'algorithme de réseau de neurones.

Sur la figure 5-6, nous avons décrit les étapes d'un algorithme général implanté entièrement en numérique correspondant aux approches numériques d'adaptation [153].

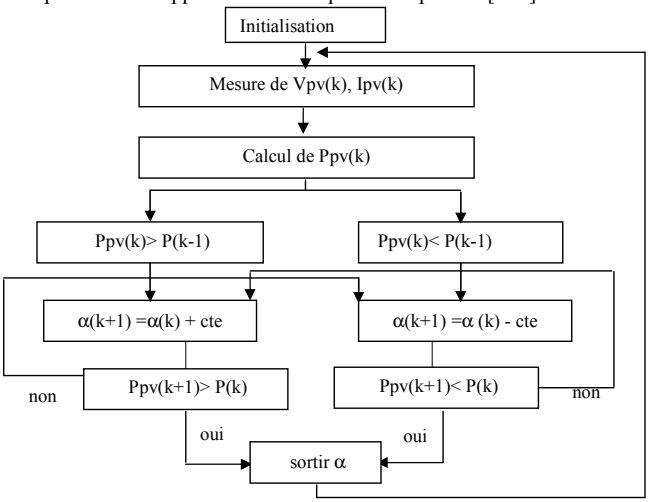


Figure 5-6: Algorithme de contrôle de point de maximum de puissance (commande MPPT).

Bien que la réalisation des commandes MPPTs, d'une manière analogique ou numérique, soit en premier lieu un choix du concepteur, les conceptions des commandes MPPT digitales (numériques) fournissent un certain nombre d'avantages par rapport aux systèmes analogiques [163] :

- le pouvoir accru dans les fonctionnalités et par conséquent une maximisation dans l'utilisation de dispositif,
- des algorithmes de commande plus simples et une simplicité de conception,
- compacité des composants et ainsi un poids réduit,
- bonne résolution et grande robustesse.

Il est à noter que la poursuite du point de puissance maximale, même si elle est facilitée par l'utilisation d'un système électronique numérique (microcontrôleur), est parfaitement possible à l'aide d'un système électronique ne comportant que des circuits analogiques et digitaux. On doit alors se contenter pratiquement d'un algorithme plus simple. Les performances obtenues restent toujours très satisfaisantes [164,165].

Dans le cadre de notre travail, nous analysons la conception et la simulation d'une commande MPPT analogique que nous appliquons aux deux types de convertisseurs DC-DC survolteur et dévolteur. Nous avons opté pour cette approche d'adaptation analogique par raison de simplicité de sa réalisation et aussi sa dynamique satisfaisante vis à vis des autres implantations.

II.4. Circuit de détection du dysfonctionnement et de redémarrage du système

La variation de l'éclairement et de la charge sont des contraintes inévitables et peuvent se produire à tout moment. A partir de la synthèse bibliographique [153] faite sur la poursuite du point de puissance maximale par des commandes MPPT confirmées, nous avons conclu que ces commandes analogiques bien que numériques présentent un inconvénient majeur lorsque le niveau d'éclairement ou la valeur de la charge changent rapidement. Ceci se manifeste par une divergence du système PV loin des conditions optimales [20,153, 167,169] (figure 5-7). Le système diverge vers les conditions du circuit ouvert ou du court-circuit. Face à ce problème, nous devons alors chercher une solution qui, dans le cas de divergence, nous offre la possibilité de ramener rapidement le système à son état initial et de commencer la recherche d'un nouveau PPM par la commande MPPT. Nous utilisons une technique qui assure cette tache en deux phases :

- lorsque le système dévie loin du point de fonctionnement optimal et par suite diverge à cause de l'un des problèmes précités : le système rentre dans un état de dysfonctionnement. Ce phénomène peut se traduire par le blocage du système dans un état extrémal. Donc, il faut concevoir un circuit qui détecte ce dysfonctionnement. Nous appelons cette phase : phase de détection de dysfonctionnement du système.
- une fois le dysfonctionnement du système est détecté, nous devons redémarrer le système pour qu'une nouvelle recherche du point PPM commence. Nous appelons cette phase : phase de redémarrage du système.

Dans le paragraphe IV et se basant sur les résultats bibliographiques [153], nous analysons la conception et le fonctionnement de ce circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système (CDDR).

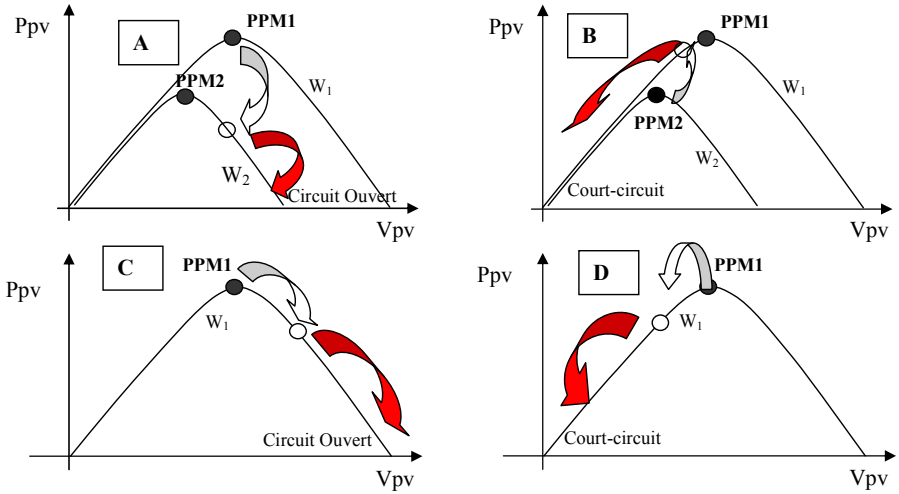


Figure 5-7 : Divergence du système PV vers le circuit ouvert ou le court- circuit, suites aux variation de l'éclairement ou de la charge.
A : diminution de l'éclairement de l'éclairement, B : augmentation de l'éclairement,
C : augmentation de la charge, D : diminution de la charge.
W_1, W_2 : puissances de l'éclairement ($W_2<W_1$)

III. Structure et fonctionnement d'une commande MPPT analogique

III.1. Schéma synoptique et principe de fonctionnement

Sur la figure 5-8, nous avons représenté le schéma synoptique d'une commande MPPT analogique répondant à notre cahier de charge. Cette commande est caractérisée par sa simplicité de réalisation et son faible coût [20,21]. En plus elle pourrait fonctionner à hautes fréquences de découpage (supérieures à 0.1 MHz). Cette commande MPPT analogique utilise directement la tension et le courant du panneau photovoltaïque pour chercher le point de fonctionnement correspondant à la puissance maximale [20,21]. Les différents composants qui la constituent sont :

- une résistance shunt (*Rsh*) de quelques milliohms ($20x10^{-3}$ Ω) connectée entre la masse et le pole moins du panneau [21]. Dans notre cas, cette résistance doit supporter un courant de 4.41A. La puissance dissipée à ses bornes est alors de quelques milliwatts. La nature de cette résistance peut constituer un thème de recherche à part. La tension à ses bornes est l'image du courant *Ipv* fourni par le générateur PV :

$$V = -R_{sh} \bullet I_{PV} = -20 \cdot 10^{-3} I_{PV} \qquad \textbf{(5.1)}$$

vu la faible valeur de cette résistance, la chute de la tension à ses bornes est très faible. D'où la nécessité d'utiliser un amplificateur opérationnel pour amplifier cette chute de tension.

- un amplificateur opérationnel monté en inverseur de gain *K* de l'ordre de 20, pour ramener la tension V presque à 1V afin que celle ci soit accessible à l'entrée du multiplieur analogique. La tension de sortie de l'inverseur est :

$$V = KR_{sh} \bullet I_{PV} = 0.4Ipv \qquad \textbf{(5.2)}$$

- un pont de deux résistances R_1 et R_2 qui permettent de prélever une fraction de la tension *Vpv* du générateur PV (une fraction de 1V est généralement suffisante). La tension maximale du panneau ne peut dépasser 22 V. Nous prenons donc le pont diviseur dans un rapport de $\frac{1}{22}$. La tension prélevée Vp est donc donnée par :

$$Vp = \frac{R_2}{R_1 + R_2} Vpv = \frac{Vpv}{22} \qquad \textbf{(5.3)}$$

- un multiplieur analogique qui délivre à sa sortie, à une constante près *C*, le produit du courant *Ipv* et de la tension *Vpv*. Ce produit est donc l'image de la puissance instantanée du panneau PV :

$$V_{mul} = C \bullet Ipv \times Vpv \qquad \textbf{(5.4)}$$

Ce multiplieur doit être choisi de façon qu'il soit de bonne réfection des deux signaux d'entrée et que seul le produit apparaisse à la sortie,

- deux intégrateurs RC : un rapide de constante de temps τ_1 et l'autre lent de constante de temps τ_2. A un instant t quelconque, l'intégrateur rapide produit à sa sortie une tension Pr homogène à la puissance fournie par le panneau et l'intégrateur lent produit à sa sortie la puissance *Pl* qui est la même que *Pr* mais à un instant *t+dt* (puissance retardée). Donc, à un instant t quelconque, la puissance *Pr* est supérieure (inférieure) à *Pl* lorsque qu'il s'agit d'une augmentation (diminution) de puissance à la sortie du panneau.
- un comparateur (1) qui compare à chaque instant *t* la puissance *Pr* à celle retardée *Pl*. Si la puissance à la sortie du panneau augmente (diminue), le comparateur bascule vers sont état haut (bas),
- une bascule JK montée en bascule *T* (fip-flop) dont la sortie Q change d'état à chaque front descendant du signal d'horloge qui est la sortie du comparateur (1) (toute fois, une bascule JK déclanchable sur un front montant peut choisi en prenant certaines mesures). Dans l'environnement Orcad-Pspice, l'amplitude de la tension de sortie des circuits numériques n'atteint pas la valeur d'alimentation ($+V_{CC}$). Pour ce faire, nous avons intercalé à la sortie de la bascule un amplificateur opérationnel en montage non-inverseur pour que la tension de sortie varie entre 0 et $+V_{CC}$.

- un intégrateur *(R0, C0)* dont le condensateur se charge et se décharge lentement. Lorsque la bascule *T* bascule à l'état haut (bas), la tension à la sortie de l'intégrateur augmente (diminue) lentement.
- un comparateur (2) permettant de générer à sa sortie une tension rectangulaire modulée en largeur (rapport cyclique variable : signal MLI). Ceci est le résultat de la comparaison (figure 5-9) entre le signal à la sortie de l'intégrateur (*Vréf*) et celui généré par un générateur triangulaire, ou en dent de scie, de fréquence fixée par le fonctionnement du convertisseur (dans notre cas 100 KHz). Lorsque la tension *Vréf* augmente (diminue), le rapport cyclique α augmente (diminue). En tenant compte des analyses du chapitre IV (paragraphe VI) , nous pouvons conclure que les variations de la tension *Vréf* induisent, pour un éclairement et température donnés, le déplacement du point de fonctionnement sur la caractéristique puissance –tension (figure 5-10).
- un driver dont le rôle est de transmettre, sans déformation, le signal modulé en largeur à l'interrupteur (transistor MOSFET) commandant le convertisseur d'énergie [133,147].

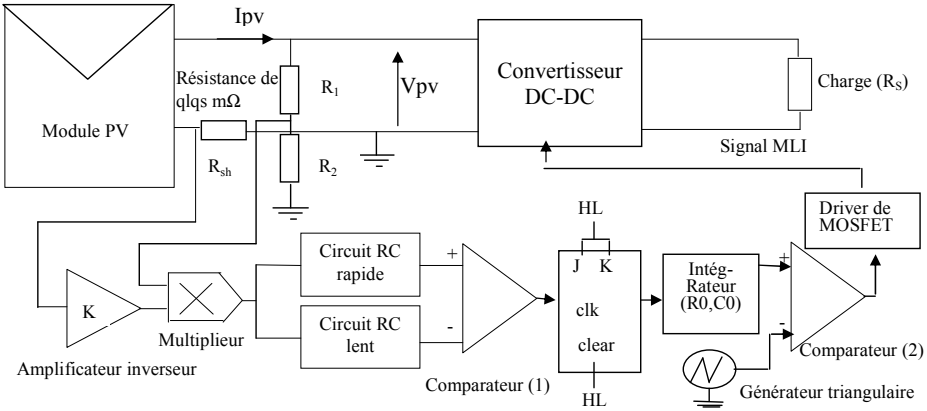


Figure 5-8 : Schéma synoptique de la commande MPPT analogique [20,21].

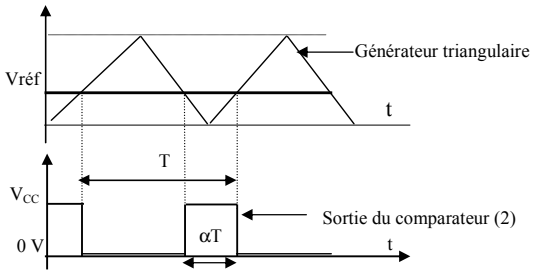


Figure 5-9: Génération d'un signal carrée à la sortie du comparateur (2).

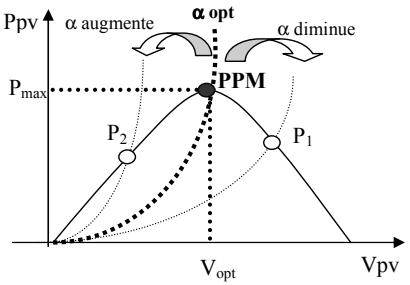


Figure 5-10 : Variation de la puissance instantanée (P_1, P_2) en fonction de la variation du rapport cyclique α.
(——) puissance fournie par le générateur PV,
(---) puissance fixée par la charge et le convertisseur ($Ppv = \frac{Vpv^2}{Rpv}$) et dépendante du rapport cyclique α.

PPM : point de puissance maximale.

III.2. Structure de la commande MPPT

La structure de la commande analogique est donnée sur le schéma de la figure 5-11. Son implantation ne fait intervenir que des composants analogiques et logiques sans aucun calcul ne soit nécessaire. Cependant, dans le cas des commandes numériques, la présence d'un élément de calcul (microcontrôleur ou microprocesseur) est obligatoire pour déterminer la puissance maximale du générateur PV. Dans la commande analogique présentée ici, la dynamique du système ne dépend que du temps de retard des composants analogiques qui est généralement très faible.

Cette commande qui à été conçu au début pour des générateurs photovoltaïques pour les adapter à une charge quelconque pourrait être généralisées à d'autres types de sources d'énergie présentant des caractéristiques non linéaires ou un comportement aléatoire comme les aérogénérateurs (énergie éolienne). Nous tenons à préciser que la conception de cette commande est indépendante de la structure du convertisseur statique utilisé. Elle peut s'appliquer aussi bien à des convertisseurs abaisseurs qu'à des élévateurs.

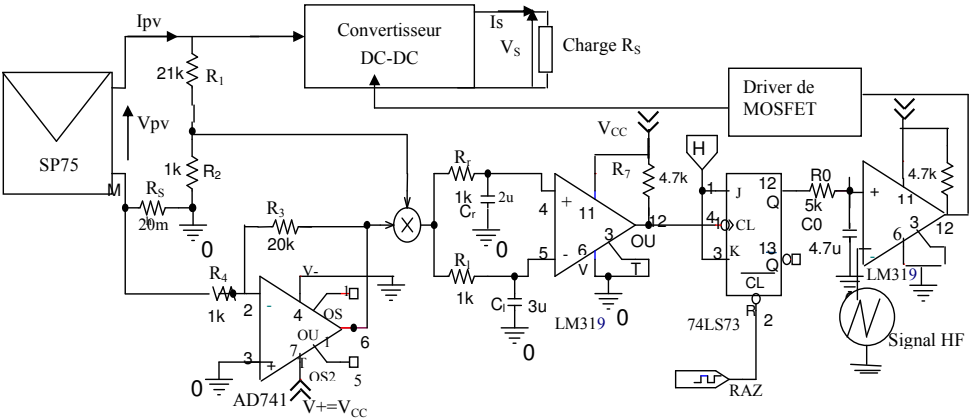


Figure 5-11 : Structure de la commande MPPT implanté dans l'environnement Orcad Pspice [168].

III.2.2. Convergence vers les conditions optimales

Nous analysons, dans ce paragraphe, qualitativement le mécanisme de convergence du système PV doté de la commande MPPT dans le cas où le système reçoit une intensité d'éclairement constante et alimente une charge résistive de valeur fixe. Dans ce cas, il n'y a pas de changement brutal de l'un des paramètres influençant le fonctionnement de la commande MPPT. En conséquence, il n'y a pas de risque de divergence du système. Le principe de convergence vers le point PPM, dans les différents cas est le suivant (figure 5-12) :

- A : lorsque la puissance *Pr* est supérieure à celle retardée *Pl* et la sortie de la bascule *T* est à l'état '0' alors :
  a) la tension *Vréf* et le rapport cyclique α diminuent. Les deux puissances se déplacent vers le point PPM.
  b) lorsque la puissance *Pr* est inférieure à *Pl* alors la sortie du comparateur bascule à l'état '0' et la bascule *T* change d'état en basculant à l'état '1'. Il en résulte l'augmente de la tension *Vréf* et du rapport cyclique α.
  c) la puissance *Pr* augmente et lorsqu'elle est de nouveau inférieure à *Pl* alors la bascule *T* change d'état et le rapport cyclique diminue.

d) le système PV oscille entre les états précédents b et c. La puissance *Pl* se stabilise autour du point du PPM et la puissance *Pr* oscille autour de ce point PPM.

- B : lorsque la puissance instantanée *Pr* est inférieure à celle retardée *Pl* et la sortie de la bascule *T* est à l'état '1' alors le système PV évolue vers les états b, c et d des événements précédents.
- C : lorsque la puissance *Pr* est inférieure à *Pl* et le rapport cyclique α diminue alors, comme précédemment, le système PV converge vers le point MPPT suivant les étapes b, c et d.

Cependant, lorsque le système PV est dans les situations D et E de la figure 5-13 alors la bascule T ne change pas d'états et le rapport cyclique continue soit à augmenter dans le cas D, soit à diminuer dans le cas E. Dans ces conditions, le système PV diverge vers le circuit fermé (cas D) ou vers le circuit ouvert (cas E). En conséquence, la détection du dysfonctionnement du système (blocage de la bascule *T* dans un état) et son démarrage pour le faire converger vers un nouveau PPM est nécessaire avant qu'il atteigne la situation du court-circuit ou le circuit ouvert. Ces situations se manifestent lors des variations de l'éclairement et de la charge.

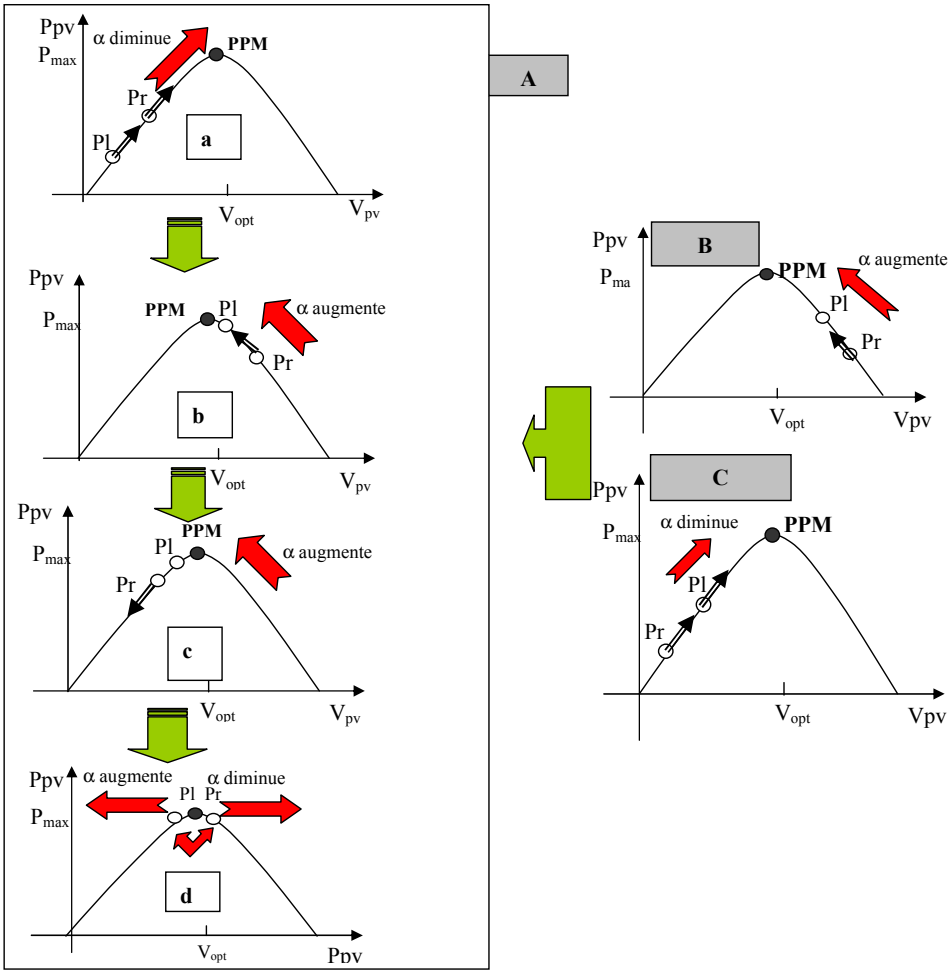


Figure 5-12 : Convergence du système PV vers le point PPM pour un éclairement et charge donnés pour trois cas : A, B et C.

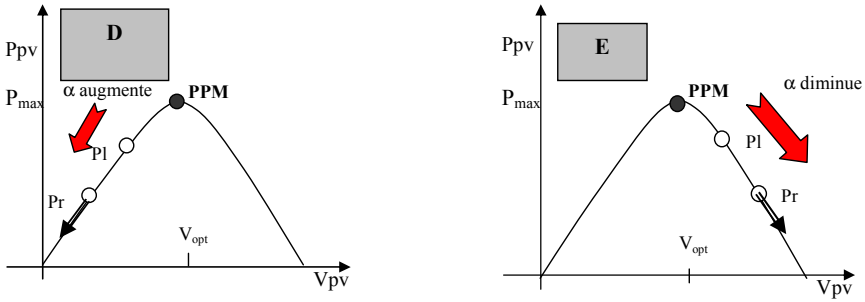


Figure 5-13: Divergence du système PV vers le court- circuit (D) ou le circuit ouvert (E).

IV. Circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage

IV.1. Circuit de détection de dysfonctionnement

IV.1.1. Structure du circuit détecteur

Le schéma du circuit détecteur de dysfonctionnement du système PV est représenté sur la figure 5-14 [21,170]. Ce circuit exploite les deux sorties de la bascule JK montée en T (Q et son complément Qb) (figure 5-11). Nous utilisons les deux sorties de la bascule T de la commande MPPT parce qu'elles nous permettent de détecter les deux cas de dysfonctionnement éventuels (sens de déviation du PPM vers la tension du circuit ouvert ou vers la tension du court-circuit). Comme le montre la figure 5-14, la structure de ce circuit est basé sur l'utilisation de deux comparateurs temporels qui sont des monostables (NE555), d'une porte logique de type ou-exclusive X-or (54LS86), deux transistors de type PNP et deux condensateurs Ct_1 et Ct_2.

IV.1.2. Fonctionnement du circuit détecteur

Dans ce paragraphe, nous décrivons le fonctionnement de circuit de dysfonctionnement de la figure 5-14. Le fonctionnement de la partie du circuit correspondant à la sortie Q est identique à la sortie Qb. Le dysfonctionnement du système se traduit par une absence des impulsions aux niveaux des sorties Q et Qb. En d'autres termes, les sorties Q et Qb se bloquent dans un état dont elles ne peuvent pas sortir. Cette situation indique alors que le système rentre dans un état de dysfonctionnement.

Sur la figure 5-15, nous avons représenté les séquences des entrées et sorties du circuit de la figure 5-14 au cours d'un fonctionnement normal (oscillations autour du PPM) et lors de la divergence du système PV de la figure 5-11. Nous pouvons ainsi conclure :

- Pour des instants t inférieurs à $T1$ ($t<T_1$)(figure 5-15), le système est en régime établi de fonctionnement et les sorties Q et Qb changent d'état tant que le système oscille autour du PPM. Les sorties Vout1 et Vout2 sont à l'état instable (état 1) et celle de la porte X-Or (Vx-or) à l'état bas (état 0). Pendant une période d'oscillation, l'une des sorties Q ou Qb est l'état '1', le transistor Q_1 ou Q_2 est bloqué et le condensateur Ct_1 ou Ct_2 commence à se charger. Ce chargement s'effectue sans atteindre le seuil de basculement du monostable (2/3 de Vcc) puisque nous nous choisissons la constante du temps de charge ($Rt*Ct$) plus grande que la période d'oscillations maximale (période maximale T_Q de la sortie Q). Lorsque la sortie Q ou Qb est l'état '0', le transistor Q_1 ou Q_2 est passant, le condensateur

Ct_1 ou Ct_2 est court-circuité et le monostable ()1 ou le monostable (2) ne bascule pas vers l'état stable '0'. Cette situation demeure tant qu'il y a des impulsions au niveau de la bascule T.

- pour des instants t supérieurs à T_1 $(t > T_1)$, le système PV subit une contrainte extérieure (variation brutale de l'éclairement ou de la charge). Si la sortie Q se bloque à l'état '1', le condensateur C0 (figure 5-11) de se charge à sa valeur maximale, le rapport cyclique avoisine 1 et le point de fonctionnement se déplace dans ce cas vers la tension du court-circuit. Le transistor Q_1 est donc bloqué et le condensateur Ct_1 se charge. Lorsque la tension aux bornes du condensateur Ct_1 atteint le seuil de basculement, la sortie Vout1 bascule à l'état stable '0' (figure 5-15). Ce changement d'état signale alors la détection du dysfonctionnement du système PV. La sortie Vx-or de la porte X-OR bascule alors de l'état '0' à l'état '1' à l'instant T_2 . Le temps τ $(\tau = T_2 - T_1)$ correspond donc au temps de charge du condensateur $Ct1$ pour atteindre la tension de seuil de basculement du monostable (1).

Il en est de même lorsque la sortie Q de la bascule T se bloque à l'état '0' (Qb à l'état '1'), le condensateur C0 se décharge complètement et le rapport cyclique avoisine 0. Dans ce cas, le point de fonctionnement du système PV se déplace vers le point de circuit ouvert et la détection de dysfonctionnement du système PV est assurée par la sortie Qb. Le transistor Q_2 est bloqué et le condensateur Ct_2 se charge jusqu'à ce qu'il atteigne la tension de seuil de déclenchement du monostable 2. Le principe de détection est donc similaire au cas précédent.

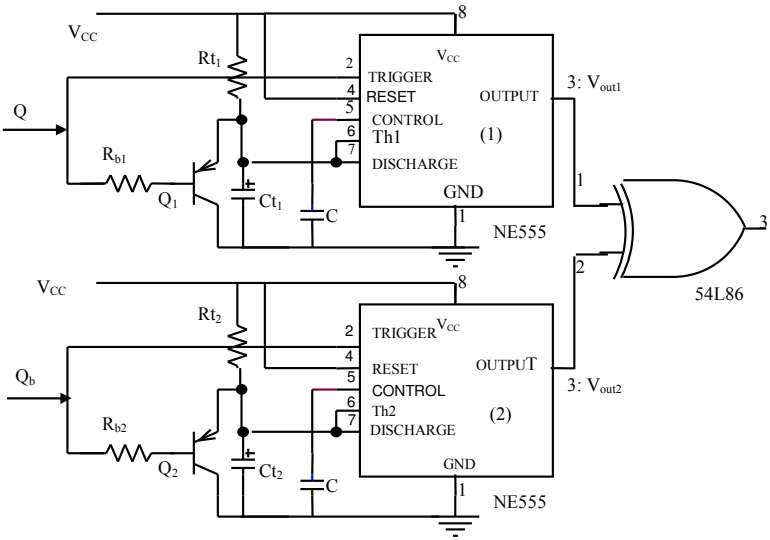


Figure 5-14 : Circuit de détection de dysfonctionnement du système à la suite d'un incident brutal.

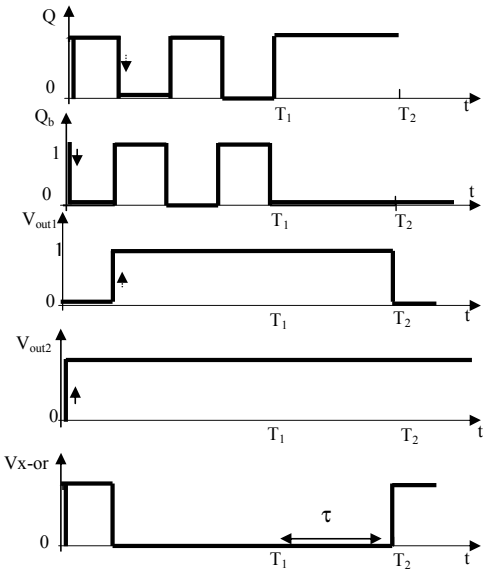


Figure 5-15 : Séquences typiques des sorties Q et Qb de la bascule T, V_{out1} et V_{out2} du monostable NE555 et Vx-or de la porte X-OR.
Pour des instants t inférieurs à T_1 ($0<T_1$) : fonctionnement normale en régime établi,
Pour des instants t compris entre T_1 et T_2 ($T_1<t<T_2$): variation brutale de l'éclairement ou de la charge.

Nous remarquons d'après ce qui précède que le condensateur Ct_1 et $C0$ se chargent au même temps alors que Ct_2 se charge lorsque C0 se décharge. Les temps τ et τ' correspondant à la durée de la charge du condensateur Ct_1 et Ct_2 pour atteindre le seuil de basculement ($2/3V_{CC}$) doivent être déterminées avec un plus grand soin par le concepteur. Les temps τ et τ' ne doivent être, en aucun cas, inférieurs au temps correspondant à une recherche du point PPM par la commande MPPT. Dans le cas contraire, pendant une poursuite du PPM par la commande MPPT, le système peut être redémarré.

IV.2. Redémarrage du système

IV.2.1. Circuit de redémarrage

Lorsqu'un dysfonctionnement est détecté, le système PV ne peut tout seul converger momentanément vers un nouveau PPM. Nous introduisons un circuit de redémarrage du système pour qu'une nouvelle recherche du PPM soit effectuée. Ce circuit (figure 5-16) est attaqué par la sortie du circuit de détection de dysfonctionnement (sortie de la porte X-OR) (figure 5-14). Comme le montre la figure 5-16, le circuit de redémarrage est formé par :

- un inverseur logique (74AC04) qui a pour rôle d'inverser le signal délivré à la sortie de la porte X-OR.

- un monostable 3 (NE 555) qui change d'état de sortie (état '0' à l'état '1') lorsqu'il reçoit une impulsion sur un front descendant (passage de V_{CC} à une tension inférieure à 1/3 de V_{CC} tout en restant positive) à sa borne 2 (trigger). Cette impulsion est donc le signal de sortie de la porte X-OR inversé par l'inverseur précédent. Dés que le monostable reçoit cette

impulsion, sa sortie passe à l'état haut (état instable) et il reste dans ce nouvel état pendant une durée τ_{rc} instable que nous pouvons régler à volonté. Le basculement vers l'état stable '0' a lieu lorsque la tension du condensateur *C* (initialement déchargé) atteint la valeur $2/3V_{CC}$. La valeur de la durée instable est donnée par les notices techniques du constructeur en fonction des éléments discrets extérieurs (*R, C*) selon la relation :

$$\tau_{rc} = 1.1 * R * C \qquad \textbf{(5.5)}$$

- un relais : l'impulsion de durée τ_{rc}, très courte (3 à 5 ms), actionne le relais (figure 5-16) dont la sortie S est reliée à un endroit où nous pouvons réinitialiser le système. Dans notre cas, la sortie S du relais est reliée à la borne plus (+) du condensateur *C0* de l'intégrateur (*C0, R0*) (la tension de référence). Quand le relais est actionné, le condensateur C0 est connecté à 0 Volt pendant une durée τ_{rc} : la tension de référence Vréf est donc nulle (0V)). Ensuite, ce relais est relâché pour qu'un nouveau cycle de recherche du PPM commence.

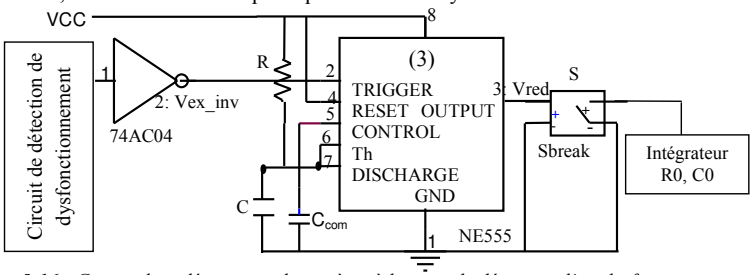


Figure 5-16 : Circuit de redémarrage du système à la suite de détection d'un dysfonctionnement.

IV.2.2. Analyse de la divergence et mécanismes de redémarrage

Nous pouvons ainsi analysé qualitativement la convergence du système PV, après avoir détecté le dysfonctionnement et le redémarrage du système. Plusieurs cas peuvent se présenter suite à un changement brutal de l'éclairement ou de la charge. Dans tous les cas, le système PV perd son point de fonctionnement en se dirigeant soit vers la situation du court circuit ou du circuit ouvert. Nous analysons dans la suite, deux cas qui peuvent se poser à la suite d'un changement brutal de l'éclairement :

- dans le cas où le système oscille autour du PPM1 sur la caractéristique *Ppv (Vpv)* de la figure 5-17-A et qu'il progresse dans la recherche du PPM1 sur la partie ascendance (Q= '0', le rapport cyclique α diminue). Si un changement brutal d'éclairement survient (baisse de l'intensité d'éclairement), alors le point de fonctionnement se trouve sur la caractéristique (P(Vpv) correspondante au point PPM2 (figure 5-17-A). Le système prend en considération cette diminution de l'intensité d'éclairement extérieur; la puissance Pr devient inférieure à Pl. Le système détecte ce changement et il change le sens de sa recherche sur la caractéristique correspondant au PPM2 (Q=1 et α augmente) mais dans le mauvais sens. Si le système n'est pas muni du circuit CDDR, il continue à progresser sa recherche jusqu'à ce que le rapport cyclique devienne égale à 1et le système se dirige vers la tension du court-circuit et peut se bloquer dans cette situation. Pour empêcher ceci, le circuit CDDR de la figure 5-16 génère une impulsion forçant le condensateur C0 à être porté au potentiel 0V et initialise le système PV pour poursuivre un nouveau PPM (voir paragraphe V).

- dans le cas où le point de fonctionnement se trouve sur la caractéristique correspondant au PPM2 (figure 5-17-B) et que le système PV est en train de progresser dans sa recherche vers le PPM2 (Q= '1'). Si un changement brutal d'éclairement se produit (augmentation de

l'intensité d'éclairement) alors le point de fonctionnement se trouve soudainement sur la caractéristique correspondant au point PPM1. La puissance *Pr* devient brutalement supérieure à celle retardée *Pl*. Ce changement ne change normalement pas le sens de progression de la recherche du PPM1 (*Q= '1'*). Dans cette situation nous pouvons distinguer deux cas :

- pour des constantes de temps données (τ_1 et τ_2) des deux intégrateurs lent et rapide, si le temps correspondant au croisement des deux puissances *Pl* et *Pr* n'est pas atteint et reste inférieur au temps nécessaire à la charge de Ct_1 ou Ct_2 du monostable 1 ou 2 de la figure 5-14 alors le système peut converger vers le nouveau PPM1 et le CDDR n'intervient pas (figure 5-17-B-1).

- Dans le cas contraire, le système change le sens de recherche mais dans le mauvais sens (figure 5-17-B-2). Un dysfonctionnement est détecté et le CDDR génère l'impulsion de redémarrage et force le système à se trouver rapidement au point du circuit ouvert *(α =0)*. Dés lors, le système effectue une nouvelle recherche du PPM sur la caractéristique correspondant au PPM1 (voir paragraphe V.2).

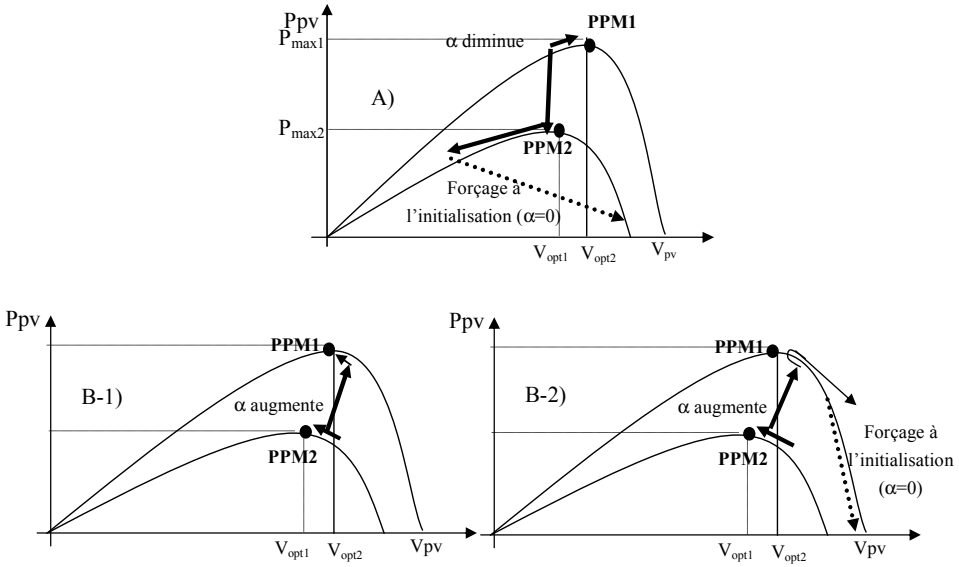


Figure 5-17 : Mécanisme de recherche du PPM dans deux cas de dysfonctionnement.
A) : progression vers le point du court circuit,
B-1) : progression vers le point PPM1 et oscillation,
B-2) : changement du sens de recherche et progression vers le point de circuit ouvert,
Forçage du système à l'initialisation (α=0).

V. Simulation du fonctionnement électrique d'un système photovoltaïque

Dans ce paragraphe nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice, le fonctionnement d'un système PV adapté par un convertisseur hacheur de type boost (survolteur) et buck (dévolteur). Plus particulièrement, nous analysons le fonctionnement en tenant compte :

- de le commande MPPT de la figure 5-11,

- de la commande MPPT (figure 5-11) et du circuit de détection du dysfonctionnement et de redémarrage du système de la figure 5-14 et 5-16.

V.1. Système photovoltaïque adapté par un hacheur boost

V.1.1. Fonctionnement en tenant compte de la commande MPPT

Dans cette partie, nous étudions le fonctionnement du système PV, tenant compte de la commande MPPT conçue (figure 5-11), en fonction de l'éclairement. Dans notre cas, puisque le générateur PV est celui déjà symbolisé et analysé dans l'environnement Orcad-Pspice (paragraphe V-2 chapitre IV) alors la valeur de la charge doit être supérieure à 3.85 Ω pour un éclairement de 1000 W/m^2 et supérieure à 23 Ω pour un éclairement de 200 W/m^2.

V.1.1.1. Forme de l'onde dans les composants de la commande MPPT

Sur la figure 5-18 est représenté le tracé typique de la tension du multiplieur analogique. Nous observons un régime transitoire de 50 ms. Ce temps correspond d'une part au temps dû à l'établissement des tensions et courants dans les éléments analogiques (environ 10ms) et d'autre part au temps correspondant à la première recherche du PPM environ 40ms) avant que le régime permanent soit atteint.

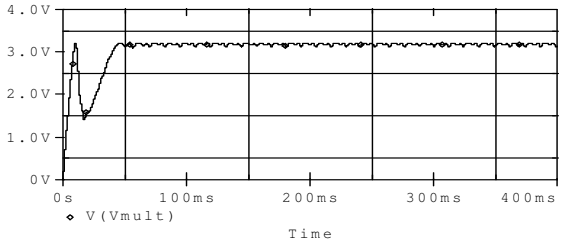
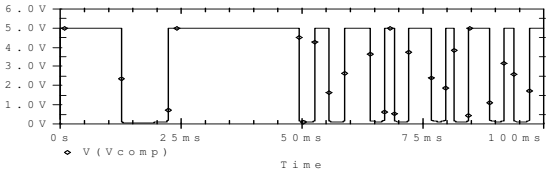


Figure 5-18 : Forme de la tension à la sortie du multiplieur analogique

Sur la figure 5-19 nous avons représenté les variations typiques de la tension à la sortie du comparateur et celles des sorties (Q et Qb) de la bascule JK montée en bascule T (Flip-flop). Lorsque la puissance fournie par le générateur PV diminue (P_r<P_l), la sortie du comparateur (1) bascule à l'état '0'et la bascule JK change d'état. Aussi, lorsque la sortie du comparateur bascule à l'état '1', la bascule T ne change pas d'état. La sortie du comparateur (1) est alors utilisée pour déclencher la bascule T dont l'état de la sortie bascule sur le front descendant du signal d'horloge (sortie du comparateur (1)).

Au démarrage du système PV (temps < 50ms), pour éviter le déclenchement du monostable (1) (chargement de Ct_1 jusqu'à 2/3 V_{CC}), nous avons choisi la constante du temps Rt_1Ct_1 supérieure au temps de recherche du PPM (50ms). Pendant cette phase, la recherche du PPM se fait uniquement par la commande MPPT sans le CDDR.



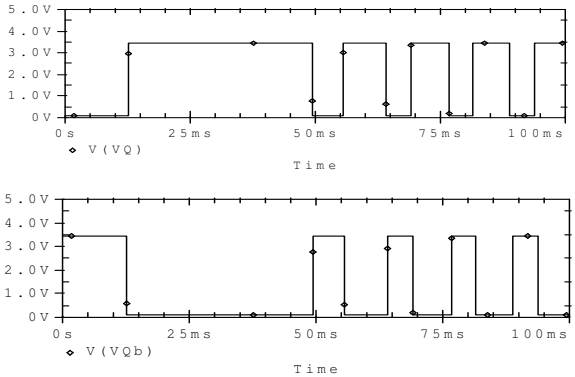
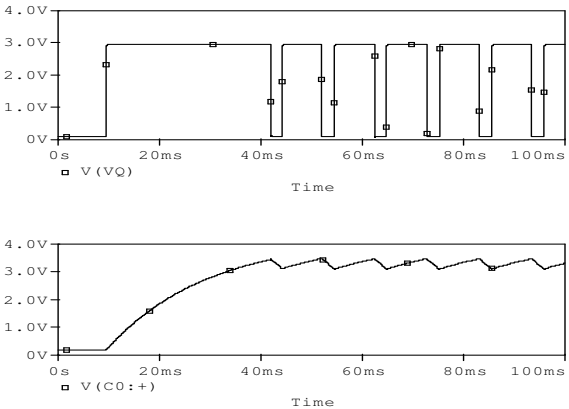


Figure 5-19 : Evolution de l'état à la sortie du comparateur (1) et celui des sorties Q et Qb de la bascule JK montée en T

Le signal à la sortie de la bascule T est lentement intégré (croissance et décroissance lentes) par l'intégrateur (2) (*R0, C0*) dont la tension de sa sortie est utilisée comme signal de référence (figure 5-20). Ce dernier est comparé à un signal en dent de scie (ou triangulaire) de fréquence élevée (100 KHz) pour obtenir à la sortie de comparateur (2) un signal carré qui commande l'interrupteur du convertisseur DC-DC (figure 5-20). La tension à la sortie de l'intégrateur (*R0,C0*) augmente lorsque la sortie de la bascule JK passe à l'état haut et diminue lorsqu'elle passe à l'état bas (figure 5-20). Aussi, sur la figure 5-24 apparaît le régime transitoire de 50 ms, correspondant à l'établissement des tensions dans le boost et convergence vers le PPM, suivi du régime permanant (oscillations autour du PPM).

A la sortie du comparateur, on génère donc un signal rectangulaire dont le rapport cyclique diminue (augmente) lorsque la tension à la sortie de l'intégrateur (*R0,C0*) diminue (augmente). Ce signal modulé en largeur d'impulsion (MLI) est ensuite appliqué à l'interrupteur du convertisseur par l'intermédiaire d'un driver [133,147]. Sur la figure 5-20, nous avons représenté l'évolution typique de la tension à la sortie du comparateur (2) lorsque le point de fonctionnement oscille autour du point PPM.

Notons qu'au début de la recherche du PPM par la commande MPPT, le condensateur C0 de l'intégrateur lent se trouve chargé sous une tension de l'ordre de 100 mV qui est la tension de l'état bas de la bascule T. Ceci entraîne une tension de référence et un rapport cyclique non nuls. Pendant un redémarrage du système PV par le CDDR, ce condensateur est porté au potentiel 0V.



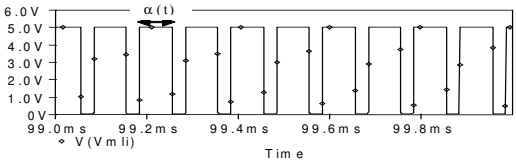


Figure 5-20: Evolution typique de la tension à la sortie Q de la bascule T, aux bornes du condensateur C0 et à la sortie du comparateur (2) en fonction du temps,
$\alpha(t)$: rapport cyclique dépendant du temps.

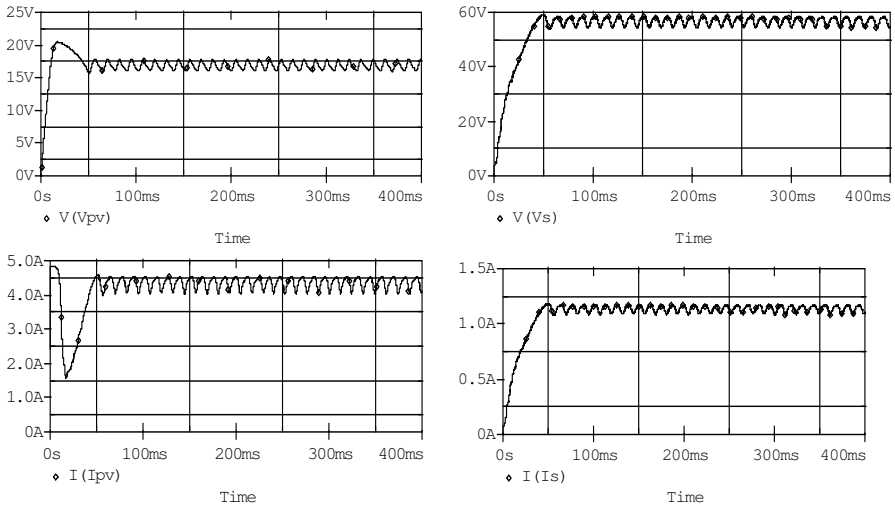
V.1.1.2. Courants, tensions et puissances dans le système PV

Sur la figure 5-21 nous avons représenté, pour un éclairement constant de 1000 W/m^2 et une température de 25°C, les résultats typiques de simulation dans l'environnement Orcad des caractéristiques électriques à la sortie du panneau et à la sortie du hacheur de type élévateur contrôlé par la commande MPPT analogique de la figure 5-11. Il apparaît que :

- après un régime transitoire de durée 50ms, la commande MPTT fait osciller le point de fonctionnement autour du point du PPM.
- les différentes grandeurs électriques (puissances, tensions et courants) se stabilisent autour des valeurs fixées par notre cahier de charge :
  - la puissance fournie par le générateur PV se stabilise autour de 75 W et celle fournie à la charge autour de 68 W.
  - à la sortie du panneau, la tension et le courant se stabilisent respectivement autour de 17 V et 4.4 A.
  - au niveau de la charge, la tension et le courant se stabilisent respectivement autour de 58 V et 1.1 A

Notons que la différence entre la puissance à la sortie du panneau et celle fournie à la charge reste dans la limite de 6 Watts. Ces pertes sont donc attribuées aux pertes par commutation et par conduction dans le transistor MOSFET [133,145], dans la diode et dans les différents composants de la commande MPPT (voir chapitre IV).

L'ensemble des résultats obtenus montrent que le convertisseur boost et la commande MPPT jouent correctement leurs rôles : élévation de la tension et transfert de la puissance optimale à la charge.



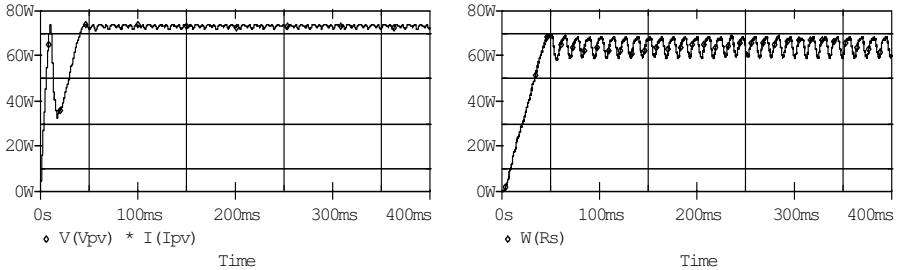
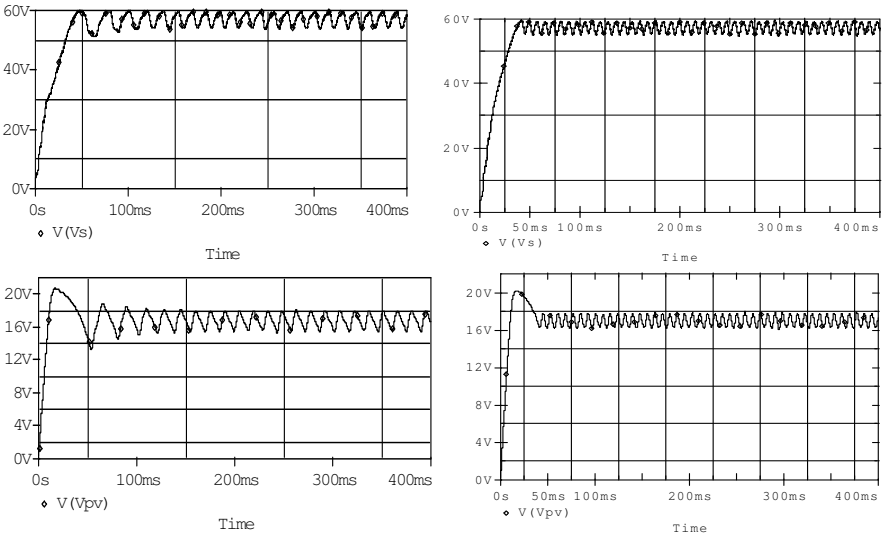


Figure 5-21 : Courants, tensions et puissances typiques, simulés dans l'environnement Orcad, en fonction du temps dans le cas d'un convertisseur élévateur contrôlé par la commande MPPT (figure 5-11).
R_S=50Ω, Cs=200uF, Ce = 2200uF, L=80uH, F=100KHz, τ_1=1ms, τ_2= 2.2ms.

V.1.1.3. Incertitude précision - stabilité

Notons que le choix des deux constantes de temps (τ_1 et τ_2) est un compromis fondamental entre la stabilité et la précision de convergence autour du PPM du système. Plus que les constantes du temps τ_1 et τ_2 sont rapprochées plus qu'il y a plus de précision sur le point PPM et des faibles oscillations autour de celui ci. Mais si elles deviennent tellement rapprochées, le système peut devenir instable. Par ailleurs, si les deux constantes de temps sont trop éloignées, le système est très stable mais il devient moins précis. Ceci se traduit par la présence de fortes oscillations autour du PPM [20, 21,153].

Sur la figure 5-22, nous avons représenté les résultats de la simulation des différentes grandeurs électriques (tensions et courants) à la sortie du panneau et à la sortie du convertisseur dans les deux cas extrêmes des constantes de temps τ_1 et τ_2 (τ_1 et τ_2 éloignées et rapprochées). Les résultats obtenus montrent une forte oscillation dans le premier cas et une faible oscillation dans le second cas.



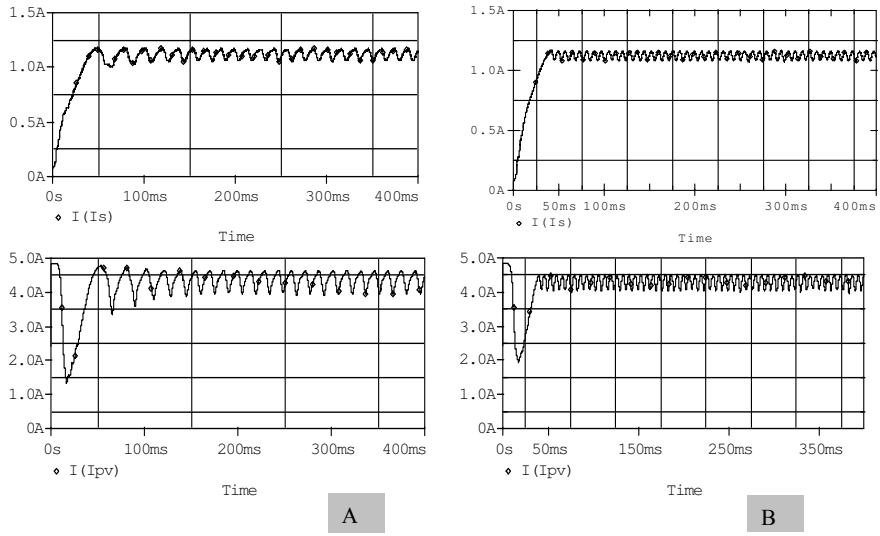


Figure 5-22 : Amplitude d'oscillations autour du PPM des tensions et courants à la sortie du panneau et à la sortie du convertisseur. Eclairement : 1000W/m², R_S=50Ω, C_S=200uF, C_e = 2200uF, L_1=80uH, F=100KHz pour deux couples de constantes de temps τ_1 et τ_2.
A) (τ_1=1ms, τ_2= 5ms), B) (τ_1=0.1ms, τ_2= 0.22ms)

V.1.2. Fonctionnement du système complet

V.1.2.1. L'incident est un changement brutal de l'éclairement

Lorsque le générateur PV subit des variations de l'éclairement qui sont représentées sur la figure 5-23, nous avons simulé les différentes grandeurs électriques du système PV (figure 5-24) doté de la commande MPPT et du circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système (CDDR) (figure 5-14 et 5-16). Le panneau PV subit alors un éclairement non constant : il varie de 1000W/m² à 600W/m² puis de 600W/m² à 1000W/m².

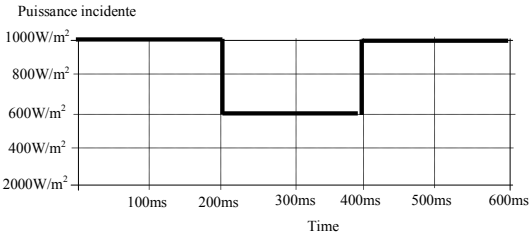
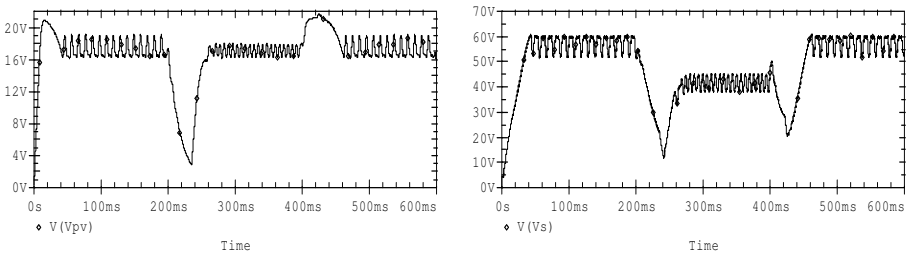


Figure 5-23 : Variation de la puissance incidente de l'éclairement en fonction du temps.



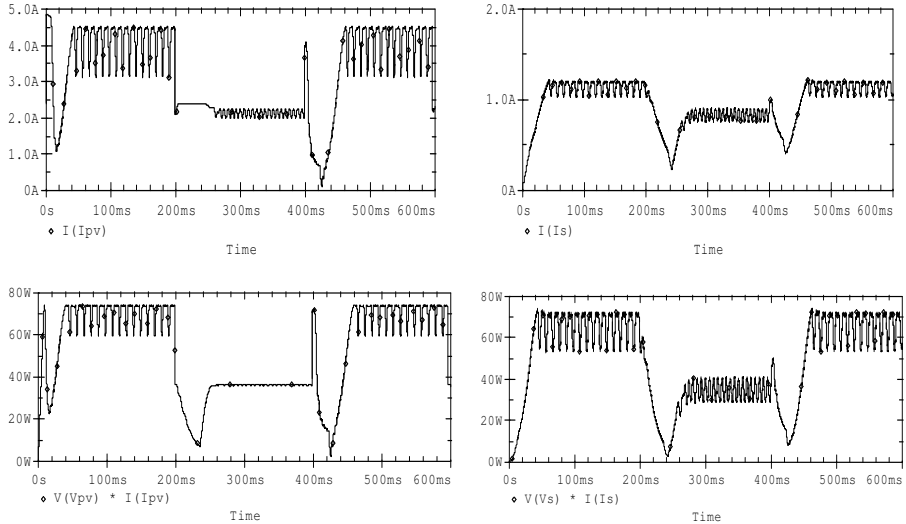
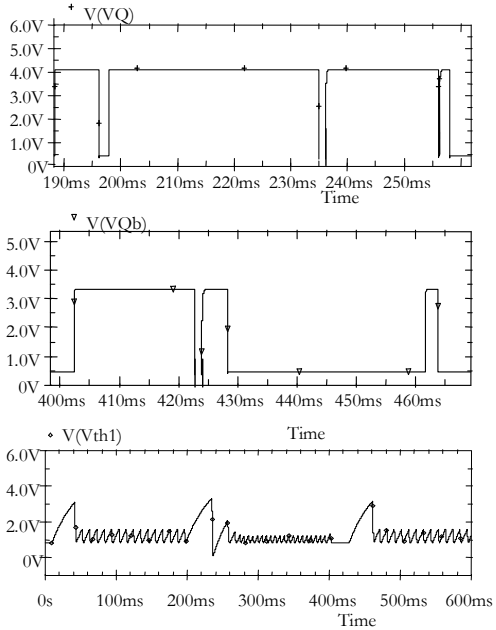


Figure 5-24: Simulations typiques de l'influence du changement de l'éclairement (figure 5-23) sur les grandeurs électriques à l'entrée et à la sortie d'un boost du système PV muni de la commande MPPT et du circuit CDDR .

R_S=50Ω , C_S=200uF, C_e = 2200uF, L_1=80uH, F=100KHz, τ_1=0.1ms, τ_2= 1ms.

À la lumière de ces résultats nous analysons le mécanisme de recherche du PPM en fonction du temps dans les différents composants de la commande MPPT munie du CDDR. Pour cela, nous avons représenté sur les figures 5-25 à 5-27 les résultats typiques de simulation dans les deux cas de changement de l'intensité d'éclairement. Il apparaît que :

Pendant le premier changement d'éclairement (qui a lieu à 200ms), la sortie *Q* de la bascule T est bloquée à l'état '1' (figure 5-25), le rapport cyclique augmente et le système PV évolue vers la tension du court circuit. Le monostable (1) est déjà à l'état '1' (état instable) sous l'effet du premier front descendent de la sortie *Q* de la bascule T. Le transistor Q_1 étant bloqué alors le condensateur Ct_1 (tension *Vth1*) se charge jusqu'au seuil de déclenchement. La sortie *Vout1* du monostable (1) bascule à l'état '0' (figure 5-25). Ceci entraîne le basculement de la porte inverseuse et génération de l'impulsion au niveau du monostable (3). Cette impulsion est appliquée au relais qui force le condensateur C0 au potentiel 0 (court-circuit) (figure 5-25). Le condensateur C0 étant court-circuit, la sortie Q de la bascule T qui était à l 'état '1' est interrompue pendant le temps de court-circuit mais mémorise son état précédent '1' et le condensateur C0 peut se mettre à se charger de nouveau (figure 5-25). Le système peut donc



converger, suivant les étapes de la figure 5-12, vers le PPM2.

Pendant le deuxième changement d'éclairement (qui a lieu à 400ms), la sortie Q de la bascule T est bloquée à l'état '0' (Qb à l'état '1') (figure 5-25), le rapport cyclique diminue et le système PV évolue vers la tension du circuit ouvert. Le monostable (2) est déjà à l'état '1' (état instable) et le transistor Q_2 étant bloqué alors le condensateur Ct_2 (tension Vth2) se charge jusqu'au seuil de déclenchement et la sortie Vout2 du monostable (2) bascule à l'état '0' (figure 5-25). Ceci entraîne le basculement de la porte inverseuse et la génération de l'impulsion au niveau du monostable (3). Cette impulsion *Vred* est transférée au relais qui force le condensateur C0 au potentiel 0V (figure 5-25). Le condensateur C0 étant court-circuité, la sortie Q de la bascule T qui était à l'état '0' est interrompue pendant le temps de court-circuit du condensateur mais mémorise son état précédent '0'. Le condensateur C0 peut se mettre à se charger à nouveau, uniquement, sous la tension de l'état bas de la bascule T qui est de l'ordre de 100mV (figure 5-25). La tension de référence et le rapport cyclique augmentent. Les puissances *Pl* et *Pr* qui étaient en train de diminuer commencent à augmenter (*Pr* augmente plus rapidement que *Pl*). Il en résulte un croisement entre les deux puissances (*Pl*= *Pr*) et donc un basculement de la sortie du comparateur à l'état '1' et la sortie de la bascule T ne change pas (puisqu'elle est déclenchable sur un front descendent). Le condensateur C0 continue à se charger et les deux puissances peuvent se croiser lorsque la tension de sortie de la bascule atteint la tension de l'état bas (100mV) et le comparateur (1) passe alors à l'état '0'. La bascule détecte ce front descendant et sa sortie passe à l'état '1'. Le système peut donc converger, suivant les étapes de la figure 5-12, vers le PPM2.

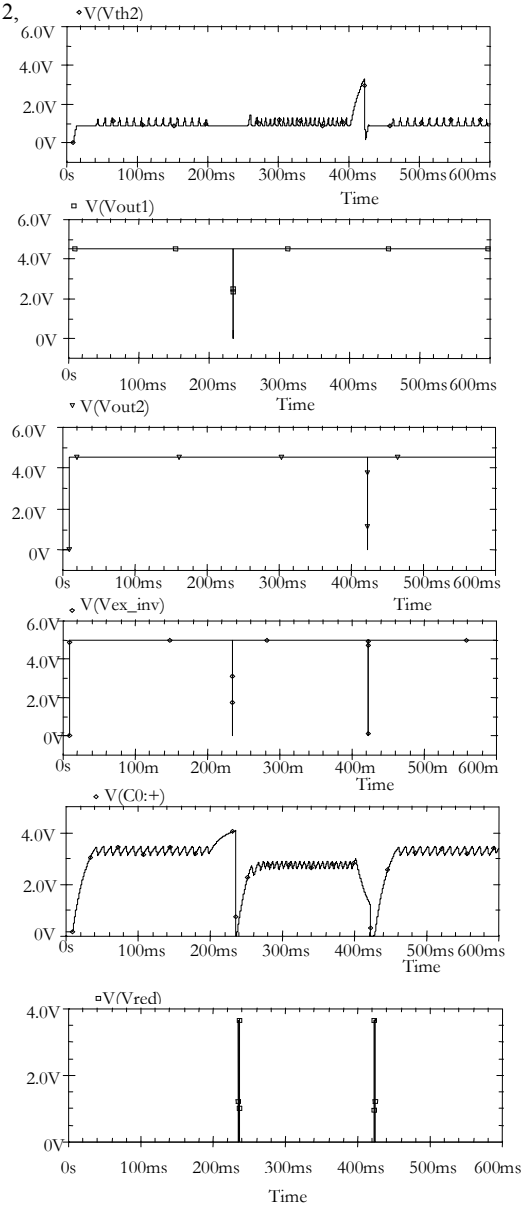


Figure 5-25 : Réponse dynamique de la commande MPPT et du circuit CDDR aux deux changements brutaux de l'intensité d'éclairement de la figure 5-23.

Si le système muni de la commande MPPT n'était pas doté du circuit de détection de dysfonctionnement et redémarrage, il perdrait son PPM pendant le premier changement d'éclairement en se dirigeant vers la tension du court-circuit et pendant le deuxième changement vers la tension du circuit ouvert.

V.1.2.2. L'incident est un changement brutal de la charge

Dans ce paragraphe, nous avons simulé les différentes grandeurs électriques (figure 5-27) du système PV muni de la commande MPPT et du CDDR du système lorsque l'incident est un changement brusque de la charge (figure 5-26) pour un éclairement de 1000 W/m^2 et une température de 25 °C. La charge varie de 50 Ω à 25 Ω.

Il apparaît que lorsque la charge varie brutalement, le système PV perd son point de fonctionnement, évolue vers la tension du circuit ouvert et rentre en état de dysfonctionnement. Au bout d'un temps inférieur à 100 ms, le CDDR détecte de dysfonctionnement et redémarre le système PV pour recouvrir un nouveau PPM.

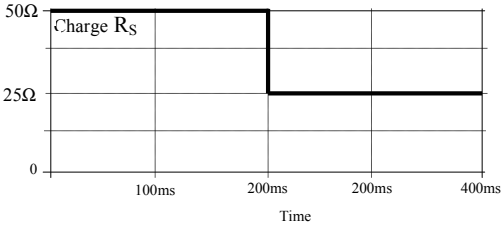


Figure 5-26 : Chute brutale de la charge

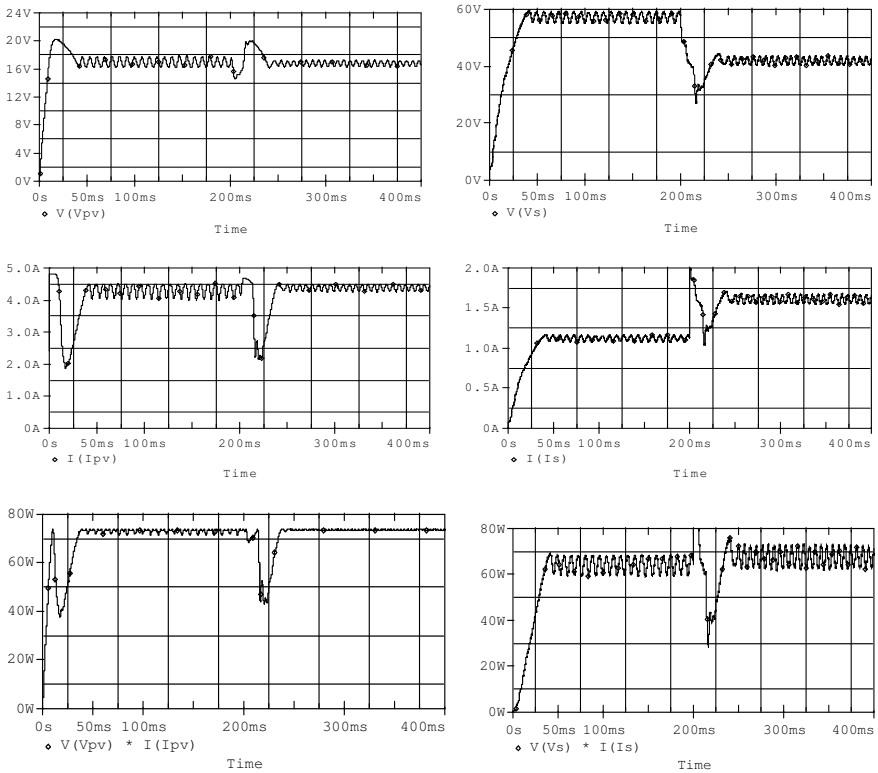


Figure 5-27 : Simulation typique de l'influence de la charge (figure 5-31) sur les grandeurs électriques à l'entrée et à la sortie d'un boost du système PV.
C_S=200uF, C_e = 2200uF, L1=80uH, F=100KHz, τ_1=0.1ms, τ_2= 1ms.

V.2. Système photovoltaïque adapté par un hacheur de type dévolteur

Dans ce paragraphe nous analysons, dans l'environnement Orcad-Pspice, le fonctionnement d'un système PV adapté par un convertisseur hacheur de type abaisseur (dévolteur) subissant un éclairement d'intensité variable. La structure et le fonctionnement de la commande MPPT et le circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système PV sont ceux analysés dans le cas du hacheur de type survolteur. Nous analysons le fonctionnement du système PV lorsqu'on varie l'éclairement à une température 25 °C dans le cas d'une charge résistive.

Dans le cas d'une charge résistive, nous avons montré dans le chapitre IV que de la charge doit être inférieure à celle de la résistance interne optimale du panneau PV ($R_S < R_{opt}$) pour un éclairement donné. Nous avons simulé le fonctionnement du système PV pour une charge de valeur 2.5Ω.

Lorsque l'éclairement varie suivant la figure 5-28, nous avons représenté sur la figure 5-29, les résultats typiques des courants, tensions et puissances à l'entrée et sortie du convertisseur en fonction du temps. Il apparaît que :

Pendant le premier changement brutal de l'éclairement (à 200ms), le système PV perd son point de fonctionnement et évolue vers la tension du circuit ouvert, le CDDR détecte ce disfonctionnement et redémarre le système au bout d'un temps de 40 ms. Aussi, toutes les grandeurs électriques oscillent autour de nouveau PPM.

Pendant le deuxième changement brutal de l'éclairement (à 400ms), la recherche du PPM est assurée uniquement par la commande MPPT sans le CDDR selon la procédure déjà discutée dans le paragraphe IV.2.2 (figure 5-17-B-1). La poursuite du nouveau PPM est spontanée.

Donc, la commande MPPT et éventuellement le circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage agissent ensemble et au moment opportun pour permettre une bonne régulation du fonctionnement du système PV suite aux différentes variations de l'éclairement ou de la charge.

Notons que quel que soit l'incident (inutile même de connaître son origine) qui perturbe le système, nous constatons que le temps de convergence du système vers un nouveau PPM reste inférieur à 100ms. Ces performances font de notre commande une technique adaptable à d'autres sources génératrices d'énergie dont le comportement électrique est aléatoire

Les résultats obtenus dans ce paragraphe peuvent être étendus à des applications de 12V, en particulier, à un chargeur de batterie solaire (12 V par exemple) [149].

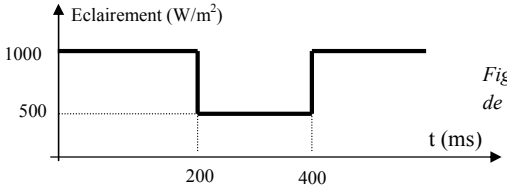
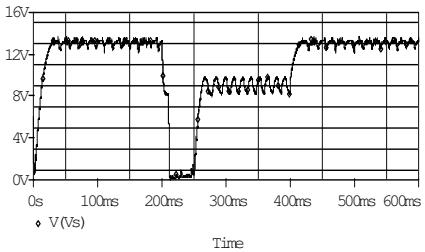
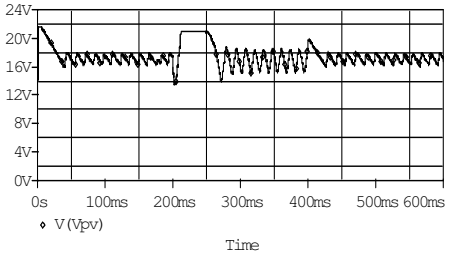


Figure 5-28 : Variation de la puissance incidente de l'éclairement en fonction du temps.





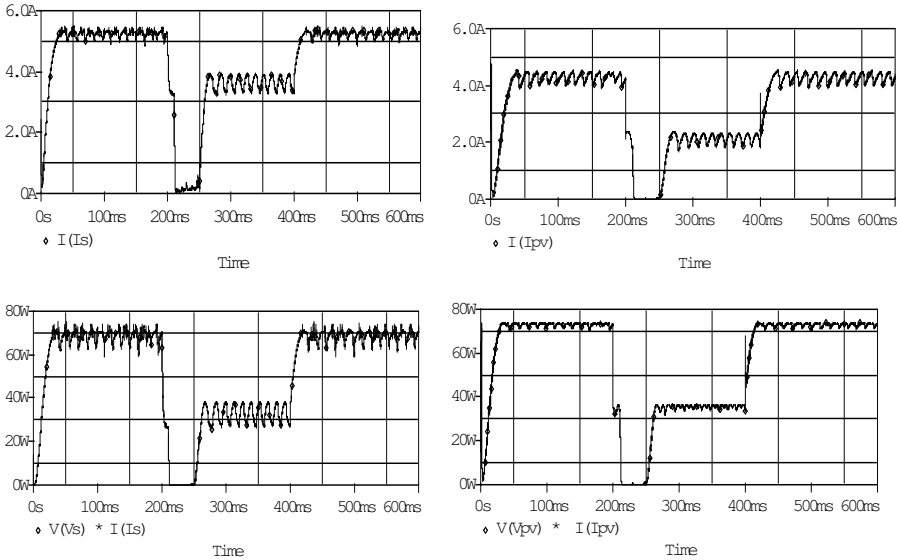


Figure 5-29: Simulation typique des grandeurs électriques à l'entrée et à la sortie d'un buck régulé par la commande MPPT et le CDDR lorsque l'éclairement varie suivant la figure 5-30.
R_S=2.5Ω, C_S=200uF, C_e= 400uF, L_1=80uH, F=100KHz, τ_1=1ms, τ_2= 4.7ms.

V.3. Evaluation de la commande

La commande MPPT analogique dotée de circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage, sur laquelle sont portées les simulations, présente un certain nombre d'avantage par rapport à la commande MPPT analogique seule et certains commandes MPPT numériques :

- elle ne fait intervenir que des composants classiques du grand public, en conséquence un faible coût,
- la recherche du PPM est effectuée sans qu'aucun calcul ne soit fait. La régulation a eu lieu conformément aux principes de la rétroaction alors que dans les commandes numériques, s'avère un algorithme de recherche complexe nécessitant un élément de calcul (microcontrôleur ou microprocesseur) sophistiqué,
- elle ne nécessite pas de capteurs particuliers pour la chaîne de rétroaction, il suffit juste d'une résistance shunte et d'un pont diviseur,
- elle se jouit d'une dynamique très bonne vis à vis des commandes MPPT rencontrées dans la littérature. Le temps de réponse pour la recherche d'un nouveau PPM n'excède jamais les 100 ms. C'est le temps correspondant aux constantes de temps des différents éléments passifs,
- avec le circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage, elle réagit aux différents incidents (changement brutal d'éclairement, de charge, de température, éclairement inhomogène etc…) qui peuvent survenir avec une dynamique très rapide,
- elle est indépendante de type de convertisseur d'énergie, elle est valable aussi bien pour un convertisseur élévateur que pour un abaisseur,
- elle peut être adaptée à d'autres types de générateurs dont le comportement électrique est aléatoire, en particulier aux aérogénérateurs.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé dans l'environnement Orcad-pspice le fonctionnement d'un système PV, adapté par des convertisseurs d'énergie DC-DC (hacheur), régulé par une commande MPPT munie d'un circuit détection du dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR) du système PV.

Nous avons montré tout d'abord que dans un système photovoltaïque, la puissance optimale transférée à la charge ne pourrait être maximale que pour un rapport cyclique bien défini (α_{opt}). Ce rapport cyclique correspond sur la caractéristique puissance–tension à un point de puissance maximale PPM. Ensuite, nous avons montré, que suite à un changement des conditions météorologiques ou de la charge, le point de puissance maximale dévie loin de sa position optimale. Pour converger vers un autre nouveau point de puissance maximale, il faut ajuster le rapport cyclique α à une autre valeur optimale. Ceci nous a permis de conclure que dans un système photovoltaïque indépendant, cette régulation doit être réalisée automatiquement afin de poursuivre le point de fonctionnement optimal.

A partir d'une synthèse bibliographie exhaustive sur les commandes MPPTs, nous avons retenu, parmi les différentes approches d'adaptation, la commande analogique, qui est une technique simple et ne faisant intervenir que peu de composants analogiques et digitaux. Nous avons simulé et évalué, dans l'environnement Orcad, cette technique qui garanti la poursuite du point maximum de puissance dans des conditions météorologiques et de charge constantes. Nous avons analysé les résultats de simulation de la commande MPPT et déduit que les grandeurs électriques, à l'entrée et la sortie du convertisseur, oscillent autour d'un point de fonctionnement optimal.

Nous avons montré que cette commande MPPT présente certains inconvénients notamment la difficulté de convergence momentanée vers un nouveau PPM à la suite des changements brutaux de l'intensité d'éclairement ou de la charge. Nous avons montré que le système peut diverger vers les conditions du court-circuit ou le circuit ouvert. Pour pallier ce problème de divergence et introduire certaines performances sur le fonctionnement, nous avons doté la commande MPPT d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système. Celui ci permet donc de détecter la divergence et de forcer le système PV à s'initialiser pour qu'une nouvelle recherche du point optimal commence.

Dans le cas du générateur PV 'SP75', nous avons analysé d'une manière approfondie la régulation du système en tenant compte des changements brutaux des conditions météorologiques et de la charge. Nous avons montré que la commande MMPT munie du circuit CDDR permet la convergence vers les conditions optimales au bout d'un temps inférieur à 100 ms quelques soient les variations de l'éclairements et de la charge.

Concernant les pertes occasionnées par les différents composants électroniques de puissance des convertisseurs d'énergie et par le circuit de la commande MPPT, nous les avons évaluées, dans les cas les plus défavorables, à 7 W. Dans les conditions normales de fonctionnement, ces pertes sont inférieures à 5 %.

En conclusion, les résultats de simulation dans l'environnement Orcad-Pspice montrent que :

- le système PV conçu, dans ce travail, permet une meilleure exploitation de l'énergie solaire pour des applications domestiques, industrielles,...même si il est exposé à des sévères conditions (variations brutales de l'éclairement, de la température ou de la charge).
- la commande MPPT munie du CDDR est indépendante de la structure du convertisseur utilisé; elle est valable aussi bien pour les convertisseurs élévateurs que pour les convertisseurs abaisseurs.

Conclusion générale

Le travail effectué dans cette thèse apporte une contribution dans les domaines des composants électroniques minéraux et organiques, et des énergies renouvelables. Conformément à notre cahier de charges et à partir des logiciels Matlab- Simulink et Orcad-Pspice nous avons :

- modélisé d'une manière fine les propriétés de conduction des structures réalisées (métal/oxyde/semiconducteur (MOS) inorganiques et métal/polymère/semiconducteur (diodes Schottky) organiques), dans le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS) à Toulouse (France). Dans le cas des composants MOS, nous avons développé un modèle qui permet d'analyser le vieillissement des structures sous injection de courant ou irradiation par les rayonnements ionisants.
- analysé la conception et le fonctionnement d'un système photovoltaïque, de moyenne puissance (100 W) adapté par des convertisseurs d'énergie 'Hacheur' de types dévolteur et survolteur fonctionnant à une fréquence de hachage de 100 KHz. Ces convertisseurs sont contrôlés par une commande analogique dont le rôle est de poursuivre le point de puissance maximale (PPM) du module photovoltaïque suivant les variations météorologiques et de charge. Cette commande spécifique est connue sous le nom de MPPT (Maximum Power Point Tracking). Aussi, suite à des variations rapides de l'éclairement ou de la charge, nous avons analysé la conception et la modélisation d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR) du système PV afin de le converger vers un nouveau PPM.

Dans le chapitre I, nous avons établi les équations de base régissant le fonctionnement électrique des composants MOS en absence et en présence des charges dans la couche d'oxyde. Nous avons analysé les grandeurs électriques (potentiel, champ électrique) dans toute la structure MOS et la conduction tunnel de type Fowler-Nordheim des structures MOS.

En absence des charges, nous avons établi l'expression du courant Fowler-Nordheim (FN) et montré que la conduction FN est due principalement aux électrons ayant des énergies proches de l'énergie de Fermi du métal. Ceci nous a permis de définir la distance tunnel X_t qui est la base d'interprétation des différents résultats obtenus. A partir de l'expression du courant FN, nous avons montré que celui-ci dépend de la barrière de potentiel à l'interface qui injecte les électrons et du champ électrique dans la couche d'oxyde. La représentation de ce courant dans le plan FN permet d'accéder à la valeur de la barrière énergétique à l'interface métal/oxyde. La détermination expérimentale de cette barrière est capitale car c'est elle qui contrôle le courant FN.

En présence des charges dans la couche d'oxyde, nous avons montré que les charges stockées dans l'oxyde sont équivalentes soit à une charge ramenée à l'interface oxyde/semiconducteur soit à une charge lamellaire de barycentre X_b et de densité N_{ox} dans la couche d'oxyde. Nous avons étudié théoriquement l'influence de ces charges lamellaires stockées dans la couche d'oxyde sur la conduction FN. Nous avons montré que l'influence des charges dépend de la position de leur barycentre par rapport à la distance tunnel X_t. Lorsque la tension Vg augmente, le décalage ΔVg, à courant constant, augmente lorsque la distance tunnel inclut la charge, puis reste constant indépendamment de la tension Vg lorsque les charges sont situées en dehors de la distance tunnel.

Aussi, nous avons montré que le tracé des caractéristiques courant-tension $I(Vg)$ dans le plan FN présente des déformations qui dépendent de la position des charges dans la couche d'oxyde. Le paramètre énergétique (barrière apparente) est déterminé dans une plage de tension correspondante à une plage de distance tunnel. L'écart entre la valeur réelle (sans charge) et la valeur apparente de la barrière est maximum lorsque le barycentre des charges est voisin de cette plage tunnel.

Les modèles et résultats théoriques obtenus dans ce chapitre constituent notre contribution originale dans le domaine des composants électroniques inorganiques (minéraux). Ils permettent d'analyser d'une manière fine la conduction FN et le vieillissement des composants réalisés. Ces

dernières études sont tout à fait indispensables puisqu'ils permettent d'améliorer le processus technologique de réalisation des composants électroniques.

Dans le chapitre II, après avoir décrit le processus technologique de l'élaboration des structures MOS et les techniques de caractérisation électriques. Nous avons modélisé les caractéristiques *I(Vg)* en absence et en présence des charges localisées dans la couche d'oxyde des structures MOS ayant une épaisseur de l'ordre de 100 Å (11 nanomètres). Les charges sont stockées dans la couche d'oxyde en injectant des courants constants, en régime d'accumulation. Puis, nous avons relevé en fonction de la charge injectée Q_{inj} (ou temps t) les caractéristiques $Vg(Q_{inj})$ (ou $Vg(t)$).

En absence des charges, nous avons montré que la conduction est de type FN à faibles et à forts champs. A forts champs la caractéristique *I(Vg)* expérimentale se modélise par des paramètres pratiquement idéaux (barrière de potentiel à l'interface métal/oxyde de l'ordre de 3 eV). Cependant, à faibles champs la caractéristique *I(Vg)* se modélise par des paramètres très faibles par rapport à ceux trouvés à forts champs. Cette dégradation est attribuée à la présence d'un courant en excès dû aux défauts localisés dans la couche d'oxyde. Nous avons déterminé ce courant et à partir de sa modélisation nous avons conclu qu'il est de type FN et déduit les caractéristiques des défauts : barrière de potentiel de l'ordre de 2 eV et surface de l'ordre de $9\ 10^{-11}$ cm^2 (soit : $0.1*0.1\mu m^2$).

Pour étudier le vieillissement des structures réalisées, nous avons utilisé la technique d'injection à courant constant par le métal ($Vg<0$) pendant des durées variables et relevé après chaque phase d'injection les caractéristiques *I(Vg)* correspondantes jusqu'à claquage du composant. Après chaque phase d'injection, nous avons déduit un stockage des charges négatives dans la couche d'oxyde. Ensuite, nous avons enlevé des caractéristiques *I(Vg)* la composante du courant en excès déjà déterminé avant toute injection de courant. En se basant sur les résultats théoriques et la modélisation des caractéristiques $\Delta Vg(Vg)$ nous avons déduit :

- à faibles champs (champs inférieurs à celui d'injection (< 12 MV/cm)), un comportement dépendant de la densité de charge injectée :
  - à faibles charges injectées (<7 $C.cm^{-2}$), le décalage en tension ΔVg ne dépend pas de la tension *Vg*. Ceci montre que le barycentre des charges est situé en dehors de la distance tunnel.
  - à fortes charges injectées (>7 $C.cm^{-2}$), le décalage en tension ΔVg augmente avec la tension *Vg*. Ceci montre que le barycentre des charges est situé à l'intérieur de la distance tunnel.
  - lorsque la charge injectée augmente, le barycentre de la charge se déplace vers la cathode (interface métal/oxyde). Ce résultat pourrait être une voie intéressante pour analyser le mécanisme du claquage dans les composants MOS.
- à forts champs (champs supérieurs à celui d'injection du courant (>12 MV/cm)), les caractéristiques *I(Vg)* sont modélisées en considérant que la position du barycentre X_b se déplace linéairement avec la tension *Vg* vers la cathode. A partir de l'analyse des caractéristiques *I(Vg)* et $Vg(Q_{inj})$ nous avons conclu:
  - quand la tension ou le champ augmente, les charges se rapprochent de plus en plus de la cathode,
  - une relaxation des charges stockées : après chaque injection, le barycentre X_b se déplace vers l'anode. Cette relaxation diminue avec la charge injectée,
- après injection de courant, plusieurs passages successifs des caractéristiques *I(Vg)* montrent qu'au cours du troisième passage, quand le champ varie, les charges stockées dans l'oxyde se déplacent vers l'anode à faible champ et vers la cathode à fort champ. Ces résultats nous ont permis d'expliquer la discontinuité obtenue au début des caractéristiques de $V(Q_{inj})$.

Dans le chapitre III, nous avons montré la faisabilité des diodes Schottky en polymère (P3OT). En se basant sur les propriétés des structures minérales (MOS, diode Schottky,...) et les résultats bibliographiques, nous avons conclu que :

- les semiconducteurs organiques peuvent être représentés par des diagrammes de bandes d'énergie (bande de conduction : LUMO et bande de valence : HOMO) séparées par une bande interdite. La forme des deux bandes (LUMO et HUMO) dépend de la longueur de la chaîne polymérique. La structure de cette chaîne se caractérise par la conjugaison (répétition alternée) des liaisons π et σ. Comme tout semi-conducteur, les polymères peuvent être dopés.
- le phénomène de transport ne peut s'effectuer par des porteurs libres; il est assuré par des entités électriques chargées appelées 'polarons'. Ces polarons sont des défauts chargés positivement ou négativement selon la nature du dopage (P ou N) dont le niveau d'énergie est localisé dans la bande interdite et peuvent se propager par l'effet 'hopping' tout au long de la chaîne polymèrique.
- le mécanisme de transfert des charges, à travers l'interface métal/polymère, est attribué à l'effet thermoïonique et pourrait être affecté par l'abaissement de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère. Aussi, le transfert de charge peut être effectué par effet tunnel de type Fowler-Nordheim (FN).

A partir de la modélisation fine des caractéristiques courant-tension, en fonction de la température, des diodes Schottky en polymère, réalisées au LAAS/CNRS de Toulouse (France), nous avons montré :

- en régime direct (tension V appliquée est négative) :
  - pour des faibles tensions (-0.4Volt<V<0 Volt) se manifeste un courant thermoïonique dû au passage des charges positives du polymère vers le métal. Le facteur d'idéalité dépend très peu de la température (1.5 à 4) et le courant de saturation est très sensible à la température.
  - pour les fortes tensions (V<-0.4 Volt), le courant thermoïonique est affecté par la résistance série du polymère. Nous avons montré que cette résistance diminue avec la température et pourrait nous renseigner sur la valeur de la mobilité des porteurs de charges dans le polymère en fonction de la température.
- en régime inverse (tension V appliquée est positive), se manifeste un courant thermoïonique affecté par l'abaissement de la barrière, à l'interface métal/polymère, par effet de la charge image. Le transfert de charges pourrait être dû aux passages des charges positives du métal vers le polymère en dessous de la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère. A partir de la modélisation des caractéristiques courrant-tension nous avons déduit :
  - la constante de Richardson qui est de l'ordre de $5\ 10^{-8}$ A cm^2 K^{-2}. Elle dépend très peu de la température et elle est conforme à celle trouvée dans la littérature en régime direct.
  - la barrière de potentiel à l'interface métal/polymère, en absence de l'effet de la charge image, est de l'ordre de 0.3 eV.
  - les courants de saturation en inverse sont pratiquement identiques à ceux obtenus en direct lorsque la température est supérieure à 200 °K. Ceci permet de valider l'ensemble des résultats obtenus dans ce travail pour ces températures supérieures à 200 °K. Cependant, pour des températures inférieures à 200 °K, les courants de saturations obtenus en inverses sont très importants à ceux en direct. Ceci est attribué au comportement électrique des polymères à des basses températures et champs électriques élevés en inverse.
- la composante du courant thermoïonique est très sensible à la température : lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K, le courant varie de 3 décades. Aussi, l'augmentation du courant en inverse avec la température dégrade d'une manière considérable le facteur de redressement. Pour les tensions (|V|) de l'ordre de 0.2 Volt, lorsque la température varie de 105 °K à 425 °K le facteur de redressement varie de $2\ 10^3$ à 10. A la température ambiante, il est de 150 (4) pour les fortes (faibles) tensions.

Dans le chapitre IV, nous avons analysé le générateur photovoltaïque PV et son adaptation à une charge pour qu'il fonctionne dans les conditions optimales. Nous avons montré que l'élément de base formant un générateur PV est la cellule PV en silicium sous ses différentes forme (mono-, poly-

cristallin et amorphe). Le premier problème majeur surgissant est le faible rendement de conversion de ces matériaux (dans les meilleurs des cas, il est de 17%). Puis nous avons décrit brièvement la physique de la cellule et son principe de fonctionnement électrique. Ensuite, nous avons donné le modèle électrique de la cellule et du panneau PV ainsi que leur comportement sous un éclairement et température donnés. A partir de l'analyse des résultats, nous avons pu dégager l'influence de certains paramètres tels que les conditions météorologiques et la variation de la charge sur le fonctionnement électrique de ces générateurs PV. Les principaux résultats montrent que :

- les générateurs photovoltaïques peuvent avoir des forces électromotrices de la plus petite valeur possible (0.6 Volts cas d'une seule cellule) à plusieurs dizaines de volts (panneaux PV), voire même à des centaines de volts pour une association en série.
- le courant débité par le générateur PV peut être fixé à la valeur souhaitée en procédant à une association parallèle des cellules ou modules,
- les agents qui dégradent les performances du générateur PV sont l'élévation de la température et la faible intensité de l'éclairement,
- les performances d'un générateur PV sont évaluées à partir des conditions standards de test : éclairement 1000 W/m^2, température 25°C et spectre du soleil AM1.5.

Dans nos travaux de simulation dans l'environnement Orcad-Ppsice, nous avons développé, selon la technique de symbolisation, les modèles Pspice de tous les composants qui n'existent pas dans le logiciel Orcad et nous les avons intégrés dans une bibliothèque spéciale pour faciliter les simulations. Nous avons symbolisé, le panneau PV SP75 de chez Shell solar qui a fait l'objet de notre étude de simulation, et de notre future réalisation expérimentale. Nous avons analysé le fonctionnement de ce générateur en fonction de l'éclairement et de la température.

Concernant l'adaptation des générateurs, nous avons montré que la puissance extraite du panneau PV peut être dégradée si celui est mal adapté à la charge. L'adaptation du générateur PV permet le fonctionnement au point de puissance maximale (PPM). Pour ce faire, nous avons intercalé entre le générateur PV et la charge un quadripôle d'adaptation par le biais des convertisseurs d'énergie : hacheurs pour des applications en continue (DC). Dans le cadre de notre travail, nous avons analysé l'adaptation des générateurs PV par des hacheurs de types dévolteur (buck) et survolteur (boost). Nous avons analysé le fonctionnement électrique (tension, courant et puissance) des deux types du convertisseur hacheur et dimensionné les composants qui les constituent pour une fréquence de découpage de 100 KHz et une puissance de 100W. Nous avons implanté le système PV formé par le générateur SP75, les deux types de hacheur et la charge résistive puis analysé son fonctionnement en fonction de l'éclairement, de la température et de la charge. Les résultats obtenus montrent que le fonctionnement du système PV est très sensible à ces trois paramètres (éclairement, température et charge) et l'adaptation du générateur a lieu en variant le rapport cyclique α de la commande des interrupteurs des convertisseurs. Cette variation du rapport cyclique permet de ramener la résistance de sortie du générateur à sa valeur optimale pour des conditions données. Dans le cas du panneau SP75 et à la température ambiante (25°C), cette résistance optimale varie de 22 Ω à 3.85 Ω lorsque l'éclairement varie de 200 W/m^2 à 1000 W/m^2. Aussi, nous avons vérifié que cette variation dépend légèrement de la température. Donc, le fonctionnement des générateurs PV dans les conditions optimales nécessitent la conception et l'étude d'une commande qui permet de faire varier d'une manière automatique le rapport cyclique α en fonction des variations météorologiques (éclairement, température,..) et de la charge.

Dans le chapitre V, nous avons analysé la conception et le fonctionnement d'une commande MPPT (Maximum Power Point Tracking) qui permet de faire fonctionner un générateur PV dans les conditions optimales en fonction des variations météorologique et de la charge. Ceci est réalisé par action sur le rapport cyclique α du signal commandant l'interrupteur du convertisseur DC-DC. En se basant sur les résultats de la littérature, nous avons conçu et simulé dans l'environnement Orcad-Pspice le fonctionnement d'une commande MPPT analogique. Nous avons montré que cette commande analogique garantit la poursuite du point de puissance maximale pour des conditions météorologiques et de charge données. Les résultats de simulation montrent alors que toutes les

grandeurs électriques (tension, courant, puissance) oscillent autour de leurs positions optimales. Nous avons montré que plus nous gagnons sur la stabilité du système, plus nous perdons sur la précision (oscillations de plus grande amplitude) et vis versa.

Le plus gros problème auquel nous étions confrontés est celui lorsque le système est mis dans environnement dynamique et aléatoire (changements brutaux de l'intensité d'éclairement, de la charge, etc...). Dans ces conditions, notre système perd son point PPM et il ne peut y revenir momentanément. Ceci occasionne une perte de point de fonctionnement optimal et donc une divergence du système vers les conditions de court-circuit ou du circuit ouvert. Pour pallier ce problème et étendre le domaine de validité de système PV conçu, nous avons doté la commande MPPT d'un circuit de détection de dysfonctionnement et de redémarrage (CDDR) du système. Par l'ajout de cette fonction, le système est capable de répondre, dans un temps inférieur à 100ms, aux différents changements brusques éventuels pour converger vers un nouveau point de fonctionnement optimal (PPM). Une fois ce point est retrouvé, toutes les grandeurs électriques oscillent autour de lui, En d'autre terme, notre système devient lui-même dynamique et s'adapte à l'environnement où il est placé.

Pour évaluer notre commande MPPT analogique munie du circuit de détection du dysfonctionnement et de démarrage du système PV, nous l'avons appliquée aux deux types de convertisseurs (hacheur élévateur et abaisseur) lorsque le panneau PV subit différentes contraintes. Les résultats montrent que sa dynamique ne dépend que des constantes du temps des composants constituant le circuit de la commande et elle reste valable pour les deux types des convertisseurs. Cette caractéristique lui offre la possibilité de l'étendre à d'autres sources d'énergie dont le comportement électrique est aléatoire.

Les travaux réalisés au cours de notre travail de thèse permettent bien de cadrer en particulier notre projet qui porte sur les énergies renouvelables. Les perspectives sont :

- acquisition de matériels commandés dans le cadre des projets PROTARS III, projet de l'université, Projet de la commission scientifique pour le développement CVD (activité 3, Appui à la recherche et développement, Energie renouvelable).
- réalisation du système photovoltaïque conçu et modélisé dans l'environnement Orcad-Pspice.
- étendre nos travaux aux systèmes PV adaptés par des convertisseurs DC-AC (Onduleur) et régulés par la même commande MPPT conçue et modélisée dans le cas des convertisseurs de type Hacheur,
- conception, modélisation et réalisation des systèmes solaires thermiques,
- conception, modélisation et réalisation des systèmes hybrides photovoltaïques et thermiques.

Annexes

Annexe I : L'ensemble d'oxydation

L'ensemble nous ayant permis d'effectuer les oxydations se compose d'un four classique thermique équipé d'un système de régulation de température à trois zones, autorisant le maintient dans la zone centrale du four d'une température constante avec une précision de ± 0.5 °C dans la gamme 700°C-1100°C. Pendant la phase de repos, le four sera maintenu à 700°C, balayé constamment par un flux d'azote de 0.3 l/mn. Le même four servira à la réalisation de l'oxyde de champ, de l'oxyde de grille et des recuits post-oxydation sous atmosphère d'azote.

Le faible pourcentage de certains gaz nécessite l'emploi de débitmètres massiques permettant un mélange précis de l'oxygène (O_2), de l'azote (N_2) et du gaz chlorhydrique (HCL). Les débitmètres commandés par une électronique appropriée ont une précision de 0.1% sur le débit maximum qui est de 5 l/mn pour l'O_2, et l'N_2 et de 10 Cm^3/mn pour l'HCL.

Annexe II : Généralités sur le rayonnement solaire et les matériaux photovoltaïques

II.1. Spectre solaire

Le soleil de rayon R_S de 696 000 km, de masse 1,99 x10^{30} kg et de température intérieure supérieure à 10 millions de degrés, permet grâce aux réactions nucléaires de fusion de transformer à chaque seconde environ 6 millions de tonnes de sa masse en énergie rayonnée dans l'espace. En première approximation, le soleil rayonne globalement comme un corps noir de température T_S = 5800 °K. Ce qui équivaut une puissance totale rayonnée par le Soleil de 3,85x10^{23} kW [1]. Le flux énergétique reçu par la Terre, de rayon R_T, vaut environ 1,7 × 10^{17}W.

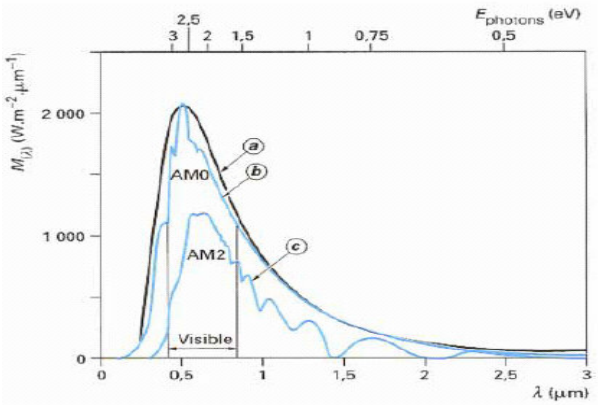
Les satellites ont permis de mesurer avec précision le spectre réel solaire hors de l'atmosphère terrestre, qui diffère légèrement du spectre théorique du corps noir à 5800 K dont la répartition spectrale M_S (λ) du rayonnement électromagnétique est donnée par la loi de Planck [143]:

$$M_\lambda = A\lambda^{-5} exp\left(\frac{B}{\lambda T} - 1\right) \qquad \textbf{(ax.1)}$$

avec :

A = 3,74 x10^{-10} W · m^{-2} · μm^{-1} ,
B = 14,39 x10^{-3} m · K,
λ(m) : longueur d'onde.

Sur la figure ax-1 est représenté le spectre du corps noir à 5 800 °K (courbe *a*) et le spectre réel hors atmosphère du soleil à différentes inclinaison par rapport à l'horizon (courbe *b et c*). Ces spectres montrent que les longueurs d'onde du rayonnement solaire sont comprises entre 0,2 µm (ultraviolet) et 4 µm (infrarouge) ; 97,5 % de l'énergie est comprise dans la zone des longueurs d'onde inférieures à 2,5 µm, notamment dans la zone du rayonnement visible [143,18,135].



a) spectre du corps noir
b) spectre AM0: $\alpha = 90^0$
c) spectre AM2 : $\alpha = 30^0$

Figure ax-1: Spectre du corps noir et solaire à différents angles d'inclinaison α par rapport à l'horizon [143].

Les valeurs nominales pour les modules photovoltaïques destinés aux applications terrestres correspondent à des conditions standardisées de la puissance de l'éclairement (1 000 W/m^2) et de spectre AM1.5. Cette situation se présente en pratique lorsque le ciel est très clair et que le soleil se trouve à une inclinaison α=*41.8°* par rapport à l'horizon *(*α = *90°-* θ (figure ax-2)). Ces conditions sont très optimistes, de sorte que les valeurs nominales ne sont pas directement utilisables pour un dimensionnement. Elles correspondent en effet à une température interne de 25°C, et à un ensoleillement très élevé (1000 W/m^2), qui sont deux conditions peu compatibles.

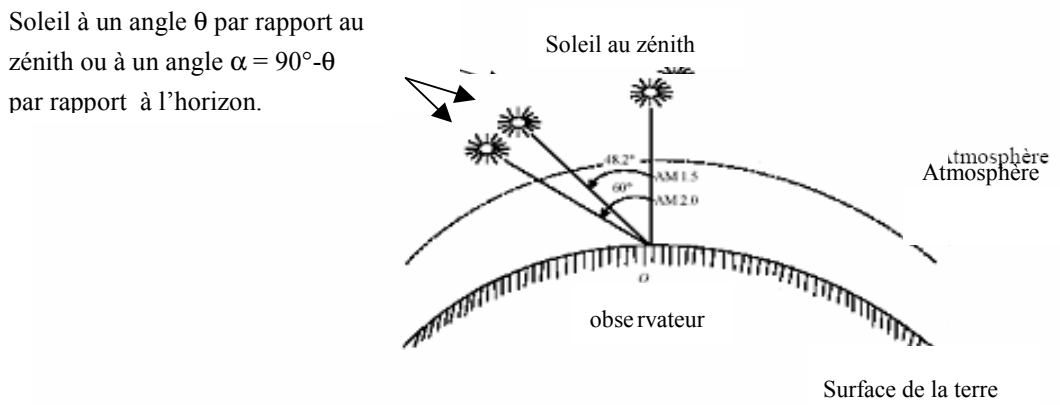


Figure ax-2 : Inclinaison du soleil par rapport au zénith.

Spectre AM0 : $\alpha = 90°$, $\theta = 0°$,
Spectre AM1.5 : $\alpha = 41.8°$, $\theta = 48.2°$
Spectre AM2 : $\alpha = 30°$, $\theta = 60°$

II.2. Absorption du rayonnement solaire par les semiconducteurs

Le rayonnement solaire est constitué de photons transportant une énergie qui est donnée par la relation ***(ax.2)*** [143,18,135] :

$$E = h\nu = h\frac{C}{\lambda} \qquad \textbf{(ax.2)}$$

avec :

E : énergie en Joule,
λ : longueur d'onde (souvent exprimée en µm),
ν : fréquence des photons (Hz).

Généralement, en physique des semiconducteurs, on exprime l'énergie *E* des photons en eV. Les d'observations dans l'espace en conditions AM0 ont permis d'établir une relation directe entre l'énergie d'un photon exprimée en eV et sa longueur d'onde exprimée en µm [143,18,135] :

$$E(eV) = \frac{1.24}{\lambda(cm)} \qquad \textbf{(ax.3)}$$

Le diagramme de bandes d'énergie des matériaux est caractérisé par une bande interdite (gap) [140] Eg qui sépare la bande de valence et la bande de conduction et déterminant la nature du matériau. La largeur de cette bande dans le cas des semiconducteurs varie entre 0,4 eV et 4 eV. Il est de l'ordre de 1.1 eV pour le silicium matériau fondamental des cellules photovoltaïques (PV).

Les photons caractérisés par la longueur d'onde λ et l'énergie $h\nu$ supérieure à *Eg* peuvent être absorbés par un électron pour qu'il passe de la bande de valence à la bande de conduction. Il en résulte la création des paires électron-trou [88]. L'électron et le trou ainsi créés donnent naissance à un courant électrique (conversion PV).

Annexe III. Calcul des inductances

III.1. Généralités sur les inductances

L'inductance est caractérisée par le courant qui la traverse, l'énergie qu'elle peut emmagasiner et par sa fréquence de travail. Donc, l'inductance conçue doit obéir aux critères suivants [147] :

- les dimensions les plus petites possibles,
- des faibles pertes,
- bonne transmission d'énergie,
- choix d'un matériau magnétique à induction de saturation la plus élevée et à faible perméabilité.

Les inductances peuvent stocker une énergie électrique sous forme magnétique, puis la restituer sous forme électrique. On peut naturellement réaliser des bobinages à air. Mais, l'utilisation de circuits magnétiques (ferrites) permet [147,21] :

- de diminuer l'encombrement, à valeur égale, de l'inductance,
- de confiner le flux magnétique dans un espace restreint et ainsi de limiter les rayonnements parasites.

III.2. Choix du matériau magnétique

Dans notre application, nous visons à concevoir une inductance de densité du flux magnétique très importante. Ceci nous permet de choisir les ferrites comme matériaux magnétiques. Elles sont très largement utilisées en raison de leur très faibles prix. Sur la table 1 nous avons représenté quelques ferrites du marché [21].

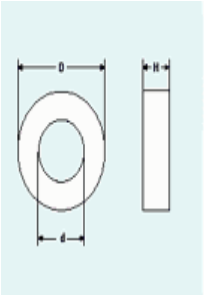
Les caractéristiques des ferrites sont :

- elles présentent des valeurs d'induction de l'ordre de 0.4 T. Leur champ coercitif est relativement élevé, ce qui permet de les utiliser dans de nombreuses applications.
- elles sont assez sensible à la température : on ne peut pas les utiliser au delà de 200 °C.
- elles sont le siège d'un phénomène particulier à très basse température, où le champ coercitif diminue notamment.
- au voisinage de la température ambiante, l'induction rémanente et le champ coercitif varient sensiblement.

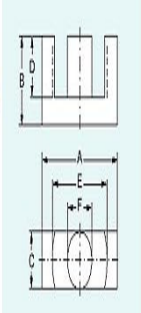
Sur la figure ax-3, nous avons représenté quelques formes de ferrites commercialisées.

Matériau	Perméabilité	Bmax (Kgauss)	Température (°C)	Résistivité (Ω.cm)	Fréquence de travail
Fe	250	22	770	10.10^{-6}	60-1000 Hz
Si-Fe (non-orienté)	400	20	740	50.10^{-6}	60-1000 Hz
Si-Fe (non-orienté)	1500	20	740	50.10^{-6}	60-1000 Hz
50-50 Ni Fe (Grain-orienté)	2000	16	360	40.10^{-6}	60-1000 Hz
79 Permalloy	12 à 100	8 à11	450	55.10^{-6}	1 KHz –75 KHz
AMORPHOS alloy B	3000	16 - 16	370	135.10^{-6}	<250 KHz
AMORPHOS Alloy E	20000	5-6.5	205	140.10^{-6}	<250 KHz
Permalloypowder	14 à 550	3	450	1	10 KHz –1 MHz
High Flux Powder	15 à 160	15	360	-	10 KHz – 1MHz
Kool Mu Powder	26 à 125	10	740	-	<10 MHz
Iron Powder	5 à 80	10	770	1.10^{4}	0.1 MHz à 100 MHz
Ferrite MnZn	750 à 15000	3 à 5	100 à 300	10 à 100	10 KHz à 2 MHz
Ferrite Ni Zn	10 à 1500	3 à 5	150 à 450	1.10^{6}	200 KHz à 100 MHz
Co-Fe 20%	800	24	980	70.10^{-6}	-

Table 1 : Différentes ferrites du marché [21].



A



B

Figure ax-3 : Formes de quelques ferrites commercialisés [147]
A : ferrites en tores (faible rayonnement et fort couplage),
B : ferrite en noyaux en E : jambe centrale de section carrée

Liste des publications

Revues scientifiques:

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, A. MARTINEZ, M. J. CONDENSED MATTER, VOL 8, N° 1, pp. 21-32, JANUARY 2007,

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, A. MARTINEZ, Journal MJCM, Vol.7, N°1, pp.38-41, JANUARY 2006.

K. KASSMI, **A. AZIZ**, F. OLIVIE, - Nanotechnology, 15, p. 237-242, 2004,

A. AZIZ, K. KASSMI, Ka.Kassmi, F. OLIVIE, - Semiconductors sciences and technology. 19, pp. 877-884, 2004,

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, - Eur. Phy. J. Appl. Phys. 31, pp. 169-178 , 2005,

Y. KHLIFI, K. KASSMI, **A. AZIZ,** F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, M.J. CONDENSED MATTER, Volume 6, number 1, January 2005,

Y. KHLIFI, K. KASSMI**, A. AZIZ,** F. OLIVIE, , Eur. Phys. J. Appl. Phys. 28, pp. 27-41, 2004.

Congrès internationaux avec comités de lectures :

A. AZIZ, Y. KHLIFI, K. KASSMI, F. OLIVIE, Rencontre Thématique : Physique des Semiconducteurs, Surface et Interfaces, Proceeding page 6, 18-19 Mai 2006, Faculté des Sciences d'Oujda, Maroc,

A. AZIZ, Y. KHLIFI, K. KASSMI, F. OLIVIE, Rencontre Thématique : Physique des Semiconducteurs, Surface et Interfaces, Proceeding page 19, 18-19 Mai 2006, Faculté des Sciences d'Oujda, Maroc,

Y. KHLIFI, **A. AZIZ,** K. KASSMI, F. OLIVIE, Rencontre Thématique : Physique des Semiconducteurs, Surface et Interfaces, Proceeding page 20, 18-19 Mai 2006, Faculté des Sciences d'Oujda, Maroc,

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 3ème congrès International Physique des interactions rayonnement – Matière PIRM III 2006 , 05– 07 Avril 2006, Marrakech, Morocco,

A.AZIZ, K. KASSMI, F. FOLIVIE, The 20th Nordic Semiconductor Meeting 2003 Tampere University of Technology, Tampere, Finland, August 25 th-27th, 2003,

A.AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI , Rencontre thématique : Physique des semiconducteurs, Surfaces et Interfaces, 19-20 septembre 2002, Faculté des Sciences Semlalia – Marrakech- page 15 (partie Semiconducteur), Morocco,

A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, Second Arab Congress on Material Sciences (ACMS-II), Rabat 25-27 October 2001, p.185, Morocco,

K. KASSMI, R. MAIMOUNI, **A. AZIZ** , 2èmes journées d'Etude 'surface et interface dans les composants électroniques et optoélectroniques', 26-27, Avril 2001, Mohamédia – Morocco,

A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 3rd International Conference of the African Materials Reasearch Society, 7-10 December 2005, Marrakech, Morocco,

A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 3ème Congrès Francophone de Doctorant en STIC. MAJECSTIC'2005, 16-18 Novembre 2005, Rennes, France,

A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 8èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique, 10-12 Mai 2005, Paris, France,

A .AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 5èmes Journées sur les polymères Organiques et leurs applications (JPOA V), 28-29 Avril 2005, Oujda, Maroc,

A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 1ère Rencontre Marocaine sur les Matériaux Electriques, PREMME-2005, 15-16 Septembre 2005, Université My Ismail, FST – Errachidia, Maroc,

A. AZIZ, KA. KASSMI, K. KASSMI, F. OLIVIE, R. MAIMOUNI, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 2éme Congrès Francophone MAJECSTIC' 2004, 13-15 Octobre**,** Calais (France),

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, KA. KASSMI, J. BALLET, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 4ème Rencontre Nationale des Jeunes Chercheurs en Physique RNJCP, 25-27 Décembre 2003, Faculté des Sciences, Ben M'Sik, Casablanca,, Maroc,

A. AZIZ, F. OLIVIE, K. KASSMI, KA. KASSMI,G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, 1ére Rencontre Thématique : 'Systèmes Dynamiques et Systèmes Complexes', p. 77-78, Faculté des Sciences, Ben M'Sik, 18-19 Septembre 2003, Casablanca, Maroc.

Productions Scientifiques répertoriées au LAAS

A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS_CNRS N°06657, Mai 2006, 14p (Toulouse-France),
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS _CNRS N°05742, Décembre 2005, 26p,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS Toulouse-France, N°05347, 2005,
KA. KASSMI, **A. AZIZ**, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, LAAS Toulouse-France, N° 04349, 2004.**,**
A. AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N°05346, 2005,
A.AZIZ, K. KASSMI, KA. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, LAAS Toulouse-France, N°05271, 2005,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS (Toulouse-France), N°05270, 2005,
A.AZIZ, K. KASSMI, R. MAIMOUNI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N°05269, 2005,
A. AZIZ, K. KASSMI, KA. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N°05268, 2005,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS (Toulouse-France), N°05267, 2005,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS Toulouse-France, N°04761, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS Toulouse-France, N°04760, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS Toulouse-France,N°04759, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS-CNRS Toulouse-France, N°04758, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, KA. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N° 04348, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, KA. KASSMI, F. OLIVIE, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N° 04347, 2004,
A. AZIZ, K. KASSMI, F. OLIVIE, J. BALLET, KA. KASSMI, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N°03559, 2003,
K. KASSMI, **A. AZIZ**, F. OLIVIE, J. BALLET, G. SARRABAYROUSE, A. MARTINEZ, Rapport LAAS Toulouse-France, N°03444, 2003,
K. KASSMI, **A. AZIZ**, F. OLIVIE, J. BALLET, G. SARRABAYROUSE, A. Martinez, Rapport LAAS Toulouse-France, N°03443, 2003.

Bibliographie

[1] Scott Thompson, Portland Technology Development, Intel Corp. Paul Packan, Technology Computer Aided Design, Intel Corp. Mark Bohr, Portland Technology Development, Intel Corp. MOS Scaling: Transistor Challenges for the 21st Century,

[2] A. Loke, PhD Thesis, Stanford Univ. 1999,

[3] K. Kassmi, Thèse de l'université de Paul Sabatier. Toulouse (France).904,1991,

[4] Y. Khlifi, Thèse du Doctorat. Oujda (Maroc). 33, 2001,

[5] K. Kassmi, Thèse du Doctorat d'Etat . Oujda. 136, 1996,

[6] C. Plossu, Thèse de Doctorat. Institut National des sciences appliquées de LYON. 8404,1984,

[7] K.Kassmi, J.L. Prom, G.Sarrabayrouse, Solid State Electron, 34, 509, 1991,

[8] M.S.Liang, S.E. Haddad, W.Cow,S Cagnina, DMIE, p.394, 1986,

[9] D.A Buchanan and D.J. DiMaria, J. appl. Phys. 67, 7439 , 1990,

[10] L. P. Trombetta, F. J. Feigl, and R. J. Zeto, J. Appl. Phys. 69, 2512, 1991,

[11] S.J. OH and Y.T. Yeow. Solid State Electronics, vol. 32, No.6, pp.507-511. 1989,

[12] P. Bellutti and N. Zorzi. Solid State Electronics 45, 1333-1338. 2001,

[13] A. Concannon, S. Keeney, A. Mathewson, R. Bez, C. Lombardi, IEEE Transactions on Electron devices 40(7), 1258, 1993,

[14] H. Fakuda, T.Hayashi, A. Uchiyama, T. Iwabuchi, Electronics Lettres, 29 (11), 947, 19993,

[15] http://www.cea.fr/fr/Publications/clefs44/fr-clefs44/clefs4429.html,

[16] Pierre LE BARNY, Cécile-Maria BOUCHÉ-WIETZKE et Gilles VÉRIOT, Techniques de l'ingénieur. Traité électronique, E-1830, 2003,

[17] E.Matagne, document de travail relatif à l'énergie solaire photovoltaïque, université catholique de Louvain, faculté des sciences appliquée, état en octobre 2000,

[18] Anne Labouret et Michel Villoz, ''énergie solaire photovoltaïque '' DUNOD, 3ème édition,

[19] Bernard Equer, '' Energie solaire photovoltaïque '', Volume 1, Physique et la Technologie de la conversion photovoltaïque, Ellipses, 1ère édition, 1993,

[20] Hannes Knopf, Analysis, ''Simulation and evaluation of maximum Power point Tracking (MPPT) methods for a solar powered vehicle'' thesis, Portland State university 1999,

[21] M..F. Shraif, ''Optimisation et mesure de chaîne de conversion d'énergie photovoltaïque en énergie électrique'', Thèse de l'université Paul Sabatier, LAAS/CNRS, N° 02569, Toulouse-France, 2002,

[22] Richard A. Cullen, What is Maximum Power Point Tracking (MPPT), and How Does it Work? Providing Electrical Independence, December 19, 2002,

[23] K.Kassmi, A. Aziz and F.Olivie , Nanotechnology , Vol. 15, N°1, pp.237-242, Janvier 2004,

[24] B.Balland, Thèse de Doctorat d'Etat, Lyon, 1975,

[25] Chang Chi, PH.D. Thesis, Berkely, 1984.

[26] S.M. Sze, physics of Semiconductor Devices, (John Wiley & Sons, New York) 1982, New York: Wiley,

[27] Y. Khlifi, K. Kassmi, L. Roubi, R. Maimouni, Eur Phys. Journal of Applied Physics 9, March, pp. 239-246, France, 2000,

[28] K.Kassmi, R.Maimouni, A.Aziz, SICEO, Mohamédia- Maroc, Avril 2001,

[29] A.Aziz. K.Kassmi, R.Maimouni, Second Arab Congress on Material Sciences (ACMS-II), Rabat 25-27 p.185, Morocco, October 2001,

[30] A. Aziz, K. Kassmi, Ka. Kassmi, F. Olivi´e, Semiconductor Science and Technology, Vol.19, N°7, pp.877-884, Juillet 2004,

[31] H.Mathieu, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, 1990,

[32] P. Leturq G.rey, physique des composants actifs à semiconducteurs, Dunod , 1978,

[33] S.Kar, W.E. Dahlke, Solid State Electronics, Vol.15, p..221, 1972,

[34] Z.A. Weinberg, J. Appl. Phys, Vol.53, p.5052, 1982,

[35] R.H. Fowler and L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. Londo,. 119, p.173, 1928,

[36] D.J. Dumin, J.R. Cooper, J.R. Maddux, R. Scott, D.P. Wong, J.Appl. Phys.76 (1), p. 319,1994,

[37] Y.Nissan-Cohen, J.Shappir and D.Frohman- Bentchkowski J.Appl. Phys, 54, p.5793, 1983,

[38] Yassuaki Hokari IEEE Trans on Electron deVices, 35, p.1299, 1988,

[39] K.Kassmi, R.Maimouni, G.Sarrabayrouse, Eur Phys J.AP. Vol 8, N° 2, 171- 1178, 2000,

[40] J.G. Simmons, J. App. Phys.34, 1793, 1963,

[41] E.H. Nicollian, A. Ceotzberger, Bell. Syst. Tech. J. 46(6). 1055, 1967,

[42] E.H. Snow, Solid State Commun. 5p.813, 1967,

[43] L.D. Landau et E.M Lifshitz, " Quantum mechanics", Chap VII (Addison Wesley Co), p.174, 1968

[44] Andrea Ghetti, Chun-Ting Liu, Marco Mastrapasqua, Enrico Sangiorgi, Solid State Electronics 4,1523-1531, 2000,

[45] Wei-Kai Shïh, Everett X. Wang, Srinivas Jallepalli, Francisco Leon, Christine M.Maziar, Al F.Taschjr, Solid-State Electronics 42(6),997-1006, 1998,

[46] R.Stratton, J.phys.Chem. Solids 23, 1177, 1962,

[47] G.Sarrabaryouse and K.Kassmi, 8th Symposium on Reliability in Electronics, Relectronic' 91, Budapest. Hungary, 26-30 August 1991,

[48] M. Lenzlinger and E.H.Snow J.Appl. Phys, 40, p.278, 1969,

[49] K.Honda, T.Nakanishi, A.Ohsawa and N.Toyokura J.Appl. Phys, 62, p.1960, 1987,

[50] C. Papadas, G. Guibaudo, F. Pio, C. Monserie, G.Pananakakis, P. Mortini, C. Riva, Solid State Electron. 37, 495, 1994,

[51] C. Papadas, P. Morfouli, G. Ghuibaudo, G. Pananakakis, Solid State Electron. 34, 1375 (1991),

[52] D.A. Buchanan, Appl. Phys. Lett. 60, 216, 1992,

[53] E. Avni, J. Shappir, Appl. Phys. Lett. 51, 1857, 1987,

[54] E. Avni, J. Shappir, J. Appl. Phys. 64, 734, 1988.

[55] Y. Khlifi, K. Kassmi, A. Aziz , F. Olivié, G. Sarrabayrouse A. Martinez, M. J. Condensed Matter Vol 6, N° 11, JANUARY 2005,

[56] Y. Khlifi, K. Kassmi, A. Aziz, and F. Olivie, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 28, 27-41, 2004,

[57] A. AZIZ, Y. KHLIFI, K. KASSMI, F. OLIVIE, Rencontre Thématique : Physique des semiconducteurs, Surface et interfaces, Faculté des Sciences d'Oujda, Maroc, 18-19 Mai 2006,

[58] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, ''Manuel d'utilisation du programme de modélisation des diodes Schottky en polymères'', Rapport LAAS N°04632, 12p. Septembre 2004,

[59] J.Capilla, thèse de 3ème cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse,

[60] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Oliviè, G. Sarrabayrouse, and A. Martinez, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 31, 169–178, 2005,

[61] J.L.Prom, thèse de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, n° 435, 1989,

[62] A.Aziz, K.Kassmi, R.Maimouni, Rencontre thématique : Physique des semiconducteurs, Surfaces et Interfaces, , Marrakech- Maroc, 19-20 septembre 2002,

[63] M.Itsumi, F.Kiyosumi, Appl. Phys. lett, 40, p.496, 1982,

[64] L.O.Wilson, J.Electrochem Soc, 125, p.432, 1978,

[65] A.H.Carim and R.Sinclair, J. Electrochem Soc, 129, p.741, 1987

[66] R.J. Kriegler, Thin Solid Films, 13, p.11, 1972

[67] H.L. Tsai, S.R. Butler, D.Williams, H.W. Kramer and K.W.Jones, J. Electrochem Soc, 131, p.411, 1984

[68] E.P. Eernisse, Appl. Phys.lett, 30, p.290, 1977, Appl. Phys.lett, 35, p.8, 1979,

[69] S.Kar, W.E. Dahlke, Solid State Electronics, 15, p.221, 1972.

[70] Badihi A, Eitan B, Cohen I and Shappir J. Phys. Lett. 40 396, Appl 1982,

[71] Y. Khli., K. Kassmi, L. Roubi, R. Maimouni, Phys. Status Solidi A 182, 737, 2000,

[72] D. J. Dumin and J. R. Maddux, IEEE Transactions on Electron DeVices, Vol. 40(5), p. 986, 1993,

[73] R. S. Scott and D. J. Dumin, J. Electrochem. Soc., Vol. 142 (2), p. 586, 1995,

[74] E. Harari, Appl. Phys. Lett, 30, p.601, 1977,

[75] E. Harari, Appl. Phys. Lett, 49, p.2478, 1978,

[76] Balland. B , Plossu C and Bardy S Thin Solid Films 148 149, 1987,

[77] C.L. Hung, S.A. Grot, G.SH. Gildenblat, V. Bolkhosky, Solid State Electron. 32, 767,1989,

[78] G.Q. Lo, D.L. Kwong, K.J. Abbottand, D. Nazarian, J.Eletrochem. Sol. 140, L16 ,1993,

[79] G.Sarrabayrousse, F. Compabadal, J.L Prom, IEE Proc, 36 Pt.G, p.215, 1989,

[80] L.C. De Carvalho, C.N. Santos, H.W.L. Alves and J.L.A Alves, Theoritical studies of poly (para-phenelyne vinylene) (PPV) and poly (para- phenylene) (PPP), Microelectronics Journal 34, 623-625. 2003,

[81] H. Shirakawa, E.J. Louis, A.G. Mac Diamid, C.K. Chiang, A. J. Heeger, Chem.commun, 578, 1977,

[82] C.K. Chiang, C.R. Finder Jr., Y.W. Park, A.J. Heeger, H. Shirakawa, E. J. Louis, Phys . Rev Lett,39, 1098, 1977,

[83] P. Stallinga, H.L. Gomes, M. Murgia, K. Mullen, organic Electronics 3, p. 43-51, 2002,

[84] Zhenan Bao, Ananth Dodabalapur, Andrew J. Lovinger, Appl.phys. Lett. 69 (26), 4108, 1996,

[85] P. barta, J. Sanetra, M. Zagorska, Synth, Metals 94, 119, 1998,

[86] I. Musa, W. Eccleston, Jpn, J. Appl. Phys,37, 4288, 1998,

[87] K. Kassmi, A. Aziz, F. Olivié, J. Ballet, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, 'Propriétés électriques des diodes Schottky pour des applications photovoltaïques. 1- Logiciel et manuel d'utilisation', Rapport LAAS/CNRS (Toulouse/France), N° 03443, 2003,

[88] K. Kassmi, A. Aziz, F. Olivié, J. Ballet, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, 'Propriétés électriques des diodes Schottky pour des applications photovoltaïques. 2- Résultats de simulation', Rapport LAAS/CNRS (Toulouse/France), N° 03444, 2003,

[89] J.R.Leguerre, F. Olivié, J. Ballet, G. Sarrabayrouse, DIELOR – IMN, Nantes, 6-8, Novembre, 2002,

[90] K. Kassmi, A. Aziz, F. Olivié, R. Maimouni,G. Sarrabayrouse, A. Martinez, 'Modélisation des propriétés de conduction des diodes Schottky en polymères ' Rapport LAAS N°05347, 31p, Juillet 2005,

[91] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, J. Ballet, Ka . Kassmi, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, 'Synthèse bibliographique sur les propriétés électriques des polymères et leurs applications en électronique (Diodes électroluminescentes et cellules photovoltaïques', Rapport LAAS/CNRS (Toulouse/France), N° 03559, 2003.

[92] A.J. Attias, polymères conjugués et polymères conducteurs électronique, Techniques de l'ingénieur. Electronique (Tech. ing., Electron.), vol. 1, noE1862, pp. E1862.1-E1862.20 (20 ref.) 2002,

[93] G. Hadziioannou and P. van Huten, Wiley-VCH, Semiconducting Polymers, Weinheim, 2000,

[94] J.P. Mercier, P. Godard, Chimie organique : une initiation, Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne. 1995,

[96] chimorga.univ-lyon1.fr/Edifice%20mol%E9culaire.pdf

[96] chimie.scola.ac-paris.fr/sitedechimie/ chi_inorg/elements/carbone.htm

[97] www.chemsoc.org/exemplarchem/entries/2003/bristol_shanley/carbonallotropes/buckyballsfr.htm

[98] www.cdrummond.qc.ca/cegep/scnature/Chimie/ NotesDeCours/ChimieCCF/hybridation.ppt

[99] www.md.ucl.ac.be/didac/farm1121/pwp/CHAP3b.ppt

[100] www.adircof.asso.fr/cours/chap1_moleculeorganique.doc

[101] G. DE KEYSER, V. BAYOT, B. OLBRECHTS, V. WILMART Electronique organique, Université Catholique de Louvain, Faculté des Sciences Appliquées .Année académique 2001-2002.

[102] W. Brütting, S. Berleb, A.G. Mückl, Device physics of organic light-emitting diodes based on molecular materials, Organic Electronics 2 1-36, 2001,

[103] M. Zhu, G. Liang, T. Cui, K Varahramyan, Depletion-mode n-channel organic field-effect transistors based on NTCDA, Solid State Electronics , Vol 47, n° 10, pp1855-1858, 2003,

[104] S.J. Tans, R.G. Miedema, L.J. Geerligs, C. Dekker, J. Wu, D. Neher and G. Wegner, Electronic transport in monolayer of phthalocyanine polymers, Nanotechnology 14 1043-1050, 2003,

[105] J.M. Nunzi, Organic Photovoltaic materials and devices, C.R. Physique 3523-542, 2002,

[106] Harry H.L. Kwok, Effect of substituted derivatives on carrier transport in organic polymers, Solid-State Electronics , Vol. 47, 2031-2034, 2003,

[107] V. Dyakonov, I. Riebel, J. Parisi, C.J. Brabec, N.S. Sariciftci and J.C. Hummelen, Electronic of Polymer- Fullerene Solar Cells. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 665, 2001,

[108] Robert Hudej and Gvido Bratina, Electronic Transport in Perylenetetracarboxylic Dianhydride: The Role of In Diffusion, Journal of Vacuum and Science Technology A 20 (3), 797-801, May/June 2002,

[109] F. Schauer, Possibilities and perspective of photovoltaic conversion in polymeric materials , Faculty of chemistry, Brno University of Technology, Purkynova 118, CZ-612 00 Brno, Czech Republic.

[110] W. Gao, A. Kahn, Electronic structure and current injection in zinc phthalocyanine doped with tetra-fluoroteracyano-quinodimenthane : Interface versus bulk effects, Organic Electronics 3, 53- 63, 2002,

[111] A. Assadi, Y. Fu, M. Willander and C. Svenson, Appl. Phys, vol 32, pp. 1696-1699, 1993

[112] S. Barth, U. Wolf and H. Bassler, Physical Review B, Vol 60, N° 12, 15, pp. 8791-8797, Sept 1999,

[113] U. Wolf, V.I. Arkhipov, H. Bassler, Phys. Review B, Vol.59, N°11, 1999,

[114] http://www.cours.polymtl.ca/phs4312/Chapitre_10_proprietes_electiques.pdf,

[115] Martin Drees, PhD, May 12, Blacksburg, Virginia, 2003,

[116] K. Lmimouni, Thèse de l'Université des Sciences et techniques de Lille (France), N° 1970, 1997

[117] A. Aziz, K. Kassmi, F. Oliviè, G. Sarrabayrouse, and A. Martinez, proceeding 8ème JNRDM, Paris, pp 212-223, 10-12 Mai 2005,

[118] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, Les 5ème Journées sur les Polymères Organiques et leurs applications (JPOA V), pp 100-101, Oujda-maroc, 28-29 Avril 2005,

[119] A. Aziz, K. Kassmi, F. Oliviè, G. Sarrabayrouse, and A. Martinez, proceeding 3ème MAJECSTIC, pp 116-121, Rennes- France, 16-18, Novembre 2005,

[120] C.H. Lee, G. Yu, D. Moses, K. Pakbaz, C. Zhang, N.S. Sariciftci, A.J. Heeger, F.Wudl, "Sensitization of the photoconductivity of conducting polymers by C60 photoinduced electron-transfer", Phys. Rev. B 48(20), 15425-15433, 1993,

[121] D. Gebeyehu, C.J. Brabec, F. Padinger, T. Fromherz, J.C. Hummelen, D. Badt, H. Schindler, N.S. Sariciftci, "The interplay of efficiency and morphology in photovoltaic devices based on interpenetrating networks of conjugated polymers with fullerenes", Synthetic Metals 118(1-3), 1-9 2001,

[122] E. Kymakis, I. Alexandrou, G.A.J. Amaratunga, "High open-circuit voltage photovoltaic devices from carbon-nanotube-polymer composites", J. Appl. Phys. 93(3), 1764-1768, 2003,

[123] M. Lenzlinger, E.H. Snow, J. Appl. Phys. 40, p. 278, 1969,

[124] A. Moliton 'Optoélectronique moléculaire et polymère : des concepts aux composants', collection technique et scientifique des télécommunications, ISSN 0221-2579, Springer-Cop. Paris France, 2003,

[125] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez,''Synthèses bibliographiques sur les chaînes photovoltaïques. 1-générateur photovoltaïque (PV) '', Rapport LAAS N°04348, 27p, Juin 2004,

[126] A. Aziz, Ka. Kassmi, K. Kassmi, F. Olivié, R. Maimouni, G. Sarrabayrouse, A. Martinez ''Modélisation des panneaux solaires dans l'environnement OrCAD'', MAJECSTIC'04. CDROM, Art 14_2_7. Calais- France, 13-15 Octobre 2004.

[127] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez ''Symbolisation du schéma électrique des panneaux solaires Commercialisés dans l'environnement Orcad-Pspice''. PREMME – 2005, Université My Ismail, FST- Errachidia- Maroc, 15-16 Septembre 2005,

[128] A. Aziz, K. Kassmi, R.Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez. « Intégration des nouveaux composants dans les librairies du simulateur OrCAD. 2. Symbolisation des schémas électriques. Application aux systèmes photovoltaïques '' Rapport LAAS N°05271, 15p, Toulouse- France, Mars 2005,.

[129] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, « Symbolisation du schéma électrique des panneaux solaires commercialisés dans l'environnement Orcad-Pspice » Rapport LAAS N°05270, 17p. Toulouse- France, Mars 2005,

[130] A. Aziz, K. Kassmi, Ka. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, ''Adaptation DC-DC des systèmes photovoltaïques dans l'environnement Orcad - Pspice'' Rapport LAAS N°05269, 20p, Toulouse, Mai 2005,

[131] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez ''Conception d'un système photovoltaïque adapté par des convertisseurs d'énergie DC-DC de type dévolteur ou survolteur fonctionnant à haute fréquence (0.1 MHZ)'' Rapport LAAS N°05346, 29p. Toulouse– France, Juillet 2005,

[132] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez. ''Synthèses bibliographiques sur les chaînes photovoltaïques, 4 – Convertisseur d'énergie : Hacheurs'', rapport LAAS/CNRS N° 04760, 14p. Toulouse– France, septembre 2004,

[133] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, ''Analyse dans l'environnement Orcad – Pspice l'adaptation DC-DC des systèmes photovoltaïques par des convertisseurs de type Boost fonctionnant à haute fréquence'', rapport LAAS/CNRS N° 05267, 19p. Toulouse-France, juin 2005,

[134] http://membres.lycos.fr/energiesoltpe/principe.htm

[135] Anne Labouret et Michel Villoz, ‘’Energie solaire photovoltaïque : Le manuel du professionnel’’, Collection EEA Série Electrotechnique, Paris : Dunod, 2003,

[136] Tetsuya Taima, Susumu Toyoshima, Kohjiro Hara, Kazuhiro Saito and Kiyoshi Yase. ‘’ Control of Measurement Environments for High-Efficiency Organic Photovoltaic Cells’’, pp. L217-L219, Japanese Journal of Applied Physics Vol. 45, No. 8, 2006,

[137] Jean-Paul BRAUN. Benjamin FARAGGI. Anne LABOURET. Les cellules solaires. Editions techniques et scientifiques Françaises - Paris – 1996,

[138] Noble Duncan, et Robert K. Swartman. The Canadian Renewable Energy Guide, Burns town, General Store Publishing House, 1995,

[139] http://perso.wanadoo.fr/f5zv/RADIO/RM/RM27/RM27c01.html,

[140] Pierre Renaud – Gervais Oreiller. Le soleil source d’énergie. Office fédéral de l’énergie. Berne 1998,

[141] http://perso.wanadoo.fr/michel.hubin/physique/solide/chap_s8.htm,

[142] J. Auvray, les systèmes électroniques ‘’les alimentation à découpages” http://perso.wanadoo.fr/avrj.cours/Cours/SE_016_Alimentations_decoupage.pdf,

[143] Ludovic PROTIN, Stephan ASTIER, Convertisseurs photovoltaïques, Techniques de l’Ingénieur, traité Génie électrique D 3 360,

[144] http://sunwize.com/info_center/pdfs/shell_SP75.pdf,

[145] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, ‘’Composants de puissance utilisés dans les convertisseurs des chaînes photovoltaïques en régime de commutation’’, Rapport LAAS N°04758, 27p., Toulouse – France, Septembre 2004,

[146] Girard Michel, Angelis Hugues, Girard Magali Alimentations à découpage IUT BTS Ecoles d'ingénieurs. Cours et exercices corrigés, 2éme édition, DUNOD, SCIENCES SUP, Nov 2003,

[147] Ph Dondon. Site web http://www.enseirb.fr/~dondon/puissance/flyback/Flyback.html © Copyright 2000,

[148] Cours d’Electronique Industrielle- Traitement Electronique de l’Energie Electrique, hacheurs et onduleurs autonomes, E.N.S.E.E.I.H, Toulouse, groupe d’enseignants de la filière électronique avec la collaboration de chercheurs de L.E.E.I,, Edition 1983,

[149] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez. ‘’Synthèses bibliographiques sur les chaînes photovoltaïques, 3- Stockage d’énergie’’, Rapport LAAS/CNRS N°04759, 16p. Toulouse– France, Septembre 2004,

[150] J.-D. Châtelain. Dispositifs à semi-conducteurs. Traité 3E. Dunod. 1979,

[151] Henri FOCH, Raphaël ARCHES, Yvon CHÉRON, Bernard ESCAUT, Pierre MARTY et Michel METZ. Conversion continu - continu, Hacheurs, Techniques de l’Ingénieur, traité Génie électrique D 3160,

[152] Guy Séguier, Robert Bausière , Francis Labrique ‘’Electronique de puissance. Structures, fonctions de base, principales applications, cours et exercices résolus’’, 8e édition, Editeur DUNOD, parution septembre 2004,

[153] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, « Synthèse bibliographique sur le suivi du point de puissance maximale des systèmes photovoltaïques : commandes MPPT » Rapport LAAS N°05742, 26p. Toulouse- France, Décembre 2005,

[154] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, A.Martinez, ‘’Symbolization of the electric diagram of the marketed solar panels in the Orcad- Pspice environment ‘’ Moroccan Journal of Condensed Mater, Vol.7, N°1, pp.38-41, Janvier 2006

[155] A. Aziz, K. Kassmi, F. Olivié, A. Martinez, ‘’Analyse dans l'environnement Orcad-Pspice de l'adaptation DC-DC des systèmes photovoltaïques par des convertisseurs de type Boost

fonctionnant à haute fréquence'' Rapport LAAS N° 06662 8p. Journée d'Etude sur les Energies Renouvelables (JER'06), Oujda - Maroc, 5 Mars 2006,

[156] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivié, G. Sarrabayrouse, A. Martinez, ''Synthèses bibliographiques sur les chaînes photovoltaïques. 2-Adaptation des générateurs photovoltaïques'' Rapport LAAS N°04347, 11p. Toulouse- France, Juin 2004,

[157] C. Alonso, B. Estibals, H.Valdirrama, ''An overview of MPPT controls and their future developments'', EFP- PEMC, Dubrovnik, Croitia, Septembre 2002,

[158] Alan Cocconi and Wally E. Rippel. "Lectures from GM sunracer case history, lecture 3-1: The Sunracer Power System''. Number M-101. Society of Automotive Engineers, Inc, 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA 15096-0001, 1990,

[159] Z.M. Salameh, F. Dagher, W.A. Lynch, ''Step-down Maximum Power Point Tracker for photovoltaic Systems'', Solar Energy, Vol. 46, N° 4, pp.279-282, 1991,

[160] S. Singer, A. Braunstein, ''Maximum Power Transfer from a Non-linear Energy Source to an Arbitrary Load'', IEE Proceedings, Vol. 134, Pt.C. N°4, July 1987.

[161] J. Appelbaum, S. Singer, S.M. Sarma, ''Starting Characteristics of Permanent Magnet and Series Excited Motors Powered by Solar Cells: Variation with Solar Radiation and Temperature, Electric Machines and Power Systems'', 1992,

[162] M. Matsui, T. Kitano, D-h Xu and Z-q Yang, ''A new Maximum Photovoltaic Power tracking Control System Based on Power Equilibrium at DC Link'', IEEE 99,

[163] YUN TIAM TAN, ''Impact on the power system with a large penetration of photovoltaic generation '', A thesis submitted to the university of Manchester Institute of Science and Technology, Department of Electrical Engineering and Electronics UMIST, FEBRUARY 2004,

[164] E. Matagne & R. El Bachtiri, ''A method for in situ determination of the junction temperature of solar modules and its potential applications'', Proceedings of the Metsim'2003 International Conference on Metrology & measurement systems, Bucharest, Romania, October 30-31/ 2003,

[165] R. El Bachtiri & E. Matagne, ''Modeling of a photovoltaic with an optimal operating point tracking system'', Proceedings of the IASTED Int. Conf. PES, Marbella, Spain, 19-22, September 2000,

[166] C. Hua, J. Lin, C.Shen, ''Implantation of a DSP- Controlled Photovoltaic System with Peak Power Tracking''. IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 45, N° 1, Feb. 1998,

[167] K.H. Hussein, I. Muta, T. Hoshino, M. Osakada. "Maximum Photovoltaic Power Tracking: an algorithm for rapidly changing atmospheric conditions". IEE, proc- Gener. Transm. Dittrib., Vol. 142, N° 1, pp 59-64, Jan. 1995,

[168] A. Aziz, K. Kassm, F. Olivié, A. Martinez, ''Simulation dans l'environnement Orcad-Pspice du fonctionnement électrique d'un système photovoltaïque régulé par une commande MPPT analogique'' Rapport LAAS N°05741, 17p. Toulouse- France, Février 2006,

[169] Charles R. Sullivan and Matthew J. Powers "High-Efficiency maximum, power point tracker for photovoltaic arrays in a solar-powered race vehicle" Proceedings of the 1993 IEEE 24th Annual Power Electronics Specialists Conference, PESC Record - IEEE Annual Power Electronics Specialists Conference, pp 574-580, Seattle, WA, Piscataway, NJ, USA, June 1993,

[170] A. Aziz, K. Kassm, F. Olivié, A. Martinez, ''Analyse dans Orcad-Pspice de la régulation de la puissance électrique d'un système photovoltaïque par une commande MPPT analogique munie d'un système de détection de dysfonctionnement et de redémarrage du système'', Rapport LAAS N°06657, 14p. Toulouse- France, Mai 2006.

Résumé de la thèse de Mr : AZIZ Abdelhak

Les recherches effectuées dans cette thèse portent sur les composants électroniques minéraux, organiques et les systèmes photovoltaïques.

Dans la partie des composants, nous avons modélisé les propriétés de conduction des structures MOS sous injection du courant de type Fowler Nordheim (FN). Une méthodologie permettant de caractériser le vieillissement de ces structures a été proposée. Ensuite, nous avons montré que la conduction dans les diodes Schottky en polymères est de type thermoïonique et pourrait être affectée de l'abaissement de la barrière métal/polymère.

Dans le domaine des systèmes photovoltaïques, nous avons conçu un système photovoltaïque de moyenne puissance (100W) adapté par commande MPPT contrôlant les convertisseurs d'énergie. L'ensemble permet une meilleure exploitation de l'énergie solaire.

Mots clés : structure MOS, vieillissement, Fowler-Nordheim, polymères, thermoïonique, barrière, photovoltaïque, convertisseurs, adaptation, commande MPPT.

Abstract

The research works of my thesis are related to the mineral, organic electronic components and the photovoltaic systems.

In the part of components, we modelled the conduction properties of MOS structures under the Fowler Nordheim (FN) current injection type. We proposed a method for characterizing the ageing of these structures. Then, we showed that the conduction in the polymer Schottky diodes is Thermo-ionic type and could be affected by lowering of the barrier métal/polymère.

In the field of the photovoltaic systems, we developed a photovoltaic system of average power (100W) adapted by MPPT controlled converters. The obtained system allows a good exploitation of solar energy.

Key words: MOS structure, ageing, Fowler-Nordheim, polymers, Thermo-ionic, barrier, photovoltaic, converter, adaptation, MPPT control.