

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Électronique

Option : Électronique Télécommunication

Réf:.....

Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme:

MASTER

Thème

MODÉLISATION ANALYTIQUE DE L'EFFICACITÉ DE
COLLECTION DE CHARGE
D'UN DÉTECTEUR DE PARTICULE AU SILICIUM

Présenté par :
ZIGHEM MOHAMMED ENNADHIR

Devant le jury composé de :

Mr. Kahoul Nadhir

MAA

Président

Mr. Bekhouche Khaled

MCB

Encadreur

Mme. Terghini Ouarda

MAA

Examineur

Année universitaire : 2012 / 2013

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Électronique
Option : Électronique Télécommunication

Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme:

MASTER

Thème

Modélisation Analytique De L'efficacité De Collection De Charge
D'un Détecteur De Particule Au Silicium

Présenté par :

Zighem Mohammed Ennadir

Avis favorable de l'encadreur :

Bekhouché Khaled

signature

Avis favorable du Président du Jury

Kahoul Nadhir

Signature

Cachet et signature



Université Mohamed Khider Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Électronique
Option : Électronique Télécommunication

Thème :

Modélisation Analytique De L'efficacité De collection De Charge D'un Détecteur De Particule Au Silicium

Proposé par : Zighem Mohammed Ennadhir
Dirigé par : Bekhouche Khaled

Résumé

Les détecteurs des particules sont utilisés dans le domaine de la physique de particule ainsi que dans d'autres disciplines. Lorsqu'un détecteur est exposé aux radiations (électron, proton, photon....etc.) il en résulte une dégradation dans ses caractéristiques électriques : efficacité de collection de charge (CCE), densité effective des impuretés, tension de déplétion, courant de fuite,etc. L'objectif de ce présent travail est d'étudier les effets des pièges, créé par les radiations, sur la CCE en utilisant deux modèles analytiques. La CCE est améliorée en augmentant en même temps la tension de polarisation et la longueur de détecteur alors qu'elle diminue lorsque la densité de pièges augmente (réduction de la durée de vie des porteurs de charge).

المخلص

كواشف الجزيئات تستعمل في ميدان فيزياء الجزيئات و في مجالات أخرى. عندما يكون الكاشف معرضا للإشعاعات إلكترون, بروتون, فوطن..... إلخ) ينتج تدهور في خصائصه الكهربائية : فعالية تجميع الشحنات, تواتر, التركيز الفعلي للشوائب, جهد الاخلاء, تيار التسرب,..... إلخ. الهدف من هذا العمل دراسة تأثير المصادرات الناتجة عن الإشعاعات على فعالية تجميع الشحنة باستعمال نموذجين تحليليين. فعالية تجميع الشحنات تتحسن بزيادة جهد الاستقطاب و طول الكاشف في نفس الوقت, في حين أنها تتناقص بزيادة كثافة المصادرات (خفض مدة حياة حاملات الشحنة).

Remerciements

Tout d'abord Je tiens à remercier le bon dieu de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Ce travail a été effectué dans le département de génie électrique de la faculté des sciences et technologie, sous la direction de monsieur K. BEKHOUCHE, Maître de conférence à l'Université Mohamed Khider -Biskra. Je lui exprime particulièrement toutes mes reconnaissances pour m'avoir fait bénéficier de ces compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité.

J'exprime mes sincères remerciements à monsieur N. KAHOUL, Maître assistance à l'Université Mohamed Khider -Biskra, d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement madame O. TERGHINI Maîtres assistance à l'Université Mohamed Khider –Biskra, et d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Enfin, je ne pourrais terminer ce remerciement sans une pensée à l'ensemble de nos enseignants et collègues avec qui nous avons partagé d'agréables moments durant cette formation.

Dédicace

D'une joie éclatante et d'un bonheur alarmant que je dédie cet humble travail, fruit de moments de peines et de gloire :

A ma chère mère qui ne cesse de prier pour moi, qui, a éclairé mon chemin par son amour que dieu me la protège.

A mon très cher père qui a semé en moi la bonne volonté et l'objectivité, pour ces conseils et sa sérénité envers moi.

Aux vétérans de la famille Zighem et Yahiaoui, où ils se trouvent.

A mes très chers frères Dinar, Abed-Laziz, Larbi et seours, auxquels je souhaite le bonheur du monde.

Sans oublier mon encadreur Khaled et toute sa famille.

Aux mes amis Hicham, Mounir « comme ça », Sayef, Hamid, ghana, Bacha, Lotfi, Tarik, Mido, Adel, Zine.....etc

Aux mes oncles Hadj, Larbi.

Sans oublier les secrétaires de scolarité de Génie électrique Dalal et Akila.

À tous mes amis de la promotion sortante :

Salah, Fares, Adel Mounir, Houssam, Mourad,.....etc

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I CONCEPTS GÉNÉRAUX DES SEMICONDUCTEURS

Figure I.1	Atome de silicium	5
Figure I.2	Cristal de silicium à 0°K	6
Figure I.3	Création d'une paire électron trou par rupture d'une liaison de covalence sous l'effet de la température	7
Figure I.4	Silicium dopé au phosphore. a. T = 0K, b. T ≠ 0K	8
Figure I.5	Silicium dopé au Bore. a. T = 0K. b. T ≠ 0K	9
Figure I.6	La jonction pn.....	11
Figure I.7	Jonction pn à l'équilibre thermodynamique	12
Figure I.8	Potentiel électrique interne et tension de diffusion V_d	13
Figure I.9	Jonction pn polarisée en direct	17
Figure I.10	Jonction pn polarisé en inverse	19
Figure I.11	Caractéristique $i - v$ idéale d'une diode pn ($I_S = 10^{-14} mA$)	20
Figure I.12	Variation de charge d'espace dans la région de déplétion à la suite d'une augmentation dV de la tension inverse.....	21

CHAPITRE II LES RADIATION ET LEUR INTERACTION AVEC LE DÉTECTEUR

Figure II.1	Création d'une paire électron-trou par photon	28
Figure II.2	Diagramme des longueurs d'onde absorbées par les semiconducteurs.....	28
Figure II.3	Mécanismes de capture et d'émission de porteurs: (1)=capture d'un électron (de BC), (2)=émission d'un électron (vers BC), (3)=capture d'un trou, (4)=émission d'un trou, (1)+(3)=recombinaison (indirecte), (1)+(2)=piégeage d'électrons, (3)+(4)=piégeage de trous	32

CHAPITRE III LE DÉTECTEUR DES PARTICULES

Figure III.1	Détection de lumière à d'une diode p-n polarisée dans le sens bloquant	36
Figure III.2	Diagramme d'énergie d'une jonction p-n polarisée dans le sens bloquant.....	37
Figure III.3	Diode PIN comme détecteur de lumière et diagramme d'énergie correspondant	38
Figure III.4	Schéma d'un photosite (pixel) d'un capteur CCD	39
Figure III.5	Structure physique interne d'un pixel	40
Figure III.6	Capteur CCD FFT (Full Frame Transfert)	41
Figure III.7	Capteur CCD "Frame Transfert" (FT CCD)	41
Figure III.8	Capteur CCD "interligne"	42
Figure III.9	Principe de transfert de charge	43
Figure III.10	Architecture d'un capteur CMOS	44

CHAPITRE IV LES MODELES DE L'EFFICACITÉ DE COLLECTION DE CHARGE

Figure IV.1	Mouvement d'un électron entre des électrodes.....	51
Figure IV.2	Schéma d'un détecteur avec jonction pn.....	53

CHAPITRE V RESULTATS ET DISCUSSIONS

Figure V.1	Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des électrons et une durée de vie de trou fixe.....	60
Figure V.2	Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des trous tout en gardant fixe la durée de vie des électrons	61
Figure V.3	Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour des durées de vie des électrons et des trous égales.....	62
Figure V.4	Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs du détecteur	63
Figure V.5	Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la longueur L pour différentes tensions de polarisation	64
Figure V.6	Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap en fonction de la tension appliquée pour différentes durée de vie des électrons et une durée de vie de trou fixe	66
Figure V.7	Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des trous et une durée de vie des électrons fixe	67
Figure V.8	Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap. en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des électrons et des trous.....	67
Figure V.9	Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et al. En fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs du détecteur	69
Figure V.10	Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap. en fonction de la longueur L pour différentes tensions de polarisation	69
Figure V.11	Comparaison de l'évolution de la CCE, en fonction de la tension appliquée, du modèle proposé par M. Zahangir avec le modèle de Hecht pour différents Coefficients d'absorption	71
Figure V.12	Interface graphique du programme de calcul de la CCE.....	72

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE I CONCEPTS GÉNÉRAUX DES SEMICONDUCTEURS

Tableau I.1 La classification périodique des éléments 6

CHAPITRE II LES RADIATION ET LEUR INTERACTION AVEC LE DÉTECTEUR

Tableau II.1 Les différents types de rayonnement ionisant..... 27

CHAPITRE III LES DÉTECTEURS DES PARTICULES

Tableau III.1 Comparaison entre les caractéristiques métrologiques des capteurs CCD et les capteurs..... 46

Tableau III.2 Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD..... 46

CHAPITRE IV LES MODELES DE L'EFFICACITÉ DE COLLECTION DE CHARGE

Tableau IV.1 Les paramètres de la mobilité..... 50

NOMENCLATURE DES ABREVIATIONS ET LES SYMBOLS

- CCE : efficacité de collection de charge.
- BG : Bande interdite.
- Bc : Bande de conduction.
- Bv : Bande de valence.
- CCD : Charge coupled device.
- CMOS : Complementary Metal Oxide Semi-conducteur.
- N_d : Concentration en impuretés (dopant) de type donneur (cm^{-3})
- N_a : Concentration en impuretés (dopant) de type accepteur (cm^{-3}).
- n_0 : Concentration en électrons libres à l'équilibre thermodynamique (cm^{-3}).
- p_0 : Concentration en trous libres à l'équilibre thermodynamique (cm^{-3}).
- n_i : Concentration intrinsèque de porteurs libres (cm^{-3}).
- E_D : Niveau d'énergie des états donneurs (J ou eV).
- E_G : Gap ou largeur de la Bande Interdite (J ou eV).
- E_C : Energie du bas de la bande de conduction (J ou eV).
- V_d : Tension de diffusion (v).
- ρ : Charge (Coulomb).
- ε : Permittivité de matériau
- W : La largeur de la zone de charge d'espace (μm).
- i_{diff} : Le courant de diffusion des majoritaires au travers de la jonction (A).
- i_{inv} : Courant de fuite (A).
- V_T : La tension thermique.
- k : Constante de Boltzmann.
- λ : Longueur d'onde (cm).
- Φ : Le flux (s).
- R_n : le taux de génération pour les électrons.
- R_p : le taux de génération pour les trous.
- R : le taux de recombinaison.
- G : le taux de génération de paires électron-trou par un processus externe
- α : Coefficient d'absorption (m^{-1}).

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I CONCEPTS GÉNÉRAUX DES SEMICONDUCTEURS	3
I.1 INTRODUCTION	4
I.2 SILICIUM	4
I.2.1 Caractéristiques de silicium	5
I.3 PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS	5
I.3.1 Semiconducteur pur ou intrinsèque	5
I.3.1.1 Silicium non excité à $T=0^\circ$	6
I.3.1.2 Ionisation thermique : génération des paires électrons-trous	6
I.3.2 Semiconducteur extrinsèque (dopage)	7
I.3.2.1 Semiconducteur de type n	8
I.3.2.2 Semiconducteur de type p	9
I.4 JOCTION PN	10
I.4.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique	10
I.4.1.1 Charge d'espace	11
I.4.1.2 Tension de diffusion	13
I.4.1.3 Potentiel et champ électriques dans la zone de charge d'espace	14
I.4.1.4 Largeur de la zone de charge d'espace	15
I.4.2 Jonction pn polarisation en directe	16
I.4.2.1 Diffusion des porteurs majoritaires	17
I.4.2.2 Courant en polarisation directe	18
I.4.3 Jonction pn polarisation en inverse	18
I.4.4 Caractéristique courant-tension idéale	19
I.4.5 Capacité de jonction	18
I.4.6 Jonction pn polarisation en inverse	18
I.5 CONCLUSION	22
CHAPITRE II LES RADIATION ET LEUR INTERACTION AVEC LE DÉTECTEUR	23
II.1 INTRODUCTION	24
II.2 LES RADIATIONS	24
II.2.1 Le rayonnement électromagnétique	24
II.2.1.1 Le rayonnement ultraviolet	25
II.2.1.2 Le rayonnement X et Gamma	25
II.2.2 Rayonnements particuliers	25
II.2.2.1 Les neutrons	25
II.2.2.2 Particules β^- : électrons	26
II.2.2.3 Particules β^+ : positons	26
II.3 LES RAYONNEMENTS IONISANTS	26
II.4 CREATION DE PORTEURS	27
II.4.1 Création par énergie lumineuse (par photons)	28
II.4.2 Création par des particules (ou radiations) ionisantes	29
II.4.3 Création par porteurs "chauds" (champ électrique intense)	29
II.4.4 Création par injection de porteurs	30

II.5 RECOMBINAISON (DISPARITION) ET DUREE DE VIE DES PORTEURS LIBRES	30
II.5.1 Expression de la durée de vie (cas de recombinaison directe)	31
II.5.2 Durée de vie (dans le cas d'une recombinaison indirecte).....	32
II.6 CONCLUSION	34
CHAPITRE III LES DÉTECTEURS DES PARTICULES	35
III.1 INTRODUCTION	36
III.2 LES DETECTEURS A JONCTION PN	36
III.2.1 Principe	36
III.2.2 Temp de réponse d'une photodiode.....	37
III.3 LA PHOTODIODE PIN	38
III.3.1 Principe et temp de réponse	38
III.4 CCD (CHARGE COUPLED DEVICE)	39
III.4.1 Historique	39
III.4.2 Fonctionnement	39
III.4.2.1 Le CCD "plein cadre" (full frame transfert).....	40
III.4.2.2 Le CCD (frame transfert)	41
III.4.2.3 Le CCD interline	42
III.4.2.3 Transfert de charge	42
III.5 CMOS (COMPLEMENTARY METAL OXIDE SEMI-CONDUCTEUR)	43
III.5.1 Topologie des capteurs CMOS.....	43
III.6 APPLICATION DES CAPTEURS CCD ET CMOS	44
III.7 AVANTAGES DES DES CAPTEURS CCD ET CMOS	45
III.7 CONCLUSION	47
CHAPITRE IV LES MODELES DE L'EFFICACITÉ DE COLLECTION DE CHARGE	48
IV.1 INTRODUCTION	49
IV.2 LES EQUATIONS FONDAMENTALES POUR L'ANALYSE STATIQUE	49
IV.3 TEOREME DE SHOCKLEY-RAMO	51
IV.4 MODELE DE HECHT	52
IV.4.1 Équation de Hecht	52
IV.4.2 Équation de l'efficacité de collection de charge.....	53
IV.4.3 Équation de Hecht et dépôt d'énergie des particules.....	54
IV.5 MODELE PROPOSE PAR M. ZAHANGIR ET S. O. KASAP	55
IV.5.1 Équation de l'efficacité de collection de charge.....	55
IV.6 CONCLUSION	57
CHAPITRE V RÉSULTATS ET DISCUSSIONS	58
V.1 INTRODUCTION	59
V.2 RESULTATS DU MODELE DE HECHT	59
V.2.1 Influence de la durée de vie des porteurs libres sur la CCE.....	60
V.2.2 Influence de la longueur du détecteur sur la CCE.....	63
V.3 RESULTATS DU MODELE PROPOSE PAR M. ZAHANGIR ET S. O. KASAP	65
V.3.1 Influence de la durée de vie des porteurs libres sur la CCE.....	65
V.3.2 Influence de la longueur du détecteur sur la CCE.....	68
V.3.3 Influence du coefficient d'absorption α sur la CCE	70
V.4 PRESENTATION DE L'INTERFACE DE CALCUL DE LA CCE	71
V.5 CONCLUSION	72
CONCLUSION GENERALE	73
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	
ANNEXE	

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction

Les détecteurs de particules ont évolué avec le temps par les nouvelles techniques de fabrication. En commençant, par le premier grand détecteur la chambre à bulles dans laquelle les particules laissent des traces matérialisées par de petites bulles le long de leur trajectoire.

Dès la fin des années soixante, le développement des chambres à fils remplies de gaz (développement qui a valu le prix Nobel de physique à George Charpak en 1992) a ouvert la voie au traitement électronique des données. Dans les années 1950, la maîtrise des procédés de fabrication du silicium monocristallin a rendu possible le développement de détecteurs de particules à base de semiconducteur. Ces détecteurs sont de plus en plus utilisés grâce à leur résolution énergétique, ainsi que pour des avantages économiques.

Actuellement, les détecteurs de particules sont employés en physique à haute énergie qui s'intéresse à l'étude des plus petits constituants de la matière. Les mesures dans ce domaine peuvent aider à comprendre les différentes et essentielles propriétés de ces particules (Higgs Bosons). Pour leur grande précision de mesure et leur simplicité de fabrication, les matériaux semiconducteurs sont de plus en plus utilisés dans la conception des détecteurs de particules.

Un composant à semiconducteur (AsGa ou Si) travaillant dans un environnement hostile et soumis à de fortes radiations, peut devenir défectueux, ce qui change ses propriétés et diminue son pouvoir de détection ainsi que sa durée de vie. Après irradiation, les effets observés sont les suivants: changement de concentration effective, augmentation du courant de fuite et réduction de l'efficacité de collection de charge (CCE: Charge Collection Efficiency). La CCE est un paramètre critique dans la caractérisation des dispositifs à semiconducteur irradiés.

L'efficacité de détection est définie théoriquement par le rapport de la quantité de charge collectée après radiation sur la quantité de charge incidente.

Des travaux d'expérimentations et des calculs analytiques ont montré que les irradiations réduisent considérablement la CCE. Ceci peut provoquer une sérieuse limitation de travail de ce détecteur.

Le but principal du présent projet est d'étudier deux modèles analytiques de CCE basé sur un détecteur de particule au silicium: modèle de Hecht et modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap.

Le mémoire est organisé comme suit:

Le premier chapitre résume les concepts généraux des semiconducteurs. On y donne en premier lieu, une brève sur la description de silicium et physique des semiconducteurs (semiconducteur intrinsèque et extrinsèque) et. En second lieu, on donne une brève théorie sur la jonction pn et son principe de base. Enfin, on donne les principales caractéristiques d'une jonction pn polarisée en directe et en inverse.

Le deuxième chapitre qui porte sur une description des différents types de radiations: X, Gamma, Alpha, ...etc. ainsi que leur interaction avec le semiconducteur (création des porteurs). L'effet des pièges créés par les particules est étudié en terme de génération-recombinaison et durée de vie des porteurs libres.

Le troisième chapitre décrit les différentes structures et architectures utilisées dans les détecteurs des particules: jonction PN, photodiode PIN, CCD (Charge Coupled Device) et CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconducteur).

Dans le quatrième chapitre résume les équations fondamentales pour l'analyse analytique de la CCE en se basant sur deux modèles: modèle de Hecht et modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap.

Enfin, dans le cinquième chapitre, les résultats du calcul analytique sont présentés et interprétés.

Nous terminons ce travail par une conclusion générale sur les différents résultats obtenus, et les perspectives envisageables.

CHAPITRE I

CONCEPTS GÉNÉRAUX DES SEMICONDUCTEURS

I.1 Introduction

Actuellement les technologies de circuits intégrés utilisent encore le silicium comme matériau semiconducteur de base. Le silicium étant un matériau semiconducteur de largeur de bande interdite moyenne s'adapte bien aux contraintes imposées par les applications à des températures normales, soit de 0 à 100°C. A de plus haut températures, la performance des technologies sur le silicium se dégrade progressivement.

Le silicium fut découvert en 1824 par J.J. Berzelius à Stockholm, en Suède. C'est, après le carbone, l'élément le plus abondant de la terre, la répartition étant de 277.000 ppm. On le trouve généralement sous forme de silicate dans de nombreuses roches, argiles et terres.

Le silicium est obtenu en réduisant la silice (le sable, SiO_2) par le carbone. Une fusion en zone subséquente donne un élément plus pur pour des applications nécessitant un silicium de haute pureté (par exemple les semi-conducteurs).

Les semiconducteurs germanium et silicium possèdent 4 électrons sur leur couche périphérique car ils appartiennent à la 4^{ème} colonne de la classification périodique des éléments. Il est possible de les produire avec un haut degré de pureté (moins de 1 atome étranger pour 10^{11} atomes de semi-conducteur): on parle alors de semiconducteur intrinsèque

Le germanium est découvert par le savant allemand Clemens Winkler le 6 février 1886, il peut être trouvé à beaucoup d'endroits, mais en concentrations faibles. Le germanium a servi de substrat semi-conducteur jusqu'à ce que le silicium prenne sa place, vers les années 1970. Aujourd'hui il n'est plus utilisé que dans le domaine des hautes fréquences, et pour la réalisation de diodes à faible chute (0,3 V environ, application en détection) [1].

I.2 Silicium

Le silicium est un élément chimique de la famille des cristallogènes, de symbole "Si" et de numéro atomique 14.

C'est l'élément le plus abondant dans la croûte terrestre après l'oxygène, soit 25,7 % de sa masse, mais il est quasiment absent de la matière constituant le vivant. Il n'existe pas à l'état libre, mais sous forme de composés : sous forme de dioxyde de silicium (SiO_2), la silice (dans le sable, le quartz, la cristobalite, etc.), ou d'autres silicates (dans les feldspaths, la kaolinite..).

Il est utilisé depuis très longtemps sous forme d'oxyde de silicium amorphe (silice ou SiO_2) comme composant essentiel du verre. Il a depuis le milieu XX^e siècle de nouveaux usages en électronique (transistor), pour la production de matériaux tels que les silicones ou, pour fabriquer des panneaux solaires photovoltaïques.

Le nom dérive du latin *silex*, *silicis* qui signifie caillou ou silex. Il faut signaler, pour éviter une fréquente erreur de traduction depuis l'anglais, que l'anglais *silicon* signifie silicium, tandis que *silicone* correspond bien au silicone. de son côté, *silica* désigne la silice.

I.2 Caractéristiques de silicium

Les cristaux de silicium sont gris à noirs, en forme d'aiguille ou d'hexaèdres (forme cubique). La phase amorphe est une poudre marron foncée.

Le silicium est un semiconducteur, sa conductivité électrique est très inférieure à celle des métaux. Il est insoluble dans l'eau (sauf à haute température). Il est attaqué par l'acide fluorhydrique (HF) ou un mélange acide fluorhydrique/acide nitrique (HNO₃) en fonction de la phase. Le silicium présente des reflets métalliques bleutés, mais n'est pas du tout aussi ductile que les métaux.

Il existe trois isotopes naturels du silicium : ²⁸Si (92,18 %), ²⁹Si (4,71 %) et ³⁰Si (3,12 %). Il existe également des isotopes artificiels instables : ²⁵Si, ²⁶Si et ²⁷Si qui sont émetteurs β⁺, ainsi que ³¹Si à ³⁴Si qui sont émetteurs β⁻ [2].

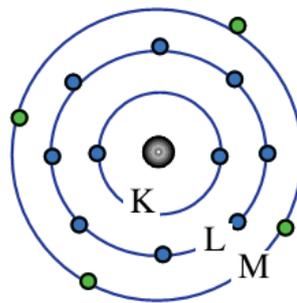


Fig I.1 : Atome de silicium

[2].

I.3 Physique des Semiconducteurs

I.3.1 Semiconducteur pur ou intrinsèque

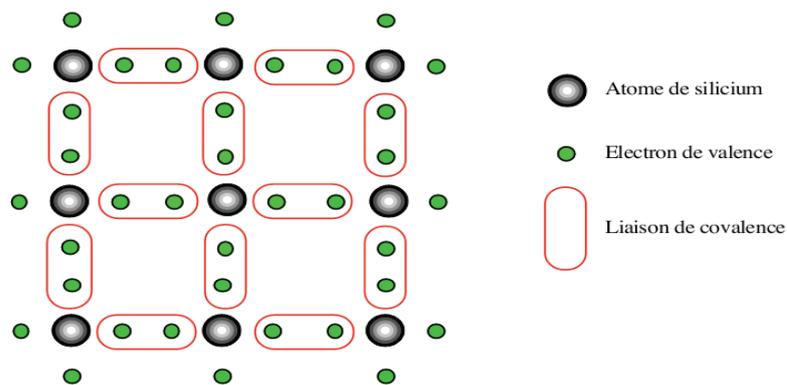
L'industrie fabrique les semiconducteurs avec un haut degré de pureté (moins de 1 atome étranger pour 10¹¹ atomes de semiconducteur) : on parle alors de semiconducteur intrinsèque. Par exemple, l'atome de silicium possède 4 électrons sur sa couche périphérique car il appartient à la 4^o colonne de la classification périodique des éléments indiquée ci-dessous.

II	III	IV	V
	Bore B(Z=5)	Carbone C (Z=6)	Azote N (Z=7)
	Aluminium Al (Z=13)	Silicium Si (z=14)	Phosphore P (Z=15)
Zinc Zn (Z=30)	Gallium Ga (Z=31)	Germanium Ge (Z=32)	Arsenic As (Z=33)
Cadmium Ca (Z=48)	Indium In (Z=49)	Étain Sn (Z = 50)	Antimoine Sb (Z = 51)

Tab .I.1 La classification périodique des éléments

I.3.1.1 Silicium non excité à $T=0^{\circ}\text{K}$

Considérons un cristal de silicium pur, non excité, au zéro absolu (0°K) et dans l'obscurité. Afin de voir huit électrons sur sa couche externe, chaque atome de silicium met ses 4 électrons périphériques en commun avec les atomes voisins. On obtient ainsi, pour le cristal de silicium la représentation de la fig.I.2.

Fig I.2 : Cristal de silicium à 0°K

La mise en commun des électrons périphériques, appelée liaison de covalence, assure la cohésion du cristal de silicium. Les électrons qui participent à ces liaisons sont fortement liés aux atomes de silicium. Il n'apparaît donc aucune charge mobile susceptible d'assurer la circulation d'un courant électrique. Le silicium est alors un isolant, en effet sa bande de valence est saturée (toutes les places sont occupées). Sa bande de conduction (qui offre cependant des places libres) est alors vide.

I.3.1.2 Ionisation thermique : génération des paires électrons-trous

Lorsque la température augmente, l'agitation thermique désordonne la configuration figée précédente (0°K). En effet, les électrons qui possèdent une énergie positive supplémentaire, provoquent la rupture de quelques liaisons de covalences.

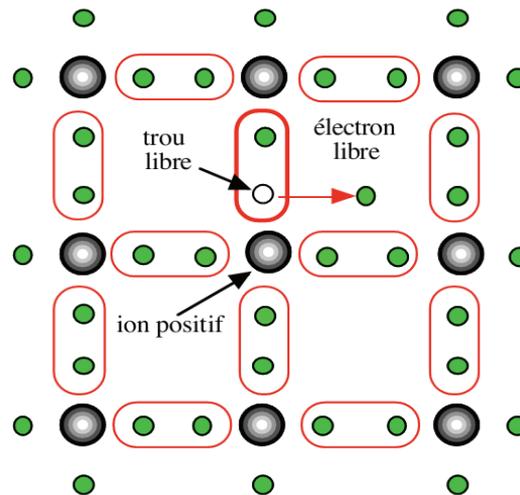


Fig I.3: Création d'une paire électron trou par rupture d'une liaison de covalence sous l'effet de la température

Supposons qu'un des électrons participant à une liaison de covalence acquière une énergie suffisante pour quitter l'atome auquel il était lié (fig I.3). Il devient alors un porteur libre, capable de se déplacer dans le cristal, autorisant ainsi la circulation d'un courant électrique sous une différence de potentiel. Le cristal devient alors un mauvais isolant d'où son appellation de semiconducteur.

Conséquences :

- La place vacante laissée par l'électron qui a quitté la bande de valence est devenue un trou.
- L'atome de silicium qui a perdu un électron n'est plus alors électriquement neutre : il est devenu un ion positif.

Remarque : ce phénomène d'ionisation thermique n'intéresse qu'un nombre très faible d'atomes de silicium ($3 \text{ sur } 10^{13}$ à la température de 300 °K) [3].

I.3.2 Semiconducteur extrinsèque (dopage)

L'introduction de certaines impuretés dans un matériau semiconducteur permet d'y modifier le nombre de porteurs libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité.

I.3.2.1 Semiconducteur de type n

Pour un tel matériau, des atomes (ou impuretés) de type donneur (d'électrons) ont été introduits (en général en faible quantité) afin de privilégier la conduction par électrons plutôt que par trous. Les atomes peuvent être de la colonne V si le cristal initial est constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (I.4-a) donne l'exemple de silicium dopé au phosphore qui possède cinq électrons sur la couche externe.

Les quatre atomes voisins de silicium "prêtent" un électron chacun à l'atome de phosphore qui lui même met en commun quatre de ses cinq électrons périphériques. Un faible apport d'énergie ($0,04 \text{ eV}$), par exemple dû à une température différente de 0 K , peut "libérer" le cinquième électron de l'atome de phosphore (fig (I.4.b)) qui se retrouve alors ionisé positivement (charge fixe). Ce phénomène correspond à l'apparition d'un niveau d'énergie E_D dans la bande interdite (avec $E_C - E_D = 0,04 \text{ eV}$). Les atomes d'impureté s'ionisent progressivement avec l'augmentation de la température et à partir d'environ 50 K toutes les impuretés sont "dégelées". La concentration n_0 en électrons (appelée concentration en porteurs "majoritaires") sera alors égale à la concentration en dopant N_d ($n_0 = N_d \gg n_i \gg p_0$ concentration en trous, minoritaires) tant que le comportement intrinsèque du matériau ne reprend pas ce qui se produit pour une température supérieure à 500 K (ordre de grandeur usuel) et rend à nouveau la concentration en électrons dépendante de la température.

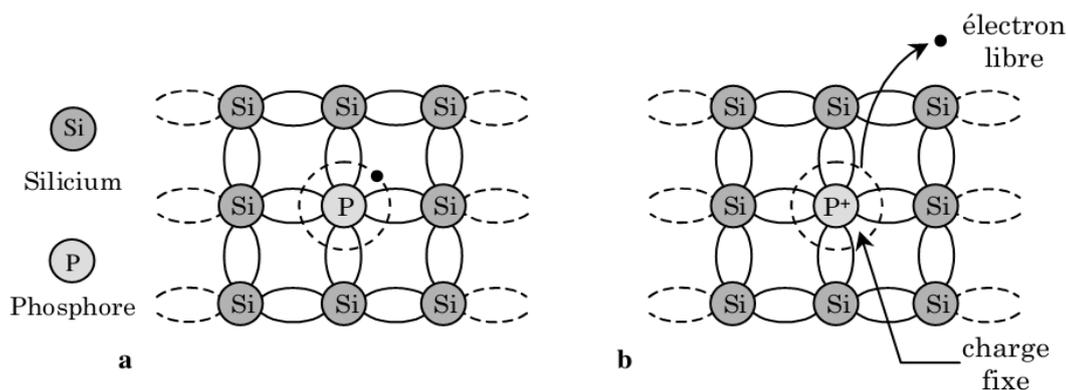


Fig I.4. Silicium dopé au phosphore. **a.** $T = 0 \text{ K}$ **b.** $T \neq 0 \text{ K}$

I.3.2.2 Semiconducteur de type p

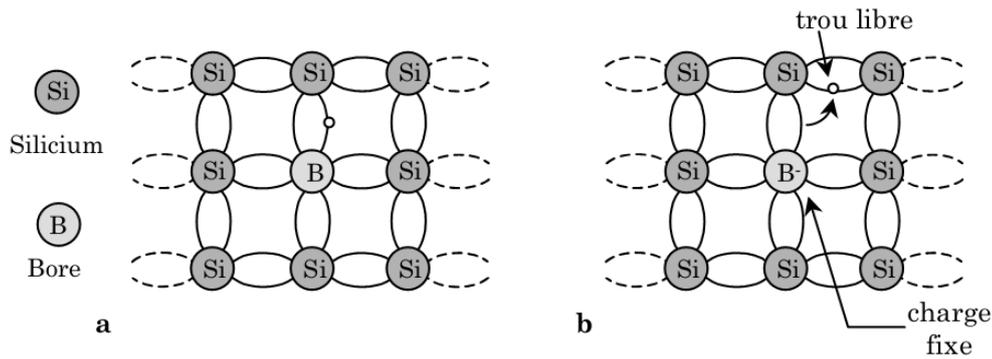


Fig I.5. Silicium dopé au Bore. **a.** $T = 0K$. **b.** $T \neq 0K$.

Cette fois les impuretés sont de type accepteur d'électrons ce qui correspond aux atomes de la colonne III pour un cristal constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (I.5) donne un aperçu de ce qui se passe pour un cristal de silicium dans lequel on a introduit des atomes de bore.

L'association avec ses quatre voisins confère à l'atome de bore sept électrons sur la couche externe ce qui est insuffisant pour le rendre stable et il est alors tenté d'en subtiliser un à un proche voisin qui lui même peut en prendre un à un de ses voisins et ainsi de suite. Pour cela il faut un apport minimum d'énergie qui peut être fourni par les vibrations thermiques du cristal ; le bore se retrouve ionisé négativement (charge fixe) et on assiste au déplacement d'un trou (libre) d'atome en atome. La concentration p_0 en trous (porteurs majoritaires) est égale à la concentration en dopant N_a ($p_0 = N_a \gg n_i \gg n_0$) à partir d'une température de l'ordre de $50 K$; le caractère intrinsèque redevient dominant au-delà de $500 K$ environ.

Remarques :

Le dopage minimum dépend du raffinage du matériau ; par exemple pour le silicium on observe des concentrations résiduelles de bore d'environ 10^{13} atomes par cm^3 , si bien que le silicium intrinsèque à température ambiante (où $n_i \approx 10^{10} cm^{-3}$) est très difficile à obtenir.

D'autre part, certaines impuretés (métalliques) ou des défauts du réseau cristallin donnent des niveaux d'énergies plus proches du milieu de la bande interdite ce qui a peu d'intérêt au niveau dopage mais est susceptible de modifier les propriétés de recombinaison ; on dit que ces niveaux "profonds" constituent des "centres de recombinaison" [4].

I.4 Jonction pn

Une jonction pn est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents d'un même monocristal de semi-conducteur. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs, $N_d - N_a$, passe d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n.

La loi de variation de cette grandeur dépend essentiellement de la technique de fabrication.

Différents modèles peuvent être utilisés pour étudier théoriquement les propriétés de la jonction, jonction abrupte, linéaire...

Le modèle de la jonction abrupte donne des résultats en très bon accord avec le comportement de la jonction. C'est le modèle que nous allons développer. Nous verrons ensuite comment généraliser les résultats à une jonction à profil de dopage quelconque.

La jonction pn est une structure de base dans les composants. Les composants étant formés de deux étant formés de semi-conducteurs dopés de manière différente, les jonctions pn ou np sont présentes aux interfaces. Il est donc indispensable de bien comprendre les phénomènes physiques qui s'y manifestent. La jonction pn est également un composant en soit. La fonction de ce composant est de laisser passer le courant dans un seul sens. Elle permet donc de transformer un signal alternatif en un signal unipolaire. Cette fonction est largement utilisée dans les systèmes électroniques d'alimentation ou de détection radiofréquence.

I.4.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Dans le modèle de la jonction abrupte, la différence $N_d - N_a$ passe brutalement dans le plan $x=0$, d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n (Fig I.7-a).

Quand deux semi-conducteurs de type p et de type n sont mis en contact (au sens métallurgique du terme), les trous, majoritaires dans la région de type p, diffusent vers la région de type n. Il en est de même pour les électrons, dans l'autre sens (fig.I.6). La diffusion des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une charge d'espace résultant de la présence des donneurs et accepteurs ionisés, dont les charges ne sont plus intégralement compensées par celles des porteurs libres.

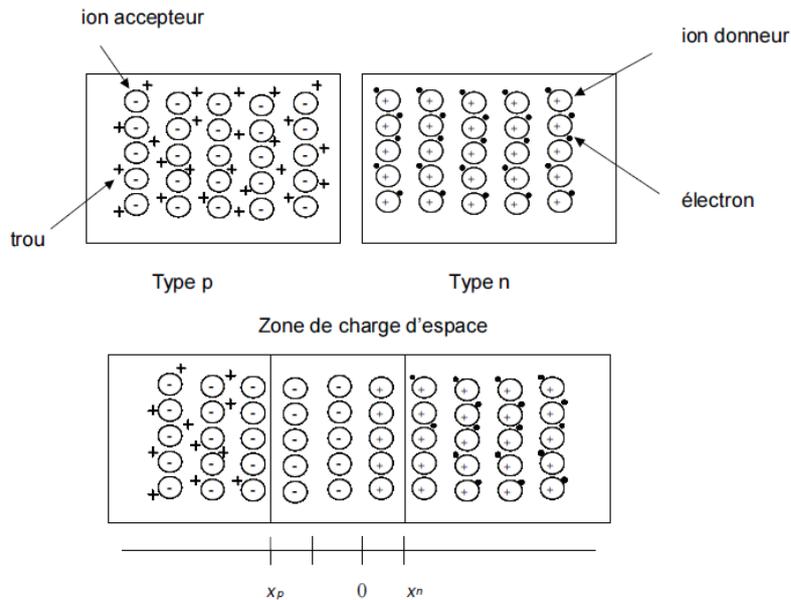


Fig I.6 : La jonction pn

Il s'établit alors, au voisinage de la jonction métallurgique, un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires. L'équilibre thermodynamique est établi lorsque la force électrique, résultant de l'apparition du champ, équilibre la force de diffusion associée aux gradients de concentration de porteurs libres.

I.4.1.1 Charge d'espace

Nous supposons que dans chacune des régions la conductivité est de nature extrinsèque, c'est-à-dire que les conditions $(N_d - N_a)_n \gg n_i$ et $(N_a - N_d)_p \gg n_i$ sont remplies dans chacune des régions. En outre, dans le but de simplifier l'écriture, nous appellerons N_d l'excédent de donneurs dans la région de type n, $N_d = (N_d - N_a)_n$ et N_a l'excédent d'accepteurs dans la région de type p, $N_a = (N_a - N_d)_p$

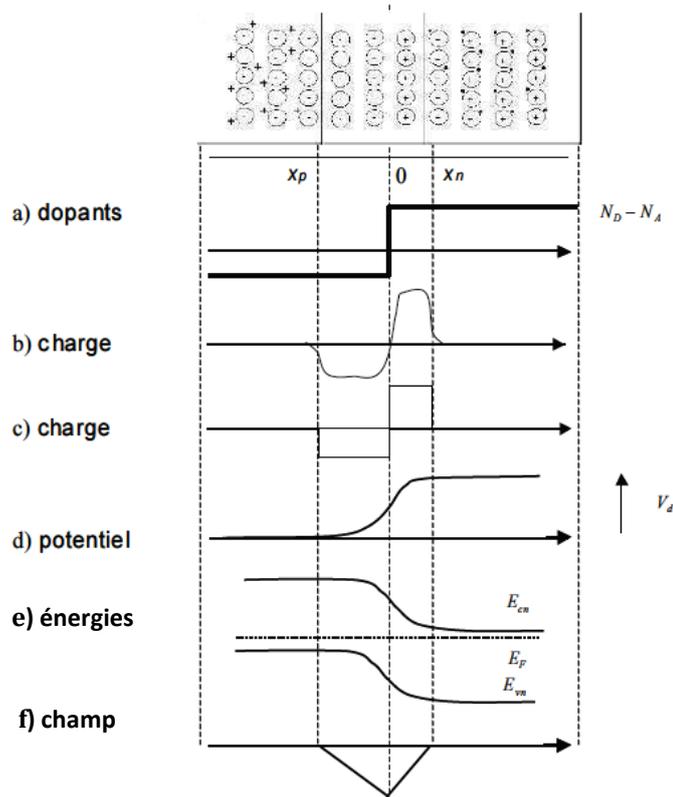


Fig I.7 : Jonction pn à l'équilibre thermodynamique

Les densités de porteurs libres dans chacune des régions sont alors données par

$$n_n = N_d \qquad P_n = n_i^2 / N_d \qquad \text{(équ.I.1-a)}$$

$$n_p = n_i^2 / N_a \qquad P_p = N_a \qquad \text{(équ.I.1-b)}$$

En supposant tous les donneurs et accepteurs ionisés, la charge d'espace dans chacune des régions de la jonction s'écrit

$$\rho(x) = e[N_d - N_a + p(x) - n(x)] \qquad \text{(équ.I-2)}$$

En raison de la présence du champ électrique, la diffusion-recombinaison des porteurs est limitée au voisinage de la jonction métallurgique. Loin de la jonction, les densités de porteurs libres sont données par les expressions (I.1) et le semiconducteur est neutre, $\rho(x) = 0$. La charge d'espace est représentée sur la figure (I.7-b) : côté n la charge est positive car elle résulte de la présence des donneurs ionisés N_d ; côté p la charge résulte de la présence des accepteurs ionisés N_a , elle est négative. Il faut noter que, la charge d'espace résultant de recombinaisons de paires électron trou, les quantités totales de charges développées dans chacune des régions sont égales.

En raison de la présence, dans la zone de charge d'espace, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes. Nous modéliserons la charge d'espace réelle de la figure (I.7-b) par la distribution représentée sur la figure (I.7-c). En d'autres termes, nous supposerons que la zone de charge d'espace est entièrement dépeuplée de porteurs libres et limitée par des frontières abruptes d'abscisses x_p et x_n . La densité de charge s'écrit dans cette hypothèse.

$$\rho(x) = 0 \quad \text{pour} \quad x < x_p \text{ et } x > x_n \quad (\text{équ.I.3.a})$$

$$\rho(x) = -eN_a \quad \text{pour} \quad x_p < x < 0 \quad (\text{équ.I.3.b})$$

$$\rho(x) = eN_d \quad \text{pour} \quad 0 < x < x_n \quad (\text{équ.I.3.c})$$

I.4.1.2 Tension de diffusion

La présence d'une charge d'espace entraîne l'existence d'un champ électrique et d'une variation de potentiel. Le potentiel varie d'une valeur V_p dans la région neutre de type p, à une valeur V_n dans la région neutre de type n (Fig. I.7-d). La différence de potentiel entre ces deux régions constitue une barrière de potentiel que l'on appelle *tension de diffusion*, en raison du fait que c'est la barrière qui équilibre les forces de diffusion

$$V_d = V_n - V_p \quad (\text{équ.I.4})$$

La tension V_d dépend de la température, des concentrations de dopage et du gap énergétique du matériau. Pour une diode pn au silicium maintenue à température ambiante, V_d varie typiquement entre 0.6 et 0.8 V.

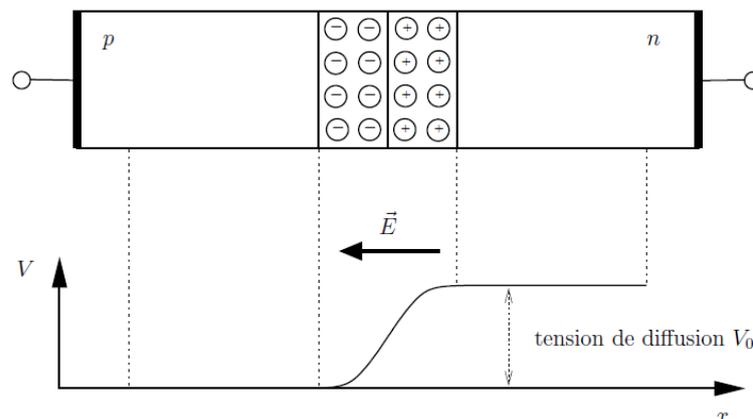


Fig. I.8 Potentiel électrique interne et tension de diffusion V_d .

I.4.1.3 Potentiel et champ électriques dans la zone de charge d'espace

Il suffit, pour obtenir le potentiel et le champ électriques, d'intégrer l'équation de Poisson avec la densité de charge donnée par les équations (I.3).

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{équ.I.5})$$

Pour $x_p < x < 0$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{eN_a}{\varepsilon} \quad (\text{équ.I.6})$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $V = V_p$ en $x = x_p$ on obtient

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eN_a}{\varepsilon} (x - x_p) \quad (\text{équ.I.7})$$

$$V = \frac{eN_a}{2\varepsilon} (x - x_p)^2 + V_p \quad (\text{équ.I.8})$$

Pour $0 < x < x_n$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{eN_d}{\varepsilon} \quad (\text{équ.I.9})$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $V = V_n$ en $x = x_n$ on obtient

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{eN_d}{\varepsilon} (x - x_n) \quad (\text{équ.I.10})$$

$$V = - \frac{eN_d}{2\varepsilon} (x - x_n)^2 + V_n \quad (\text{équ.I.11})$$

Le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = -dV/dx$, soit

$$\text{Pour } x_p < x < 0 \quad E = - \frac{eN_a}{\varepsilon} (x - x_p) \quad (\text{équ.I.12-a})$$

$$\text{Pour } 0 < x < x_n \quad E = \frac{eN_d}{\varepsilon} (x - x_n) \quad (\text{équ.I.12-b})$$

Les variations du potentiel et du champ électriques sont représentées sur les figures (I.7-d et f). la figure (I.7-e) représente l'évolution des bandes de valence et de conduction dans toute la structure.

I.4.1.4 Largeur de la zone de charge d'espace

La continuité en $x = 0$, de la composante normale du vecteur déplacement $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$, permet d'établir une relation entre x_n et x_p écrivons $\varepsilon E_{0-} = \varepsilon E_{0+}$, soit

$$eN_a x_p = -eN_d x_n$$

En posant $W_p = |x_p| = -x_p$ et $W_n = |x_n| = x_n$, la relation s'écrit

$$N_a W_p = N_d W_n \quad (\text{équ.I.13})$$

Cette relation traduit simplement le fait que les surfaces grisées sur la figure (I.7-c) sont égales, c'est-à-dire que le total des charges négatives développées dans la région de type p est égal au total des charges positives développées dans la région de type n. L'expression (I.13) montre ainsi que la charge d'espace s'étend principalement dans la région la moins dopée.

Cette propriété sera mise à profit en particulier dans les transistors à effet de champ.

On obtient l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace en écrivant la continuité du potentiel en $x = 0$.

$$\frac{eN_a}{2\varepsilon} x_p^2 + V_p = -\frac{eN_d}{2\varepsilon} x_n^2 - V_n \quad (\text{équ.I.14})$$

soit

$$V_d = V_n - V_p = \frac{e}{2\varepsilon} (N_d W_n^2 + N_a W_p^2) \quad (\text{équ.I.15})$$

En utilisant la relation (I.13), cette expression s'écrit sous l'une ou l'autre des formes suivantes

$$V_d = \frac{eN_d}{2\varepsilon} W_n^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right) = \frac{eN_a}{2\varepsilon} W_p^2 \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)$$

Ce qui donne pour W_n et W_p les expressions

$$W_n^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_d} \frac{1}{1+N_d/N_a} V_d \quad (\text{équ.I.16-a})$$

$$W_p^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_a} \frac{1}{1+N_a/N_d} V_d \quad (\text{équ.I.16-b})$$

En explicitant la tension de diffusion on obtient

$$W_n = 2L_{Dn} \left(\frac{1}{1+N_d/N_a} \operatorname{Ln} \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)^{1/2} \quad (\text{équ.I.17-a})$$

$$W_p = 2L_{Dp} \left(\frac{1}{1+N_a/N_d} \operatorname{Ln} \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)^{1/2} \quad (\text{équ.I.17-b})$$

avec

$$L_{Dn} = \left(\frac{\varepsilon k T}{2e^2 N_d} \right)^{1/2} \quad L_{Dp} = \left(\frac{\varepsilon k T}{2e^2 N_a} \right)^{1/2}$$

L_{Dp} et L_{Dn} sont les longueurs de Debye dans les régions de type n et de type p.

La largeur de la zone de charge d'espace est $W = W_n + W_p$. Si la jonction est très dissymétrique, avec par exemple $N_a \gg N_d$, la zone de charge d'espace se développe essentiellement dans la région la moins dopée, sa largeur est donnée par

$$W \approx W_n \approx 2L_{Dn} \left(\operatorname{Ln} \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)^{1/2} \quad (\text{équ.I.18})$$

Prenons l'exemple d'une jonction pn au silicium dopée avec $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

on obtient $W = 12L_{Dn}$. La largeur de la zone de charge d'espace est donc d'environ un ordre de grandeur supérieure à la longueur de Debye de la région la moins dopée. Suivant le profil et l'amplitude du dopage, la zone de charge d'espace d'une jonction pn varie entre 0,1 et 1 μm [5].

I.4.2.2 Jonction pn en polarisation directe

L'équilibre entre les courants de diffusion et d'entraînement est rompu lorsqu'une tension non nulle est appliquée entre les électrodes de la diode pn.

La diode est polarisée en direct si l'anode est portée à un potentiel supérieur à celui de la cathode, c'est-à-dire si

$$V_{direct} = V_p - V_n \quad (\text{équ.I.19})$$

Dans ce cas, nous allons voir que le déséquilibre des courants favorise la diffusion des porteurs majoritaires et le courant net traversant la diode est positif,

$$i = i_{diff}(v) - i_{inv}(v) > 0 \quad (\text{équ.I.20})$$

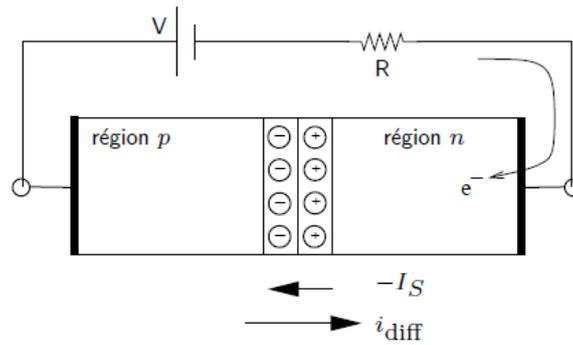


Fig I.9: Jonction pn polarisée en direct

I.4.2.1 Diffusion des porteurs majoritaires

Remarquons tout d'abord que les effets de la tension appliquée V_{direct} se manifestent essentiellement dans la région de déplétion. En effet, les régions neutres sont peuplées de porteurs libres en grande concentration ; elles ont donc une conductivité électrique élevée par rapport à la région de déplétion. Par conséquent, quand la diode est polarisée par une tension V_{direct} , les chutes de potentiel au travers des régions p et n sont faibles et la chute de potentiel appliquée se retrouve essentiellement aux bornes de la région de déplétion.

La tension v étant appliquée avec une polarité opposée à celle de la tension de diffusion V_d [comparer l'équation. (I-4) avec l'équation. (I-20)], la différence de potentiel interne apparaissant aux bornes de la région de déplétion devient

$$V_{direct} - V_d = V_p - V_n \quad (\text{équ.I.21})$$

Ainsi, la hauteur de la barrière de diffusion diminue et l'intensité du champ électrique interne décroît. Les forces de Coulomb qui s'opposent à la diffusion diminuent et un plus grand nombre de porteurs majoritaires peut franchir la région de déplétion. L'application d'une tension positive v favorise donc la diffusion.

Un calcul détaillé montre que le courant de diffusion augmente comme une fonction exponentielle de V_{direct} :

$$i_{diff}(V_{direct}) = i_{diff}|_{v=0} e^{V_{direct}/V_T} \quad (\text{équ.I.22})$$

on peut écrire

$$i_{diff}(V_{direct}) = I_S e^{V_{direct}/V_T} \quad (\text{équ.I.23})$$

le symbole V_T représente la tension thermique, donnée par la relation.

$$V_T = \frac{KT}{e} \quad (\text{équ.I.24})$$

où $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, T la température et $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge de l'électron. A la température ($T=300 \text{ K}$), on a ambiante

$$V_T \approx 25.9 \text{ mV} \quad (T = 300 \text{ K}) \quad (\text{équ.I.25})$$

I.4.2.2 Courant en polarisation directe

En regroupant les résultats précédents, les équations. (I.20), (I.23) on obtient un courant i de polarisation directe positif :

$$i = i_{diff}(V_{direct}) + i_{inv}(V_{direct}) \approx I_S \left(e^{\frac{V_{direct}}{V_T}} - 1 \right) > 0 \quad (\text{équ.I.26})$$

Lorsque la tension appliquée dépasse de plusieurs fois la tension thermique, $V_{direct} \gg V_T$, on a

$$i \approx I_S e^{V_{direct}/V_T} \quad (V_{direct} \gg V_T) \quad (\text{équ.2.20})$$

En d'autres mots, pour une polarisation directe "franche", le courant de diffusion des porteurs majoritaires l'emporte sur le courant inverse, comme annoncé. La figure I.9 représente la jonction en polarisation directe.

Notez que la largeur de la région de déplétion est plus faible qu'à l'équilibre, figure I.6 : pour produire un champ électrique interne plus faible qu'à l'équilibre, il faut une charge d'espace plus faible, c'est-à-dire une charge d'espace qui s'étend sur une plus petite distance.

I.4.3 Jonction pn en polarisation inverse

Considérons à présent la jonction polarisée en inverse, c'est-à-dire avec son anode portée à un potentiel négatif par rapport à celui de la cathode, soit

$$V_{invers} = V_p - V_n < 0 \quad (\text{équ.I.7})$$

En suivant un raisonnement similaire à celui de la section 2.3, nous pouvons faire les observations ci-dessous.

1. La tension appliquée produit un champ électrique qui renforce le champ électrique interne de la région de déplétion.
2. La hauteur de la barrière de potentiel augmente et le courant de diffusion est par conséquent réduit ; un calcul détaillé montre que

$$i_{diff}(v) = i_{diff}|_{v=0} e^{v/V_T} = I_S e^{-|v|/V_T} < I_S \quad (\text{équ.I.28})$$

Où nous avons à nouveau utilisé $i_{diff}|_{v=0} = I_S$ pour écrire le membre de droite. On peut ainsi observer que $i_{diff}(v)$ diminue rapidement avec la valeur absolue $|v|$ de la tension.

3. Comme c'était le cas de la polarisation directe, le courant i_{inv} ne varie pas avec v (en première approximation).

4. Le courant total est négatif :

$$i = i_{diff} - i_{inv} = I_S (e^{-|v|/V_T} - 1) < 0 \quad (\text{équ.I.29})$$

Pour des tensions inverses supérieures à quelques V_T , c'est-à-dire $|v| \gg V_T$, le courant de diffusion est très faible. Le courant prédominant est alors le courant de saturation :

$$i \approx -I_S (v \ll -V_T). \quad (\text{équ.2.30})$$

5. La largeur de la région de déplétion est plus importante en polarisation inverse qu'à l'équilibre, car il faut découvrir une plus grande charge d'espace pour produire un champ électrique plus intense.

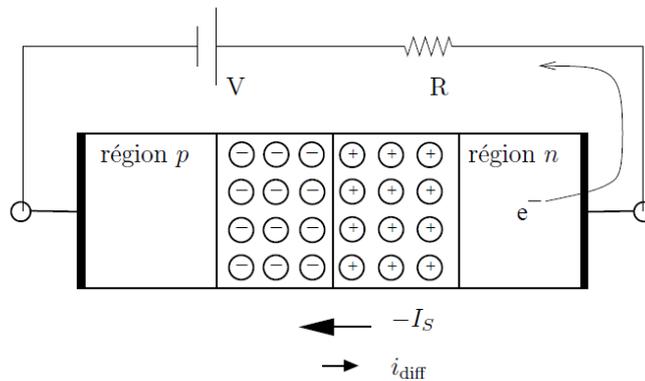


Fig I.10: Jonction pn polarisé en inverse

I.4.4 Caractéristique courant-tension idéale

D'après le modèle de la jonction pn que nous venons d'établir, la caractéristique $i - v$ d'une diode est donnée par la relation

$$i = I_S (e^{v/V_T} - 1) \quad (\text{équ.I.31})$$

Pour une polarisation directe de quelques V_T , le courant de diffusion idiff est prédominant et

$$i \approx I_S e^{v/V_T} \quad (v \gg V_T). \quad (\text{éq. I.32})$$

A l'opposé, pour polarisation inverse de quelques V_T , le courant de saturation inverse est prédominant et

$$i \approx -I_S \quad (v \ll -V_T) \quad (\text{éq. I.33})$$

La caractéristique $i - v$ est fortement non linéaire : par exemple, doubler v dans l'équation (I.32) augmente considérablement le courant i !

Typiquement, pour une diode au silicium, une polarisation directe $v \approx 0.7$ V produit un courant i compris entre 1 mA et quelques dizaines de milliampères. Prenons par exemple $i \approx 5$ mA sous une tension $v = 0.7$ V. Le courant de saturation I_S peut être déduit de la caractéristique $i - v$:

$$i = I_S (e^{v/V_T} - 1) \approx I_S e^{v/V_T}. \quad (\text{éq. I.33})$$

$$I_S \approx \frac{i}{e^{v/V_T}} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{e^{0.7/0.0259}} \approx 10^{-14} \text{ A}. \quad (\text{éq. I.34})$$

La caractéristique courant-tension correspondante est reprise à la figure I.11.

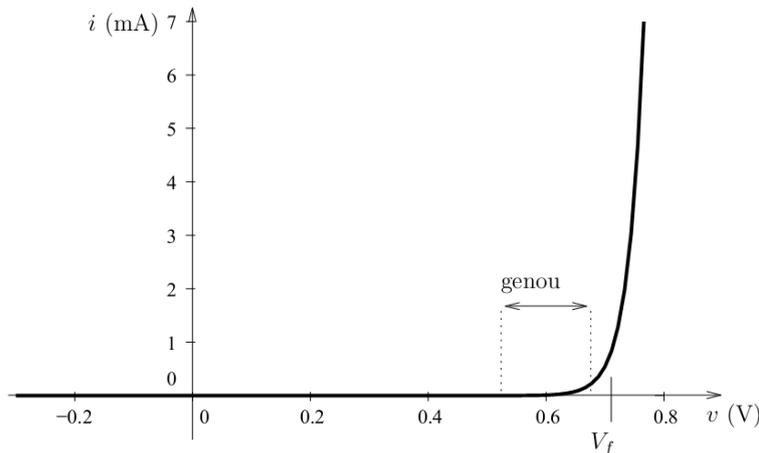


Fig I.11 : Caractéristique $i - v$ idéale d'une diode pn ($I_S = 10^{-14}$ mA).

En pratique, nous observons un courant négligeable en polarisation inverse, ainsi qu'en polarisation directe jusqu'à ce que la tension v atteigne un peu plus de 0.5 volts. Le courant croît ensuite, d'abord lentement dans le **genou** compris entre environ 0.5 et 0.65 volts, et ensuite rapidement aux tensions plus élevées. Pour une première analyse de circuit, il est souvent très pratique de considérer que la tension développée aux bornes d'une diode parcourue par un courant d'intensité supérieure au milliampère vaut environ

$$v \approx V_f \approx 0.7 V. \quad (\text{équ.I.35})$$

Remarquez que la quantité V_f n'est pas définie de façon rigoureuse. Il s'agit d'une valeur de référence, qui est à la fois pratique pour des calculs approchés et représentative des caractéristiques $i - v$ d'un grand nombre de diodes au silicium.

I.4.5 Capacité de jonction

En polarisation inverse, les effets capacitifs sont dus à la variation, en fonction de la tension appliquée, de la charge électrique des ions découverts dans la région de déplétion. La figure I.12 représente la modification que subit la région de déplétion si la tension de polarisation est augmentée de dv :

$$v = -V \quad \rightarrow \quad v = -V - dv. \quad (\text{équ.I.35})$$

La région de déplétion s'agrandit des deux régions grisées, découvrant ainsi une charge supplémentaire dQ de donneurs ionisés côté n et une charge supplémentaire $-dQ$ d'accepteurs ionisés côté p. Electriquement parlant, la région de déplétion se comporte d'une façon analogue à un condensateur plan dont les deux électrodes métalliques correspondraient aux régions grisées de charge dQ et $-dQ$. Selon ce modèle, la capacité de la jonction a pour expression

$$C = \left| \frac{dQ}{dv} \right| = \frac{\epsilon_s S}{W} \quad (\text{équ.I.36})$$

Où ϵ_s est la permittivité électrique du semiconducteur, S est la section droite de la diode et W est la largeur de la région de déplétion quand la diode est polarisée sous une tension $-|V|$.

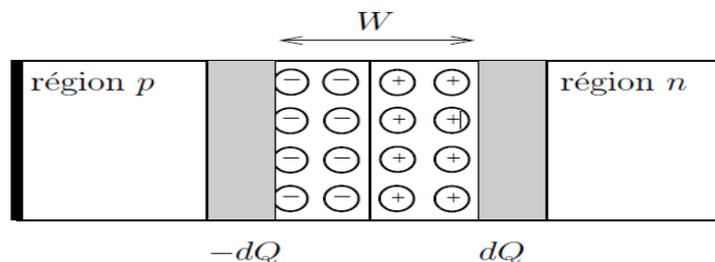


Fig I.12 : Variation de la charge d'espace dans la région de déplétion à la suite d'une augmentation dv de la tension inverse.

Remarquez que comme la largeur W dépend de la tension inverse appliquée $|V|$, la capacité C_j

dépend également de $|V|$. Cela permet d'utiliser une diode polarisée en inverse comme un condensateur dont la capacité est déterminée par la tension de polarisation $|V|$. Les diodes conçues à cet effet sont appelées des **varactors**, dont la capacité peut varier entre quelques picofarads et quelques centaines de picofarads [6].

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons, établis une synthèse bibliographique sur les Concepts généraux des Semiconducteurs (intrinsèque & extrinsèque) qui aident pour la compréhension des phénomènes physiques et dans la modélisation analytique ainsi que numérique. Une description détaillé de la jonction pn et les équations qui gouvernent son fonctionnement sont présentés.

CHAPITRE II

LES RADIATION ET LEUR INTERACTION AVEC LE DÉTECTEUR

II.1 Introduction

En physique des particules, les expériences consistent à identifier les particules produites lors des réactions et/ ou des désintégrations, et à mesurer leurs énergies et leurs distributions en intensité dans l'espace. Nous allons donc ce chapitre étudier les principes sous-jacents à la détection de particules diverses.

Les techniques expérimentales dépendent presque exclusivement de l'interaction électromagnétique. Nous allons par conséquent décrire en particulier la façon dont les particules chargées et les rayons gamma interagissent électromagnétiquement avec les matériaux. La grande majorité de ces processus mène à la production d'électrons libres, d'ions négatifs et positifs, et de photons. C'est surtout la détection des particules chargées qui nous permet d'observer les particules d'intérêt et d'étudier leurs propriétés. Les rayons γ de basse énergie quant à eux sont détectés par l'observation des photons émis lors de la désexcitation des atomes excités par les γ en question [7].

II.2 Les radiations

Le rayonnement est un transfert d'énergie sous forme d'ondes ou de particules, qui peut se produire par rayonnement électromagnétique (par exemple : infrarouge) ou par une désintégration (par exemple : radioactivité α). Par conséquent, le transfert peut se réaliser dans le vide. L'exemple caractéristique de rayonnement est celui du soleil dans l'espace.

En physique, le terme radiation ou son synonyme rayonnement désigne le processus d'émission ou de transmission d'énergie sous forme de particules ou d'ondes électromagnétiques, ou d'ondes acoustiques. Il comprend les radiations électromagnétiques (ondes radio, infrarouge, lumière, rayons X, rayons gamma) ainsi que les rayonnements particuliers (particules alpha, bêta, neutrons).

II.2.1 Le rayonnement électromagnétique

Le rayonnement électromagnétique désigne une forme de transfert d'énergie. La lumière visible est un rayonnement électromagnétique, mais ne constitue qu'une petite tranche du large spectre électromagnétique. La propagation de ce rayonnement, d'une ou plusieurs particules, donne lieu à de nombreux phénomènes comme l'atténuation, l'absorption, la diffraction et la réfraction, le décalage vers le rouge, les interférences, les échos, les parasites électromagnétiques et les effets biologiques.

Le rayonnement électromagnétique peut être décrit de manière corpusculaire comme la propagation de photons (boson vecteur de l'interaction électromagnétique), ou de manière ondulatoire comme une onde électromagnétique. Il se manifeste sous la forme d'un champ électrique couplé à un champ magnétique [8].

II.2.1.1 Le rayonnement ultraviolet

Le rayonnement ultraviolet (UV) également appelé lumière noire parce qu'il n'est pas visible à l'œil nu, est un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde plus courte que celle de la lumière visible, mais plus longue que celle des rayons X. Il ne peut être observé qu'indirectement, soit par fluorescence, soit à l'aide de détecteurs spécialisés [9].

II.2.1.2 Les rayonnements X et Gamma

Les domaines des rayonnements X et gamma correspondent aux petites longueurs d'ondes et donc aux grandes énergies du spectre électromagnétique. Les rayonnements X et gamma ont des bandes d'énergie communes et il n'existe pas de réelle frontière entre les deux. Leurs interactions avec la matière pouvant être du même type et ne dépendant que de l'énergie, ces deux formes de rayonnement ne diffèrent que par leur origine. Les gamma sont a priori issus de désexcitations nucléaires alors que les X sont dus aux transitions atomiques des électrons entre les différents niveaux électroniques des atomes et à des effets électromagnétiques (accélération ou freinage de particules, ..). Il est donc peu fondé de séparer les X des gamma par une frontière en énergie [10].

II.2.2 Rayonnements particuliers

II.2.2.1 Les neutrons

Le neutron n'étant pas chargé, il ne produit pas d'ionisations en traversant la matière. Les neutrons libres ne forment donc pas un rayonnement ionisant, mais en provoquant des fissions nucléaires, ils peuvent générer des rayonnements ionisants.

Les neutrons libres sont surtout présents dans les réacteurs nucléaires ; ils sont émis, par exemple, lors de la fission d'atomes d'uranium 235. Ils sont indirectement ionisants car c'est leur capture par les noyaux ou leur interaction avec ceux-ci qui génère des rayonnements gamma et/ou diverses particules. Les neutrons sont aussi présents aux altitudes de vol des avions long-courrier et subsoniques : ils participent à 30 % de la dose reçue par le personnel naviguant.

II.2.2.2 Particules β^- : électrons

Pénétration moyenne. Les particules β^- sont des électrons. Ces derniers sont émis avec des énergies allant de quelques keV à quelques MeV. Ils peuvent donc atteindre des vitesses élevées souvent relativistes. Cependant, chargés électriquement, ils vont être arrêtés par la matière et les champs électromagnétiques environnants. Une feuille d'aluminium de quelques millimètres peut arrêter les électrons. Un écran d'un centimètre de plexiglas arrête toutes les particules bêta d'énergie inférieure à 2 MeV.

II.2.2.3 Particules β^+ : positons

La pénétration est semblable à celle des électrons. Mais à la fin de son parcours, un positron s'annihile avec un électron rencontré sur son passage en formant deux photons gamma de 511 keV chacun, émis à 180° l'un de l'autre, ce qui ramène le problème au cas du rayonnement gamma.

II.3 Les rayonnements ionisants

Un rayonnement ionisant est un rayonnement capable de déposer assez d'énergie dans la matière qu'il traverse pour créer une ionisation. Ces rayonnements ionisants, lorsqu'ils sont maîtrisés, ont beaucoup d'usages pratiques bénéfiques (domaines de la santé, industrie.....etc.) Mais pour les organismes vivants, ils sont potentiellement nocifs à la longue et mortels en cas de dose élevée. Les rayons ionisants sont de natures et de sources variées, et leurs propriétés dépendent en particulier de la nature des particules constitutives du rayonnement ainsi que de leur énergie.

Type de rayonnement		Rayonnement ionisant	Charge élémentaire	Masse (MeV/c ²)
Rayonnements électromagnétiques	Indirectement ionisant	Rayonnement ultraviolet	0	0
		Rayon X		
		Rayon gamma		
Rayonnements particuliers	Directement ionisant	Neutron	0	940
		Electron / particule β^-	-1	0.511
		Positon / particule β^+	+1	0.511
		Muon	-1	106
		Proton	+1	938
		Ion ^4He / particule α	+2	3730
		Ion ^{12}C	+6	11193
		Autres ions	Variable	Variable

Tab.II.1: Les différents types de rayonnements ionisants.

[11].

II.4 Création de porteurs

La création d'un porteur libre correspond à une transition soit entre bandes (BV - BC) de ce porteur soit entre un niveau d'énergie et une bande:

- Transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction qui correspond à la création d'une paire électron-trou.
- Transition d'un électron d'un niveau E_D (situé dans la bande interdite) vers la bande de conduction. Il reste une charge fixe positive (atome ionisé) et un électron dans BC.
- Transition d'un électron de la bande de valence vers un niveau E_A du gap. Il reste une charge négative fixe et un trou (dans BV).

L'énergie nécessaire pour rendre possible de telles transitions est fournie soit par des photons (lumière) soit par des particules énergétiques (rayonnements ou porteurs). On introduit un taux de génération (ou de créations) de porteurs G_n (m³s⁻¹) pour les électrons et G_p pour les trous.

Quand les transitions se font "bande à bande" ces deux taux sont égaux (création "par paires", qui seules seront considérées dans la suite).

II.4.1 Création par énergie lumineuse (par photons)

Un photon de fréquence ν ayant une énergie $h\nu$ au minimum égale à E_G , figure (II.1), peut en cédant cette énergie faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction :

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} \geq E_G \quad (\text{équ.II.1})$$

où λ est la longueur d'onde du photon et c la vitesse de la lumière. La longueur d'onde maximale susceptible de contribuer à la création de porteurs s'obtient avec l'équation (équ.II.1) :

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_G} \approx \frac{1,24}{E_G} \quad (\text{équ.II.2})$$

Où λ est donné en μm et E_G en eV.

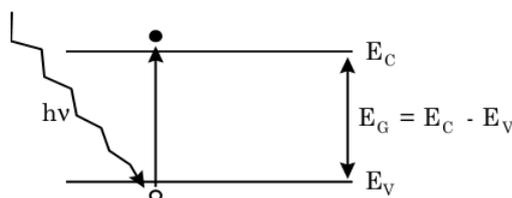


Fig.II.1: Création d'une paire électron-trou par photon.

Ainsi pour détecter les infrarouges il faudra utiliser des semi-conducteurs à faible gap (faible E_G) tels que InSb ou CdHgTe. La figure (II.2) indique une partie des semi-conducteurs pouvant être utilisés selon la longueur d'onde à détecter.

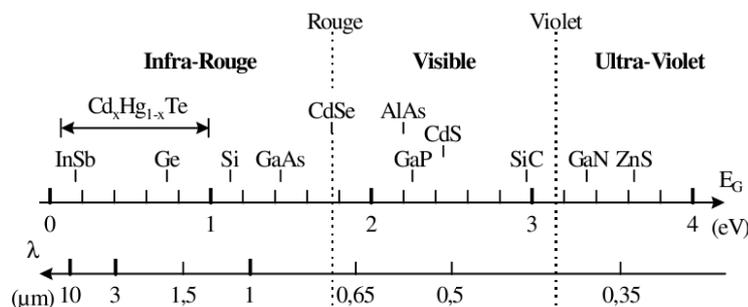


Fig.II.2: Diagramme des longueurs d'onde absorbées par les semi-conducteurs.

L'absorption de l'onde incidente dans le semiconducteur se fait selon la loi de BEER-LAMBERT :

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \longleftrightarrow \Phi(x) = \Phi_0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{équ.II.3})$$

Où $I(x)$ est l'intensité lumineuse (et $\Phi(x)$ le flux de photons) à la distance x de la surface du matériau, I_0 et Φ_0 sont l'intensité et le flux incidents (en $x = 0$) et α le coefficient d'absorption (m^{-1}). $1/\alpha$ est la longueur moyenne de pénétration et, si l'énergie des photons est supérieure à E_G , α est de l'ordre de 10^5 à $10^8 m^{-1}$ ($1/\alpha$ de 10 à 0.01 μm).

II.4.2 Création par des particules (ou radiations) ionisantes

Le rayonnement ici considéré (rayons X ou γ) est très énergétique : de quelques keV à 10 MeV. Une partie de l'énergie cédée en pénétrant dans le semiconducteur contribue à la création de porteurs (qui peuvent avoir une certaine énergie cinétique). Ainsi l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou notée E_{paire} est supérieure à E_G . Par exemple pour le Silicium, dont le gap vaut 1,12 eV, il faut une énergie E_{paire} égale à 3,7 eV. Le nombre de porteurs créés sur une distance dx est :

$$G_{n,p} dx = \Phi \frac{dE}{E_{\text{paire}}} \longleftrightarrow G_{n,p} d = \Phi \frac{1}{E_{\text{paire}}} \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (\text{équ.II.6})$$

où Φ est le flux du rayonnement et dE l'énergie qu'il perd sur dx dans le semiconducteur considéré (dE/dx est ainsi une caractéristique du matériau). En mesurant le nombre de paires créées, on remonte au flux du rayonnement incident.

II.4.3 Création par porteurs "chauds" (champ électrique intense)

Sous un champ électrique suffisamment fort (supérieur à 105V/cm), les porteurs ainsi accélérés peuvent céder leur énergie à d'autres charges (qui deviennent libres) lors d'une collision : c'est le phénomène "d'ionisation par impact" qui est à l'origine des effets d'avalanche. Pour cela les porteurs doivent avoir une énergie minimale ("énergie de seuil" supérieure à l'énergie du gap), qui dans le cas du Silicium est de 1,8 eV pour les électrons et de 2,4 eV pour les trous.

Ce phénomène est caractérisé par un "coefficient d'ionisation", noté $\alpha_n (m^{-1})$ pour les électrons et α_p pour les trous, qui est le nombre de paires créées par un porteur sur un mètre. α_n et α_p sont fonctions de l'intensité du champ électrique.

II.4.4 Création par injection de porteurs

Dans certains composants semiconducteurs (diode n^+p, p^+n , contact métal-SC, ...), nous verrons qu'une partie de la structure est susceptible d'injecter des électrons (ou des trous) dans l'autre. Les concentrations de porteurs obtenues dans la région où se produit l'injection peuvent parfois être très supérieures à celles existant à l'équilibre.

II.5 Recombinaison (disparition) et durée de vie des porteurs libres

Le processus de génération de porteurs est équilibré par un processus de disparition appelé "recombinaison". La recombinaison peut être qualifiée de :

Par rapport au mécanisme de disparition :

Directe (bande à bande) : l'électron passe directement de la BC à la BV

Indirecte : l'électron passe de la BC à un niveau d'énergie d'une impureté agissant comme "centre de recombinaison" et situé dans la bande interdite, puis il sera réémis vers la BV. Cette étape peut aussi être décrit, de façon équivalente, comme la capture par le centre recombinant d'un trou de la BV

Par rapport aux échanges d'énergie :

Radiative : l'énergie (de recombinaison) est cédée sous forme lumineuse (photon)

Non radiative : l'énergie est cédée sous forme de phonons (vibrations du réseau) ou à un autre électron libre ("recombinaison Auger").

Comme pour la génération, on caractérise le processus de recombinaison par un "taux de recombinaison" $R_n (m^{-3}s^{-1})$ pour les électrons et R_p pour les trous. Si la variation de la concentration de porteurs est due uniquement à de la recombinaison, on aura :

$$R_{n,p} = - \frac{dn,p(t)}{dt} \quad (\text{équ.II.7})$$

Si la variation de la concentration de porteurs par rapport à l'équilibre est $\delta n = n - n_0$, on peut dire au premier ordre que le taux de recombinaison est proportionnel au déséquilibre. Le coefficient de proportionnalité a comme dimension l'inverse d'un temps ; le taux de recombinaison s'écrira donc :

$$R_n = - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (\text{équ.II.8})$$

Où τ_n appelé "**durée de vie** des porteurs de type n "

D'un point de vue probabiliste, cette durée de vie τ peut être définie par rapport à la densité λ du processus poissonnien décrivant la recombinaison:

Probabilité de recombinaison d'un électron pendant une durée $dt = \lambda dt = dt/\tau$

$\lambda = 1/\tau$ Correspond donc au nombre moyen de recombinaisons par unité de temps, et la durée de vie τ apparaît alors comme le temps moyen qu'un électron passe dans la bande de conduction avant de se recombiner.

La recombinaison dans le Silicium est indirecte et non radiative. Si le cristal est pur la durée vie est de l'ordre de 1 ms mais elle peut descendre à 10^{-9} s (1 ns) s'il y a des centres de recombinaison tels que l'or (Au) ou le platine (Pt).

II.5.1 Expression de la durée de vie (cas de recombinaison directe)

Il y a disparition simultanée de paires électron-trou et à tout instant, l'intensité de la recombinaison est proportionnelle au nombre n d'électrons dans la BC et au nombre p de trous dans la BV, donc au produit $n \times p$. En tenant compte du taux de génération G_{th} de porteurs d'origine thermique, on peut écrire :

$$R_{n,p} = \frac{\delta n}{\tau_{n,p}} = - \frac{dn(t)}{dt} = c_R n(t)p(t) - G_{th} \quad (\text{équ.II.9})$$

(Où c_R peut être considéré comme un coefficient proportionnel à la probabilité de recombinaison bande à bande).

A l'équilibre thermodynamique, $n(t) = n_0$, $p(t) = p_0$ et $\delta n = \delta p = 0$, donc $R = 0$. On a donc $G_{th} = c_R n_0 p_0 = c_R n_i^2$, et donc :

$$R = \frac{\delta n}{\tau} = c_R (np - n_i^2) \quad (\text{équ.II.10})$$

On remarque donc que :

* Si $np > n_i^2$ (porteurs en excès) : $R > 0$, et il y a recombinaison des porteurs en excès.

* Si $np < n_i^2$ (défaut de porteurs : voir par exemple le d'une cas zone désertée) on a une recombinaison "négative", c'est-à-dire une création (par génération thermique) de porteurs.

Dans les deux cas, le semiconducteur réagit pour provoquer un retour à l'équilibre.

Les porteurs étant recombinaisonnés (et créés) par paire, on a $\delta n(t) = \delta p(t)$. En remplaçant dans l'équation (équ.II.10) n par $n_0 + \delta n$ et p par $p_0 + \delta p$, on obtient :

$$R = \frac{\delta n}{\tau} = c_R(n_0 + p_0 + \delta n)\delta n \quad (\text{équ.II.11})$$

D'où, par identification, la valeur de τ . On constate qu'a priori τ dépend de δn et que la loi de recombinaison ne sera "linéaire" (c.à.d. τ indépendant de l'excès de porteurs) que sous la condition dite de "faible injection" où $\delta n \ll n_0 + p_0 \approx n_0$ (SC type n) ou p_0 (SC type p).

II.5.2 Durée de vie (dans le cas d'une recombinaison indirecte)

Dans ce cas une impureté (ou un défaut du réseau), situé à une énergie E_R dans la bande interdite agit comme "centre de recombinaison", c'est-à-dire comme "marche intermédiaire" ("relais") pour le passage d'un électron de BC vers BV.

Evidemment un tel centre n'est efficace vis à vis du processus de recombinaison que dans la mesure où, juste après avoir capté un électron de BC, il va capter un trou de BV (\Leftrightarrow réémettre l'électron vers BV). Si l'électron est réémis vers BC, le centre sera dit "de piégeage"(ou piège, "trap"en anglais) et son rôle ne revient qu'à soustraire pendant un certain temps un électron à la bande de conduction (c.à.d. le "piéger").

Le calcul du taux de recombinaison (et donc de la durée de vie τ) associé à des centres de recombinaison est donné par le modèle de Shockley et Read, et tient compte, par exemple pour un centre recombinant à 2 états de charge possible (0 = neutre, et -, cas d'un centre accepteur), des 4 mécanismes possibles (cf. Fig. (II.3))

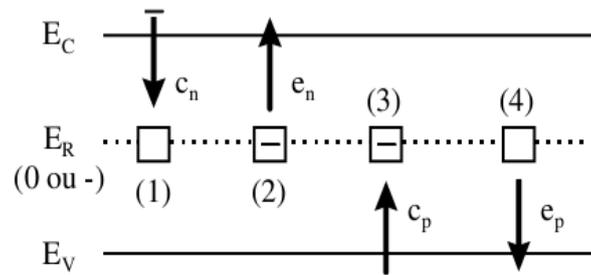


Fig.II.3: Mécanismes de capture et d'émission de porteurs : (1) = capture d'un électron (de BC), (2) = émission d'un électron (vers BC), (3) = capture d'un trou, (4) = émission d'un trou, (1) + (3) = recombinaison (indirecte), (1) + (2) = piégeage d'électrons, (3) + (4) = piégeage de trous.

En régime permanent, on aura toujours $R_n = \frac{\delta n}{\tau_n} = R_p = \frac{\delta p}{\tau_p} = R$ et, si $\delta n_R \ll \delta n$, δp , on aura $\delta n \approx \delta p$, donc $\tau_n = \tau_p = \tau$. Le calcul complet montre alors que : $R \propto (np - n_i^2)$ et que la loi de recombinaison sera linéaire (c.à.d. τ indépendant de δn) que pour les "faibles injections", comme pour une recombinaison directe.

En pratique, les centres qui jouent un rôle prépondérant dans une recombinaison indirecte sont situés à un niveau d'énergie E_R voisin de E_{F_i} (\approx milieu de la bande interdite) et tels que les coefficients de capture c_n et c_p sont très proches. Alors l'expression du taux de recombinaison R se simplifie et se met sous la forme : $R = \frac{1}{\tau_0} \frac{np - n_i^2}{2n_i + n + p}$

avec $\tau_0 = 1/N_R c_p \approx 1/N_R c_n$, N_R étant la concentration de centres de recombinaison. Cette expression sera particulièrement utile pour étudier l'influence des recombinaisons dans les jonctions pn et les transistors bipolaires. Elle se simplifie encore davantage dans deux cas spécifiques :

- **Dans une zone désertée** (où $n, p \ll n_i$, $n_p \ll n_i^2$), alors $R \approx -ni/2\tau_0$ $R < 0$: sa valeur absolue est donc le taux de génération thermique).
- **Pour un semiconducteur dopé** (par ex. type n), on a $n_0 \gg n_i \gg p_0$; sous la condition de faible injection : $n = n_0 + \delta n \approx n_0$, et puisque $p = p_0 + \delta p$, on a : $R = \delta p / \tau_0$: ainsi $\tau_0 = 1/N_R c_p$ apparaît comme la durée de vie τ_p des minoritaires [4].

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons description les concepts de base des phénomènes de crée les paires électron-trou (génération) et disparition des porteurs libres (recombinaison) qui se produisent au niveau du détecteur, qui produit un champ électrique ou par des rayements et que ce dernier est divisé en plusieurs types (rayonnement électromagnétique, Rayonnements particuliers, rayonnements ionisants,.....etc.)

CHAPITRE III

LES DÉTECTEURS DES PARTICULES

III.1 Introduction

Les détecteurs au silicium sont utilisés fréquemment dans les expériences de physique des particules qui exploitent entre autres leur résolution spatiale qui en fait d'excellents candidats pour les détecteurs de vertex. Un élément crucial reste à considérer : qu'en est-il de leur résistance aux radiations ? Au niveau du module pixel du détecteur interne d'ATLAS, la fluence de particules atteindra $10^{15} n_{eq}/cm^2$ en dix ans (temps total prévu d'exploitation du LHC). Cette grande fluence endommagera les détecteurs.

La proximité de ce module du point de collision rend difficile le remplacement de détecteurs endommagés. Il s'agit d'une opération coûteuse et difficile techniquement. Il faut donc que le temps de vie opérationnel des détecteurs soit de dix ans.

Dans ce chapitre seront revues les notions de base concernant les détecteurs à semiconducteurs, incluant le modèle de jonction abrupte. Les caractéristiques des détecteurs au silicium seront aussi exposées de même que les effets du rayonnement sur celles-ci [21].

III.2 Les détecteurs à jonction PN

III.2.1 Principe

La photodiode pn est, comme son nom l'indique, une jonction p-n, généralement utilisée en polarisation inverse. Dans ce cas, les porteurs majoritaires sont bloqués par le champ électrique dans la zone de charge d'espace, et le courant résulte donc du passage des porteurs minoritaires à travers la jonction. Le courant est dans ce cas limité par le faible taux de génération de porteurs minoritaires dans le voisinage de jonction.

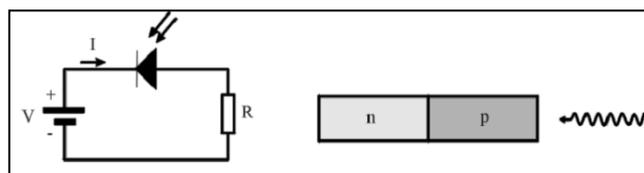


Fig III.1. Détection de lumière à l'aide d'une diode p-n polarisée dans le sens bloquant

Sous l'action de la lumière, des paires électron-trou peuvent être générées dans le semiconducteur, si la longueur d'onde de la lumière est inférieure à

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (1)$$

ce qui correspond à une énergie de photons supérieure à la largeur de la bande interdite. Supposons qu'une paire électron-trou est ainsi générée dans la zone de charge d'espace. Sous l'action du champ électrique qui règne dans cette zone, le trou sera accéléré vers la zone p où il s'ajoute aux porteurs majoritaires et l'électron sera accéléré vers la zone n. Il en résulte donc une

séparation de la paire électron-trou et un courant dans le sens de n vers p, c'est-à-dire une augmentation du courant inverse dans la diode.

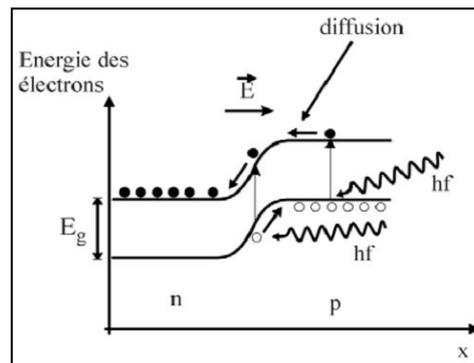


Fig III.2. Diagramme d'énergie d'une jonction p-n polarisée dans le sens bloquant.

Regardons maintenant ce qui se passe si une paire électron-trou est créée dans le semiconducteur de type p, près de la zone de charge d'espace. La majorité des porteurs ainsi créés diffusent de manière aléatoire sur une certaine distance avant de se recombiner: ils disparaissent donc à nouveau et ne donnent pas de courant net dans la diode. Si la paire a été créée suffisamment près de la zone de charge d'espace et si l'électron diffuse vers la jonction, il pourra éventuellement être accéléré à travers la jonction par le champ électrique qui y règne. De cette manière, il passe du côté n et on obtient une augmentation du courant inverse à travers la jonction. De la même manière, un trou créé du côté n pourra passer vers le côté p, et contribuer également au courant inverse dans la diode.

Idéalement, le courant inverse sera proportionnel à l'intensité de la lumière et nul en l'absence de lumière. Dans ce cas, la tension aux bornes de la résistance R sera proportionnelle au courant, et donc proportionnelle à l'intensité de la lumière. En réalité, un faible courant existe même dans le noir (courant d'obscurité).

III.2.2 Temps de réponse d'une photodiode pn

Supposons que l'intensité lumineuse sur la photodiode augmente brusquement de 0 à une certaine valeur P. Les paires électron-trou créées dans la zone de charge d'espace sont immédiatement accélérées et provoquent donc une augmentation quasi-instantanée du courant dans la diode. Comme la zone de charge d'espace est généralement assez mince, une grande partie des photons sont absorbés en dehors de la zone de charge d'espace. Les charges ainsi créées doivent d'abord diffuser jusqu'à la zone de charge d'espace, ce qui prend un certain temps. Il en résulte une augmentation progressive du courant, et le maximum du courant est atteint avec un retard par rapport au maximum de l'intensité lumineuse. Le temps de réponse, défini comme le temps nécessaire pour que le courant augmente de 10 % à 90 % de sa valeur finale, est de

l'ordre de la microseconde pour les diodes p-n habituelles. Par conséquent, ces détecteurs ne conviennent pas bien pour les applications à fréquence élevée.

III.3 La photodiode PIN

III.3.1 Principe et temps de réponse

Les diodes PIN sont les détecteurs les plus couramment utilisés avec les fibres optiques. Schématiquement, il s'agit d'un semiconducteur intrinsèque (i.e. non dopé), pris en sandwich entre un semiconducteur de type n et un semiconducteur de type p. La concentration de charges libres dans le semiconducteur intrinsèque est très faible, ce qui lui procure une résistivité élevée. Le champ électrique sera donc grand dans cette région de résistivité élevée, et faible dans les parties n et p, de résistivité plus faible.

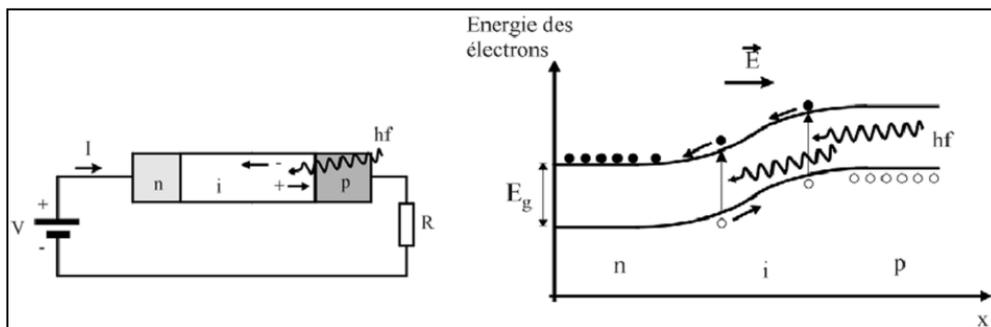


Fig III.3. Diode PIN comme détecteur de lumière et diagramme d'énergie correspondant.

Par rapport à la jonction pn simple, la zone de champ électrique non nul a été élargie par rapport aux zones conductrices, ce qui augmente la probabilité d'absorption et donc de création de paires électron-trou dans cette région. Comme les paires électron-trou sont donc créées principalement dans la zone avec champ électrique, elles ne doivent pas diffuser avant d'être accélérées, et l'augmentation du courant est plus rapide. Le temps de réponse est ici le temps nécessaire pour que les charges libres traversent la zone de déplétion (temps de transit). Il est typiquement de l'ordre de la nanoseconde. Comme la vitesse de dérive des charges est proportionnelle au champ électrique, le temps de réponse dépend de la tension appliquée à la diode. Des tensions plus élevées donnent des temps de réponse plus courts. De plus, les charges + et - sont immédiatement séparées, ce qui diminue la probabilité de recombinaison et augmente l'efficacité du détecteur [12].

III.4 CCD (Charge Coupled Device)

III.4.1 Historique

Ce sont les capteurs inventés en premier. Ils sont apparus en 1970 dans les Laboratoires Bell, implantés aux Etats-Unis, par Willard S. Boyle et George Smith (lauréats du prix Nobel de physique 2009 pour cette invention).

III.4.2 Fonctionnement

Les capteurs appelés CCD (Charged Coupled Device ou en français Dispositif de Transfert de Charges), ceux que l'on trouve sur la plupart des Appareils Photo Numérique (APN) sont des systèmes à transfert de charges.

Dans un premier temps nous allons expliquer comment fonctionne un photosite d'un capteur CCD. Suivant le schéma ci-après:

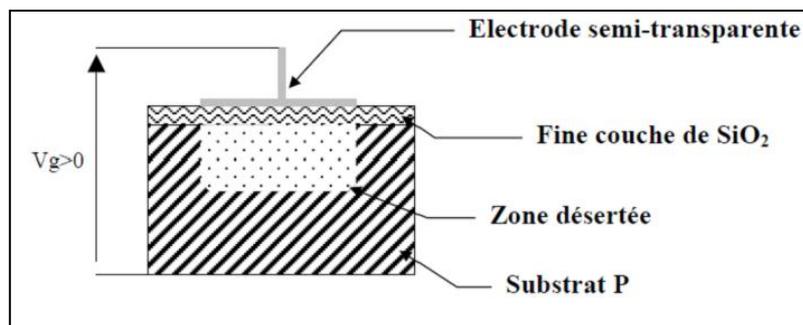


Fig.III.4 : schéma d'un photosite (pixel) d'un capteur CCD

Un CCD transforme les photons lumineux qu'il reçoit sur l'électrode semi-transparente en électrons par effet photoélectrique, puis collecte les électrons dans la zone désertée. Le nombre d'électrons collectés est proportionnel à la quantité de lumière reçue.

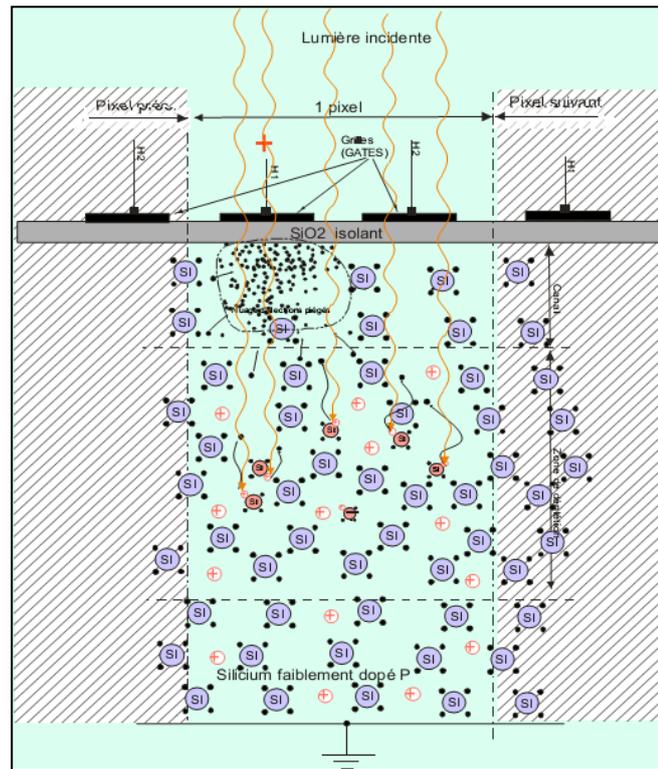


Fig.III.5 Structure physique interne d'un pixel

À la fin de l'exposition, les charges sont transférées de photosite en photosite par le jeu de variations de potentiel cycliques provenant d'une horloge externe. Puis elles sont envoyées dans un registre de sortie.

Enfin les charges sont transformées en tension proportionnelle au nombre d'électrons. Ce signal sera, à l'extérieur du CCD, amplifié et numérisé [13].

Actuellement il existe 3 types de ces capteurs et nous allons exposer leurs fonctionnements.

III.4.2.1 Le CCD "plein cadre" (full frame transfert)

En technologie « plein cadre » (full-frame-transfert CCD, voir fig.III.6), la construction est assez simple puisque les lignes CCD « verticales » jouent à la fois le rôle de capteurs de lumière et de moyen de transmission des charges. Les condensateurs des cellules CCD sont photosensibles mais ont une efficacité moindre aux faibles longueurs d'onde du fait des électrodes en silicium poly cristallin, qui ne sont que semi transparentes. L'avantage est un rendement global intéressant, puisque presque toute la surface est sensible : le « fill factor » ou facteur de remplissage, rapport de la surface sensible à la surface totale du circuit intégré, est proche de 100 %. Mais il est nécessaire d'avoir un obturateur optique externe pour fixer précisément le temps d'intégration et éliminer toute lumière incidente pendant le transfert des

charges. Dans ce type de capteur, les lignes CCD verticales sont photosensibles et assurent un « fill-factor » voisin de 100%

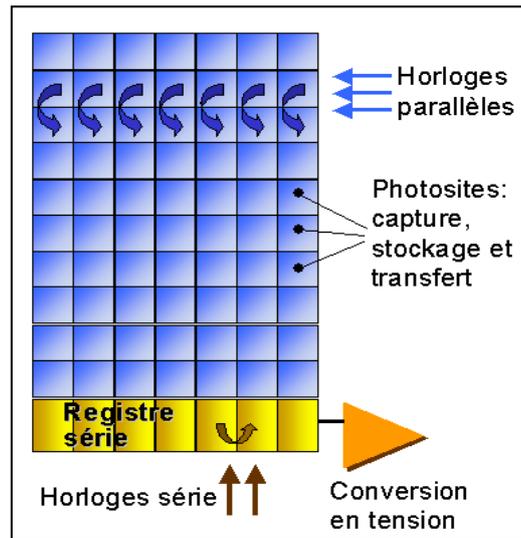


Fig.III.6 Capteur CCD FFT (Full Frame Transfert) [18].

III.4.2.2 Le CCD (frame transfert)

La rétine CCD à transfert de trames (frame transfer CCD, voir fig.III.7) est similaire, mais elle utilise en plus un second jeu de lignes CCD « verticales », masquées par une couche métallique opaque.

A la fin du temps de pose, on transfère très rapidement l'image électronique acquise dans la matrice photosensible vers la matrice aveugle. Cela permet ensuite de recommencer une acquisition, pendant que la matrice aveugle transmet l'image vers la sortie au rythme « normal »

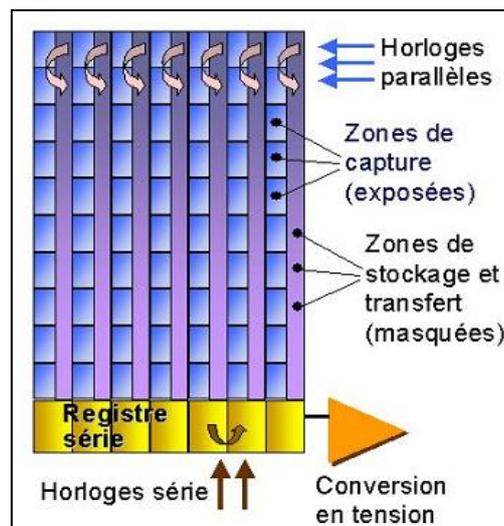


Fig.III.7 Capteur CCD " Frame Transfert" (FT CCD) [18].

Le facteur de remplissage est également voisin de 100%, mais dans la zone sensible uniquement (ce qui divise au moins par 2 la taille de la matrice réellement active !)

III.4.2.3 Le CCD interligne

Dans le capteur interligne (voir fig.III.8), les CCD verticaux « aveugles » ne sont pas disposés sous la forme d'une matrice compacte comme dans la technique précédente, mais sont intercalés entre les sites photosensibles disposés en rangées verticales. L'efficacité diminue puisque le facteur de remplissage baisse sensiblement dans cet arrangement. On remarquera toutefois que le capteur CCD plein cadre ne permet pas le balayage entrelacé cher à la télévision standard. Des variantes similaires s'appliquent aux capteurs linéaires.

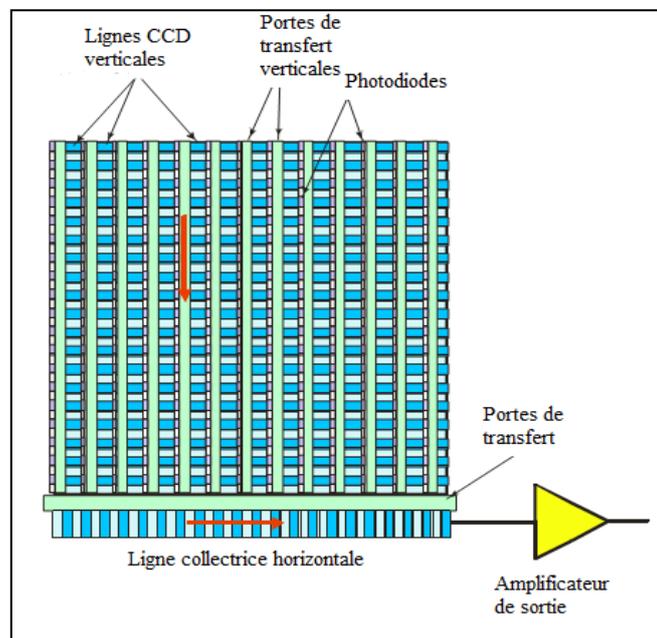


Fig.III.8 Capteur CCD "interligne"

La fonction de transfert est assurée par les lignes CCD verticales disposées entre les rangées d'éléments photosensibles. Le facteur de remplissage est considérablement dégradé, mais on gagne beaucoup en souplesse d'utilisation avec plusieurs résolutions d'images possibles. L'usage de microlentilles, placées devant les cellules, peut améliorer cet aspect [14].

III.4.3 Transfert de charge

Lors de la fin d'intégration (temps d'accumulation des charges) t_1 , la tension en V_1 diminue alors que la tension V_2 augmente jusqu'en t_2 . Ceci entraîne un puits de potentiel sous 1^{er} électrode qui diminue et sous V_2 qui augmente. Le potentiel en 2^{eme} électrode augmentant alors les charges s'orientent vers l'électrode 2. On obtient ainsi un transfert de charge de

l'électrode semi-transparente (recevant la lumière) vers un autre lieu. On trouve souvent un transfert de charge à 3 électrodes. On fait passer les électrons dans un troisième puits [15].

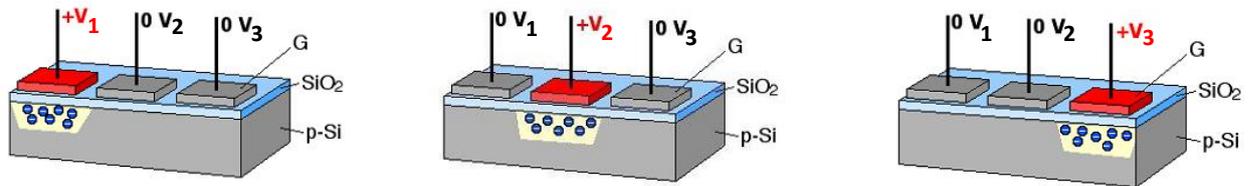


Fig.III.9 Principe de transfert de charge [18].

III.5 CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conducteur)

Bien que cette technologie date de 1963 (la longueur du canal était alors de $10\mu\text{m}$) et que l'effet photoélectrique des circuits CMOS soit connu et étudié depuis longtemps, il n'a été exploité industriellement que récemment. Ceci est dû principalement à la "légendaire" grande taille des pixels CMOS (ne permettant, compte tenu du coût, que des matrices de faible résolution), et à leur faible rapport signal / bruit.

La forte densité d'intégration, liée à l'arrivée des technologies submicroniques, a permis de mieux maîtriser les technologies et d'atteindre des pixels de quelques micromètres de côté, de taille équivalente aux pixels des capteurs CCD, et donc des résolutions intéressantes de plusieurs millions de pixels. Beaucoup de personnes se sont intéressées à cette alternative, par exemple, car les capteurs d'images fabriqués en technologie CMOS ouvrent des horizons et des perspectives de conception nouvelles.

III.5.1 Topologie des capteurs CMOS

Les capteurs d'images CMOS, ou imageurs CMOS, ont une architecture générale présentée figure III.10.

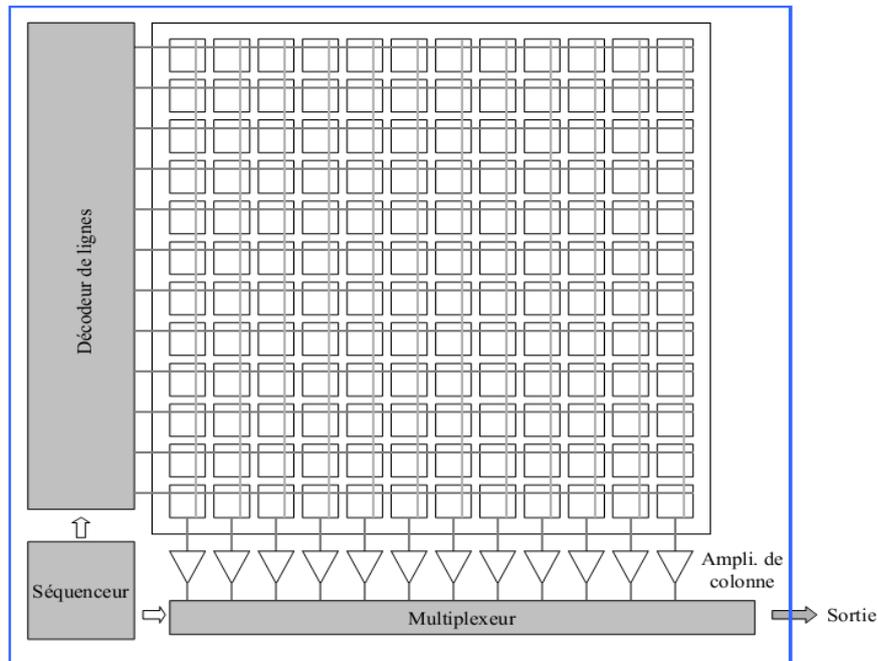


fig.III.10 Architecture d'un capteur CMOS

Le principe général est le même que pour tout capteur d'image : l'information optique est convertie en information électrique, qui est acheminée vers l'extérieur du composant. La structure de tels circuits est par contre spécifique, car la cohabitation des photorécepteurs et de transistors performants au sein d'un même système permet une intégration globale. Un séquenceur, via un décodeur de ligne, commande une ligne parmi les M lignes de la matrice, permettant la lecture de celle-ci. Les données de la matrice sont donc accessibles aléatoirement, par adressage. Des amplificateurs de colonne et un système de multiplexage améliorent la dynamique et aiguillent les données vers la sortie.

Différents types de capteurs CMOS existent (photodiode, photogrigle, phototransistor), mais la photodiode est le photorécepteur présentant le meilleur compromis.

En effet, les photogrilles et phototransistors sont composés d'une couche de polysilicium, qui effectue un filtrage et opacifie la surface photosensible. Nous nous intéressons donc aux capteurs CMOS actifs à base de photodiode, les plus courants [16].

III.6 Applications des capteurs CCD et CMOS

Les capteurs CCD sont utilisés dans les applications scientifiques et technologiques qui demandent une plus grande précision et une grande sensibilité.

Les capteurs CMOS sont de plus en plus utilisés pour les appareils photographiques numériques et caméra numériques grand public en raison de leur critère de bas coût. Il faut savoir que cette

technologie est amenée à évoluer et il est fort probable qu'elle puisse à long terme concurrencer les capteurs CCD.

La détection de couleur trouve beaucoup d'applications, comme l'automatisation industrielle, traitement d'images, la micro-instrumentation biomédical, la chimie, les systèmes de communication, la démodulation optique, les capteurs d'image et autres.

Beaucoup d'applications exigent l'intégration des dispositifs de détection dans des systèmes VLSI (*Very-Large-Scale Integration*), souvent pour une faible **consommation** et une basse **dimension**.

Le Système d'imagerie est adapté à des fins différentes, selon leur demande, comme les appareils photo numériques, caméscopes, des webcams, caméras de sécurité ou caméras-IR-. La Technologie d'imagerie CMOS a amélioré ses performances, sa capacité fonctionnelle et sa flexibilité au cours des dernières années. Actuellement, les capteurs d'image CMOS ont reçu beaucoup plus d'attention au cours des deux dernières décennies, en raison de leurs caractéristiques prometteuses par rapport aux capteurs CCD conventionnels (voir tableau III.1, III.2). De nouveaux horizons peuvent être ouverts, comme ultra faible énergie ou l'intégration d'une caméra-systèmes sur puce.

L'Intégration de la structure BDJ (Buried Double Junction) CMOS sur un système de microanalyse et d'autres recherches basées sur capteur d'image est en cours toujours jusqu'à récemment, comme la détermination de la valeur de PH de la mer, ou dans l'utilisation d'un capteur d'image standard ; dans le domaine de l'imagerie, l'utilisation de structures BTJ (Buried Triple Junction) permet de **diminuer le cout** de fabrication et **d'accroître la sensibilité**.

Le CCD a occupé donc pendant des longues années le domaine de l'imagerie classique par transfert de charge. La technologie CMOS qui est arrivée bien après le CCD ne peut pas être considérée comme remplaçante de la technologie CCD. Le changement de CCD au CMOS ne peut pas être intégral. Beaucoup de domaine d'applications nécessite l'utilisation de la technologie CCD et les avantages offerts par le CMOS sont surtout dans les fonctionnalités comme les connexions multiples mais des inconvénients sont aussi présents dans le CMOS l'empêchant d'être le seul composant utilisé pour l'imagerie.

III.7 Avantages des capteurs CCD et CMOS

Le capteur d'image CMOS ne pouvait pas rivaliser dans le passé avec la technologie CCD, bien que les premiers capteurs d'image présentée dans les années 60 et début des années 70 utilisent des photodiodes MOS comme des éléments sensibles à la lumière; pendant les années

60 plusieurs œuvres ont été réalisées dans le champ du capteur d'image à semi-conducteurs, utilisant NMOS, PMOS et processus bipolaire. Cependant, ils n'ont pas été soutenus en raison de leur mauvais rendement et de la grande taille des pixels de par rapport aux capteurs CCD. Même si les capteurs d'image CMOS apparus en 1967, les CCD ont prévalu depuis leur invention en 1969.

Caractéristiques métrologiques	Capteurs CCD	Capteur CMOS
Résolution	Comparable	
Taille des pixels	Comparable	
Sensibilité	Elevée	Moyenne
Bruit	Faible	Elevée
Risques de saturation	Elevée	Faible
Rapidité	Grande	Très grande

Tableau III.1 Comparaison entre les caractéristiques métrologiques des capteurs CCD et les capteurs CMOS

		Critères	
		Principaux avantages	Principaux inconvénients
Capteur	CMOS	<ul style="list-style-type: none"> - Possibilité d'adresser individuellement les pixels et de ne lire que certaines zones de la matrice - Compacité (électronique et capteur sur le même composant) - Faible consommation, autonomie - Coût (pour des applications courantes) 	<ul style="list-style-type: none"> - Bruit - Peu sensible à faible luminosité
	CCD	<ul style="list-style-type: none"> - Qualité d'images élevée - Bruit très faible - Haute sensibilité 	<ul style="list-style-type: none"> - Saturation du capteur aux fortes luminosités - Pas de possibilité de fenêtrage

Tableau III.2 Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD

Dans le début des années 1990, le CMOS est réapparu comme une alternative CCD à la merci de ses avantages :

a) une faible puissance consommation

- b) un Coût inférieure,
- c) des fonctionnalités sur puce et la compatibilité avec la technologie CMOS standard,
- d) la miniaturisation,
- e) l'accès aléatoire des données d'image,
- f) un mécanisme de lecture sélective,
- g) une imagerie à haute vitesse.

III.8 Conclusion

Dans ce chapitre, une vue d'ensemble sur le principe et le temps de réponse des détecteurs à jonction pn (photodiode et photodiode PIN) et les capteurs optiques a été présentée. Pour la nouvelle génération il y a deux grandes classes de capteurs, les capteurs CCD (Charge Coupled Device) et les capteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conducteur); nous avons présenté une comparaison de leurs caractéristiques principales, les capteurs CMOS ont un faible coût de réalisation, faible consommation, intégration et miniaturisation (moins encombrant) [17].

CHAPITRE IV

LES MODELES DE L'EFFICACITÉ DE COLLECTION DE CHARGE

IV.1 Introduction

Dans ces dernières années, l'évolution et l'extension de l'informatique a touché plusieurs domaines. À cause de la nouvelle génération de ses outils (logiciels) et de ses appareillages (micro-ordinateur : son vitesse d'exécution étendue, la grande capacité de mémorisation, ...etc.) qui donne une vue antécédente sur la conception de projets avant l'étude expérimentale, ce qu'est l'objectif de la modulation par simulation. Malgré ça, le calcul analytique garde sa place dans l'étude de tous les phénomènes physiques car il a une vue plus claire sur les paramètres influant un tel ou tel phénomène et aussi on gagne plus du temps dans la modélisation.

L'objectif de notre travail est d'étudier et comparer deux modèles de calcul de la CCE d'un détecteur de particule au silicium:

1^{er} modèle de Hetch.

2^{ème} modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap.

IV.2 Les équations fondamentales pour l'analyse statique

Les trois équations aux dérivées partielles, non linéaires, décrivant le comportement électrique des semiconducteurs dans un régime stationnaire ont été présentées ci-dessous pour le cas de l'analyse d'une structure homogène unidimensionnelle.

L'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (\Gamma + p - n + N_{tD}^+ - N_{tA}^-) \quad (\text{équ.IV.1})$$

Les deux équations de continuité :

Pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - R = 0 \quad (\text{équ.IV.2})$$

Pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + G - R = 0 \quad (\text{équ.IV.3})$$

Avec

$$J_n = q D_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{équ.IV.4})$$

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{équ.IV.5})$$

La mobilité d'un semiconducteur au silicium n'est pas constante, elle est fonction des impuretés et de champ électrique. Un exemple d'une relation empirique est donné par :

$$\mu(x) = \left(\frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{|N(x)|}{N_{ref}} \right)^\alpha} + \mu_{\min} \right) * \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{E(x)}{E_c} \right)^\beta \right)^{1/\beta}} \quad (\text{équ.IV.6})$$

Avec: $|N(x)| = |N_d(x) - N_a(x)|$

Les constants caractérisant la mobilité sont donnés dans le tableau IV.1.

	μ_p	μ_n
$N_{ref} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	6.3×10^{14}	8.5×10^{14}
α	0.76	0.72
$\mu_{\max} \text{ (cm}^2 \text{ / V.sec)}$	495	1330
$\mu_{\min} \text{ (cm}^2 \text{ / V.sec)}$	47.7	65
$E_c \text{ (V/cm)}$	1.95×10^4	8×10^3
β	1	2

Tableau IV.1 Les paramètres de la mobilité

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} = V_T \quad (\text{équ.IV.7})$$

La relation d'Einstein (équ.IV.7) permet de mettre les équ.IV.4 et IV.5 sous la forme :

$$J_n = \mu_n \left(kT \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - q \times n \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (\text{équ.IV.8})$$

$$J_p = -\mu_p \left(kT \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + q \times p \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (\text{équ.IV.9})$$

ψ : Le potentiel.

n : La densité d'électrons.

p : La densité de trous.

G : Le taux de génération de paires électron-trou par un processus externe.

R : Le taux de recombinaison.

Γ : La différence des densités d'accepteurs et donneurs superficiels ($N_d - N_a$).

$\mu_{n(p)}$: La mobilité des électrons (trous).

$D_{n(p)}$: La constante de diffusion des électrons (trous).

N_{iD}^+ : La densité de pièges donneurs ionisés.

N_{iA}^- : La densité de pièges accepteurs ionisés.

$J_{n(p)}$: Le courant d'électrons (trous).

[19]

IV.3 Théorème de Shockley–Ramo

Ramo et Schokley ont étudié le courant induit par le mouvement d'un électron entre des électrodes métalliques. Examinons le cas simple d'un détecteur coplanaire (à deux électrodes parallèles). Pour des géométries plus complexes d'électrodes faisant intervenir la notion de champ de pondération (en régime transitoire).

Considérons deux électrodes métalliques parallèles de surface S et séparée de la distance L . Les deux électrodes sont branchées à un générateur de tension continue V_0 . Le champ électrique E_0 qui s'établit dans le volume entre les deux électrodes est uniforme et sa valeur s'écrit :

$$E = \frac{V}{L} \quad (\text{équ.IV.10})$$

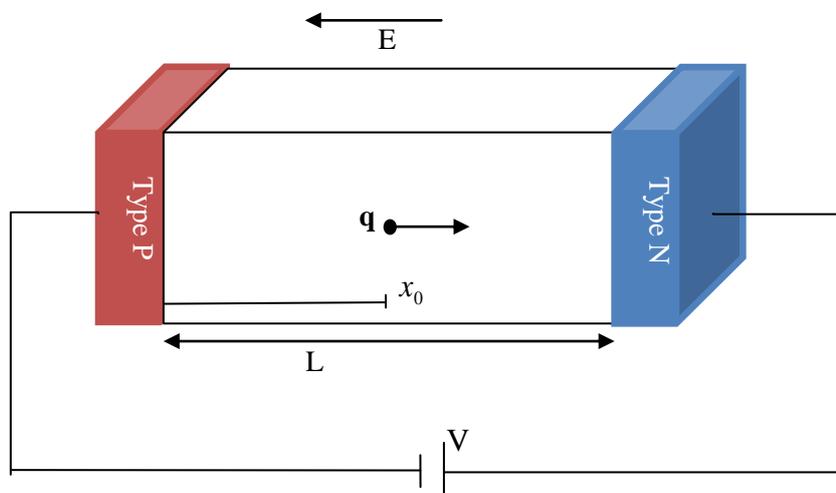


Fig.IV.1 : Mouvement d'un électron entre des électrodes

Le théorème de Gauss nous permet d'écrire par ailleurs ce champ électrique comme une fonction de la densité surfacique de charge σ_0 et de la permittivité diélectrique ε du matériau :

$$E = \frac{\sigma_0}{\varepsilon} \quad (\text{équ.IV.11})$$

A l'instant $t = t_0$, on crée brutalement un plan de charge négative Q à l'abscisse x_0 (l'origine est prise à la cathode). La présence de cette charge d'espace perturbe la neutralité électrique et modifie le champ électrique entre la position x_0 et L de la quantité ΔE :

$$\Delta E = \frac{Q}{S\varepsilon} \quad (\text{équ.IV.12})$$

En réécrivant le potentiel et en lui imposant d'être fixe, on trouve :

$$V = \int_0^{x_0} E(x)dx + \int_{x_0}^L E(x) = Ex_0 + (E + \Delta E)(L - x_0) \quad (\text{équ.IV.13})$$

$$dV = 0 = L \cdot dE - \frac{Q}{S\varepsilon} dx_0 \quad (\text{équ.IV.14})$$

Ecrivons la variation de densité surfacique de charges à l'anode (position d'abscisse L) $d\sigma_0$ due à la variation de charge à l'anode dQ_L , le courant induit étant le même en tout point du circuit :

$$d\sigma_0 = \frac{dQ_L}{S} \quad \text{et} \quad dE = \frac{Q}{LS\varepsilon} dx_0 = \frac{d\sigma_0}{\varepsilon} \quad (\text{équ.IV.15})$$

Ce qui nous conduit finalement au théorème de Ramo :

$$\frac{dQ_d}{dx_0} = \frac{Q}{L} \quad (\text{équ.IV.16})$$

[10].

IV.4 Modèle de Hecht

IV.4.1 Équation de Hecht

L'efficacité de collection de charge pour les semiconducteurs se décrit à l'aide du modèle de Hecht, développé originalement pour les chambres à ionisation en 1932. Dans ce chapitre, la dérivation du modèle de Ramo et la dérivation du modèle de Hecht sera présentée, suivie des modifications à la description du champ électrique nécessaires pour la caractérisation de la collection de charge dans les détecteurs irradiés sous-désertés.

En effet, pour un détecteur fortement irradié, il arrive que le courant de fuite soit trop élevé pour qu'il soit possible d'atteindre la tension de désertion totale. On doit donc connaître les variations d'efficacité de détection pour les détecteurs sous-désertés.

Une approche pour caractériser la variation de la collection de charge en fonction de la tension d'opération d'un détecteur est de prendre en considération le libre parcours des porteurs de charge libres (λ). Cette méthode a été proposée par Hecht en 1932 et est reprise aujourd'hui pour les semiconducteurs.

L'idée est la suivante : au-lieu de considérer que la charge collectée est directement proportionnelle à l'épaisseur désertée, on considère que les porteurs de charge (l'électron et le trou) ont une probabilité d'être collectés selon le lieu de création de la paire (x_0). Cette

probabilité varie entre l'électron et le trou car ils n'ont pas toujours la même distance à parcourir jusqu'aux électrodes et n'ont pas la même vitesse de dérive. Plus le temps passé dans le détecteur est long et plus la distance à parcourir est grande, plus il y a de chance que le porteur de charge tombe dans un piège. Cette approche devrait donc être sensible à la pureté du détecteur.

Dans le cas des détecteurs au silicium, les électrons et les trous contribuent au signal. Il faut donc additionner leurs contributions dont l'amplitude variera selon la position où la paire électron-trou a été créée dans le détecteur.

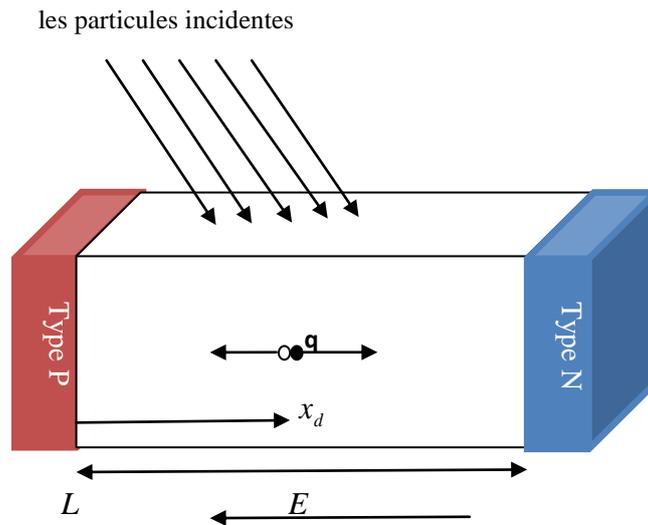


Fig.IV.2 : Schéma d'un détecteur avec jonction pn

IV.4.2 Équation d'efficacité de collection de charge

Pour retrouver l'équation de Hecht, on part du théorème de Ramo (équ.IV.17) pour un condensateur plan.

$$\frac{dq}{q_0} = -\frac{x}{x_d} \quad (\text{équ.IV.17})$$

Ce qui implique un courant décrit par (équ.IV.18), dans laquelle $v = \mu \cdot E$ est la vitesse du porteur de la charge.

$$I = -\frac{q \cdot v}{x_d} \quad (\text{équ.IV.18})$$

En présence de piégeage, le courant prend la forme suivante :

$$I(t) = I_0(t) e^{-\frac{t}{\tau}} = -Q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \frac{\mu E}{L} \quad (\text{équ.IV.19})$$

On trouve donc la charge induite par chacun des porteurs aux électrodes Q en utilisant l'équation (IV.20), avec t_{tr} le temps de transit du porteur de charge dans le détecteur. On pose que le détecteur est complètement déserté ($x_d = L$).

$$Q = \int_0^{t_{tr}} I(t) dt = -Q_0 \int_0^{t_{tr}} e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{\mu E}{L} dt \quad (\text{équ.IV.20})$$

Dans cette dérivation, on ne considère que $x = 0$ pour l'électrode avant (jonction pn), $x = L$ pour l'électrode arrière ($n^- n^+$) et $x = x_0$, la position à laquelle une paire électron-trou a été créée. Les électrons voyagent vers l'électrode arrière (anode) parcourant une distance de $d - x_0$ et les trous se dirigent vers l'électrode avant (cathode) et parcourent donc x_0 . On reprend l'équation (IV.20) en additionnant les contributions des deux porteurs de charge :

$$Q = Q_e + Q_h = -Q_0 \int_0^{t_{tr,e}} e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{E\mu_e}{L} dt - Q_0 \int_0^{t_{tr,t}} e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{E\mu_h}{L} dt$$

$$Q = -\frac{Q_0}{L} \left\{ \mu_e E \tau_e \left[1 - e^{-\frac{L-x_0}{\mu_e E \tau_e}} \right] + \mu_h E \tau_h \left[1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_h E \tau_h}} \right] \right\} \quad (\text{équ.IV.21})$$

Pour simplifier cette dernière équation, on définit le libre parcours moyen¹ des électrons Λ_e et des trous Λ_h selon l'équation (IV.22).

$$\Lambda = \mu E \tau \quad (\text{équ.IV.22})$$

De ces dernières équations, on tire l'équation de Hecht qui définit l'efficacité de collection de charge Q/Q_0 selon l'équation (IV.23).

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\Lambda_e}{L} \left[1 - e^{-\frac{d-x_0}{\mu_e E \tau_e}} \right] + \frac{\Lambda_h}{L} \left[1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_h E \tau_h}} \right] \quad (\text{équ.IV.23})$$

Il faut noter que pour les détecteur non-irradiés, on s'attend a une efficacité de 100% et donc que la charge collectée corresponde a la charge déposée, soit Q_0 .

La charge accumulée au plateau de détecteurs non-irradiés (au-delà de V_d) servira donc de Q_0 . Pour les détecteurs irradiées, la chute de l'efficacité du détecteur sera vue en comparant la charge collectée par ces détecteurs à Q_0

IV.4.3 Équation de Hecht et dépôt d'énergie des particules

L'équation (IV.23) inclut un paramètre x_0 qui correspond à la profondeur où une paire électron-trou est créée. Or, une particule ionisante interagissant avec le détecteur au silicium libère plus

¹ Libre parcours moyen : distance moyenne parcourue par le porteur de charge avant d'être piégé.

d'une paire électron-trou et la quantité de paires produites à un x_0 donné varie. Pour la particule au minimum d'ionisation, les paires seront créées uniformément à travers le détecteur. On peut donc intégrer l'équation (IV.23) sur toutes les positions possibles.

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{Q(x_0)}{Q_0} dx_0 = \frac{\Lambda_e + \Lambda_h}{d} - \frac{\Lambda_e^2}{L^2} \left[1 - e^{-\frac{L}{\Lambda_e}} \right] - \frac{\Lambda_h^2}{L^2} \left[1 - e^{-\frac{L}{\Lambda_h}} \right] \quad (\text{équ.IV.24})$$

La distribution des paires pour une particule au minimum d'ionisation permet de trouver une réponse analytique à l'intégrale sur les positions de création de paires. Pour les particules lourdes chargées (particule par exemple) qui s'arrêtent dans le détecteur, davantage de paires seront créées à la fin de la trajectoire de la particule (courbe de Bragg). On se servira donc du pouvoir d'arrêt des particules lourdes chargées décrit par l'équation de Bethe-Bloch pour obtenir la distribution des paires en fonction de la profondeur. On fera donc une intégrale numérique sur les positions de création de paires dans le cas des particules lourdes chargées [20].

IV.5 Modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap

IV.5.1 Équation d'efficacité de collection de charge

Nous considérons un semiconducteur photoconducteur, à haute résistivité, qui a été placé en sandwich entre deux électrodes parallèles à grandes surfaces plates et polarisés par une tension V .

Il s'établit ainsi un champ électrique E . Les photons sont absorbés exponentiellement $\exp(-\alpha x)$ le long de l'épaisseur du photoconducteur et génèrent une concentration de paires électron-trou qui suit le profil des photons. Les électrons et les trous sont propulsés dans des directions opposées par le champ appliqué et donner lieu à un courant transitoire. Il est supposé que le détecteur de rayonnement est polarisé en inverse.

Le calcul analytique a été fait en se basant sur les hypothèses suivantes:

- Le champ électrique E est uniforme.
- On néglige le phénomène de diffusion de porteurs devant leur mouvement de dérive.
- La durée de l'impulsion lumineuse est très courte devant le temps de transit des porteurs.

Les équations de continuité s'écrivent, à une dimension

$$\frac{\partial n}{\partial t} = +n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (\text{équ.IV.25})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + g_p - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (\text{équ.IV.26})$$

Commençant par l'équation de continuité des électrons et prenant en considération les hypothèses précédentes, l'équation s'écrit:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\mu_e E \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} - \frac{n(x,t)}{\tau_e} \quad (\text{équ.IV.27})$$

où $n(x, t)$ est la concentration d'électrons à la position x à l'instant t , et E est le champ appliqué V/L . Si E est l'énergie du photon et N_0 est le nombre de photons incidents par unité de surface, alors $\alpha_{en} N_0 E e^{(-\alpha x)/W_{\pm}}$ est la concentration initiale des paires électron-trous à la position x .

La solution de l'équation (IV.26) est donnée par

$$n(x, t) = B e^{[-\alpha(x-\mu_e Et)]} e^{(-t/\tau_e)} \quad (\text{équ.IV.28})$$

avec $\mu_e Et < x < L$

$$n(x, t) = 0 \quad (\text{équ.IV.29})$$

avec $x < \mu_e Et$ et $x > L$

Où

$$B = \frac{\alpha_{en} E N_0}{W_{\pm}}. \quad (\text{équ.IV.30})$$

La charge collectée au circuit externe en raison de mouvement des électrons est :

$$Q_e = \frac{e A \mu_e E}{L} \int_{t=0}^{L/\mu_e E} \int_{\mu_e Et}^L n(x, t) dx dt \quad (\text{équ.IV.31})$$

ce qui donne

$$Q_e = \frac{e A B \mu_e E \tau_e}{\alpha L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha \mu_e \tau_e E}\right)^{-1}} \left(e^{-\frac{L}{\mu_e E \tau_e}} - e^{-\alpha L} \right) \right] \quad (\text{équ.IV.32})$$

où e est la charge élémentaire. De même, on peut calculer, Q_h la charge collectée en raison de la dérive des trous

$$Q_h = \frac{e A B \mu_e E \tau_e}{\alpha L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha \mu_h \tau_h E}\right) + 1} \left(1 - e^{-L \alpha - \frac{L}{\mu_e E \tau_h}} \right) \right]$$

Le charge totale collectée est

$$Q = Q_h + Q_e.$$

Le nombre de photons incidents par unité de surface est lié à l'exposition X selon la formule

$$N_0 = \frac{5.45 \cdot 10^{13} X}{E(\alpha_{air}/\rho_{air})} \quad (\text{équ.IV.33})$$

où α_{air} et ρ_{air} sont le coefficient d'absorption de l'énergie et la densité de l'air, respectivement.

La charge totale collectée est :

$$Q = Q_0 \left\{ \frac{\mu_e E \tau_e}{L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{(\frac{1}{\alpha \mu_e \tau_e E}) - 1} \left(e^{-\frac{L}{\mu_e E \tau_e}} - e^{-\alpha L} \right) \right] + \frac{\mu_h E \tau_h}{L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{(\frac{1}{\alpha \mu_h \tau_h E}) + 1} \left(1 - e^{-L\alpha - \frac{L}{\mu_h E \tau_h}} \right) \right] \right\}$$

Où

$$Q_0 = \frac{5.45 \cdot 10^{13} eAX}{(\alpha_{air}/\rho_{air})W_{\pm}} \left(\frac{\alpha_{en}}{\alpha} \right) \quad (\text{équ.IV.34})$$

Q_0 est la charge maximale collectée si tout le rayonnement incident a été absorbé et que tous les porteurs libérés ont été collectés [21].

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons concentré sur l'aspect théorique des modèles ainsi que les procédés d'identification des paramètres qui sont utilisés dans la calcul analytique engagée. En traitant la base de données théorique issue des modélisations de Hecht et M. Zahangir et S. O. Kasap on constate une simplification des équations pour faciliter les calculs.

CHAPITRE V

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

V.1 Introduction

L'efficacité de collection de charge est l'un des paramètres les plus importants qui donnent une image sur les performances et la fiabilité de l'opération des détecteurs au silicium après une forte dose d'irradiation. Par définition, l'efficacité de collection de charge est le rapport de la charge collectée Q_{coll} à la charge effectivement créée Q_0 :

$$CCE = Q_{coll}/Q_0$$

Pour permettre la prédiction du CCE avec les différents modèles, un calcul analytique a été effectué en se basant sur des équations fondamentales des semiconducteurs. Le calcul et la représentation graphique à été faite à l'aide d'un programme écrit sous Matlab, car ce dernier présente la puissance convenable pour réaliser des graphiques avancés et possède des fonctions mathématiques intrinsèques facilitant le calcul.

Dans la littérature il existe plusieurs modèles analytiques qui décrivent le CCE. On a choisit deux modèles seulement pour en faire la comparaison. Pour chaque modèle considéré, nous estimons le CCE en fonction de la tension appliquée et de la largeur de la zone de charge d'espace de détecteur. La durée de vie est fortement affectée par la présence de pièges créés par les radiations. Pour cela on a aussi étudié l'effet de la durée de vie des électrons et des trous sur le CCE. Les résultats de calcul analytique seront ensuite discutés et interprétés.

V.2 Résultats du modèle de Hecht

Le but de cette modélisation est de décrire l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée et de la longueur de détecteur. Le modèle de Hecht est basé sur l'hypothèse qui suppose que le champ électrique est uniforme dans toute la structure et que la déplétion est parfaite, c'est à dire que le courant de fuite est négligeable.

Le modèle de Hecht donne une expression qui permet de prédire directement la valeur finale du CCE par l'expression suivante :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{L} \int_0^d \frac{Q(x_0)}{Q_0} dx_0 = \frac{\Lambda_e + \Lambda_h}{L} - \frac{\Lambda_e^2}{L^2} \left[1 - e^{-\frac{L}{\Lambda_e}} \right] - \frac{\Lambda_h^2}{L^2} \left[1 - e^{-\frac{d}{\Lambda_h}} \right] \quad (\text{équ.V.1})$$

Avec:

$$\Lambda_e = \mu_e E \tau_e \quad \text{et} \quad \Lambda_h = \mu_h E \tau_h$$

- Mobilité d'électron : $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$
- Mobilité de trou : $\mu_h = 480 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$
- Longueur de détecteur $L = 250.10^{-4} \text{ cm}$
- Le champ électrique est considéré uniforme le long est donné par $E = \frac{V}{L}$
- Tension de poliaration $0 \text{ volt} < V < 100 \text{ volt}$

V.2.1 Influence de la durée de vie des porteurs libres sur la CCE

A) Effet de la durée de vie des électrons

La durée de vie des porteurs, électron ou trou, est un paramètre très important dans le calcul de l'efficacité de collection de charge. Dans cette partie nous montrons la variation de la CCE lorsqu'on varie la durée de vie de 1ms (la durée de vie qui correspond au silicium pur) jusqu'à 1 ps qui est obtenue pour une grande densité de pièges (10^{17} - 10^{18} cm^{-3}). La figure (V.1) représente l'évolution de la CCE du modèle de Hecht en fonction de la tension V pour différentes durée de vie des électrons tout en fixant la durée de vie des trous ($T_h=0.15 \mu\text{s}$).

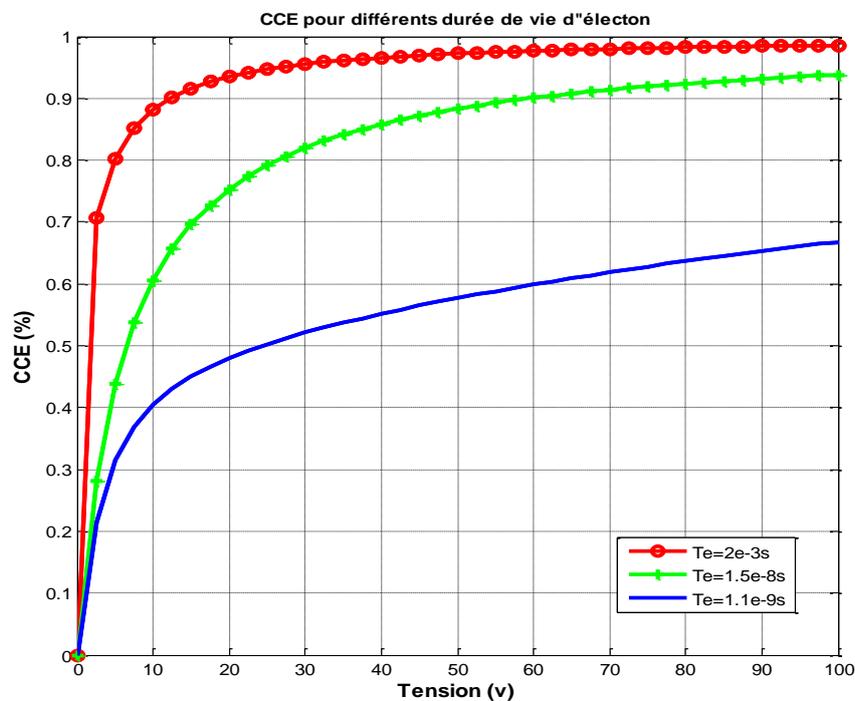


Fig.V.1 : Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des électrons et une durée de vie de trou fixe.

L'allure de la CCE en fonction de la tension à une forme exponentielle et elle augmente lorsque la polarisation s'accroît. Ceci est attendu car la largeur de la zone active (ZCE) est proportionnelle à la racine carrée de V . Ainsi, en augmentant la ZCE, en créant plus de paires électron-trou. Mais la longueur du détecteur est fixé à $250 \mu\text{m}$, alors c'est le champ électrique qui augmente ($E=V/L$) ce qui accélère les porteurs libres ($v=\mu E$) et par conséquent diminue leur probabilité de recombinaison.

On observe que pour chaque diminution de la durée de vie des électrons, l'efficacité de collection de charge décroît. Le libre parcours des électrons devient très court ce qui résulte en une faible charge collectée aux électrodes.

Finalement, il est montré que la densité effective du dopant varie à cause de la compensation par les pièges ionisants. Alors, pour créer la même ZCE d'un matériau pur (durée de vie longue), on a besoin d'une tension plus élevée pour un matériau irradié (durée de vie courte). C'est pour cette raison que la CCE atteint la saturation rapidement pour des faibles tension dans le cas où la durée de vie approche la valeur idéal (silicium pur).

B) Effet de la durée de vie des trous

La figure (V.2) représente l'évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension V pour différentes durées de vie des trous tout en fixant la durée de vie des électrons à $0.15 \mu\text{s}$.

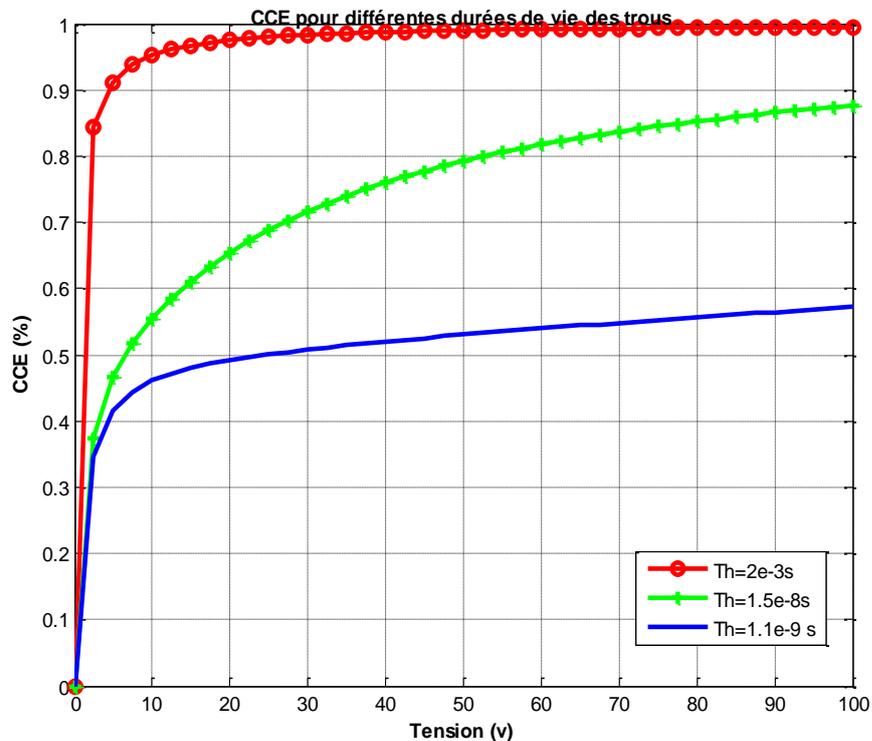


Fig.V.2 : Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des trous tout en gardant fixe la durée de vie des électrons.

La courbe de la CCE en fonction de la tension à une forme exponentielle et elle augmente avec la tension de polarisation comme pour le cas précédent.

On observe que pour chaque diminution de la durée de vie des trous l'efficacité de collection de charge s'est diminuée. Le temps de transit des trous est plus grand que celui des électrons ce qui conduit à une CCE supérieure pour une même tension appliquée, par exemple pour $V=10$ volts, la CCE dans la figure 1 est 88% qui est inférieure à la CCE de la figure 2 qui est de l'ordre de 95%.

C) Effet des durées de vie égales sur la CCE

La figure (V.3) représente l'évolution de la CCE du modèle de Hecht en fonction de la tension V pour trois différentes durées de vie des trous et des électrons.

La figure 1 correspond à l'effet des pièges à électrons et la figure (V.2) correspond à l'effet des pièges à trous. Dans la figure (V.3) on présente l'effet des centres de génération-recombinaison où les durées de vie des électrons et des trous sont comparables.

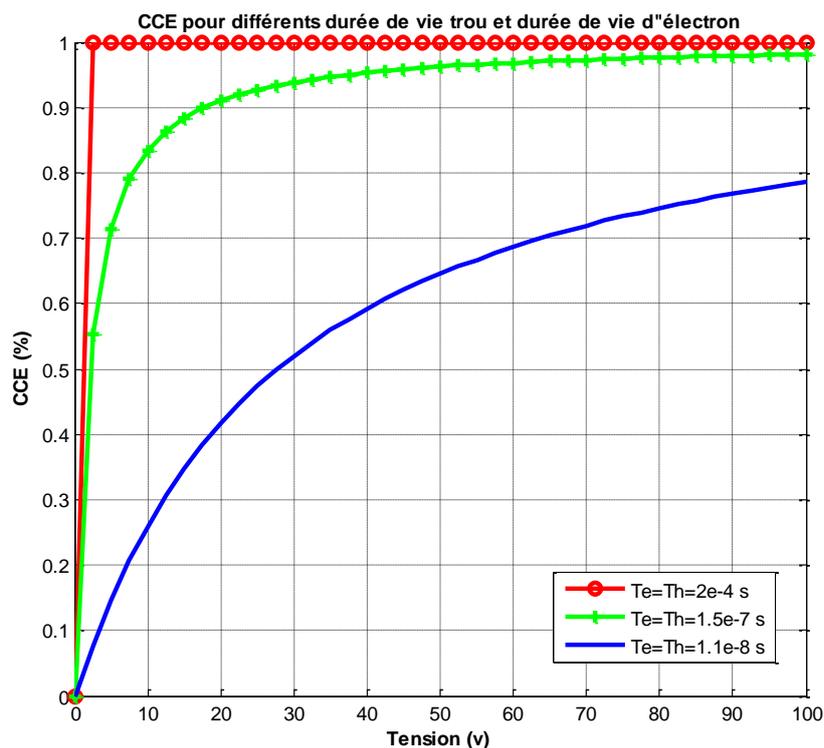


Fig.V.3 : Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour des durées de vie des électrons et des trous égales.

V.2.2 Influence de la longueur du détecteur sur la CCE

La zone active (zone de déplétion) est le siège de processus de génération de paires électron-trou. Augmenter cette zone résulte en augmentation du nombre de paires électron-trous et aussi l'accroissement du temps de transit, alors la CCE pour une tension donnée est plus grande lorsqu'on élargie l'épaisseur de détecteur (d). Mais l'élargissement de la zone de déplétion pour une même tension de polarisation va affaiblir le champ électrique ($E=V/d$) et par conséquent diminuer la CCE.

Pour comprendre l'influence de la longueur de détecteur sur l'efficacité de collection de charge, on a utilisé un petit programme de calcul et d'affichage écrit sous Matlab.

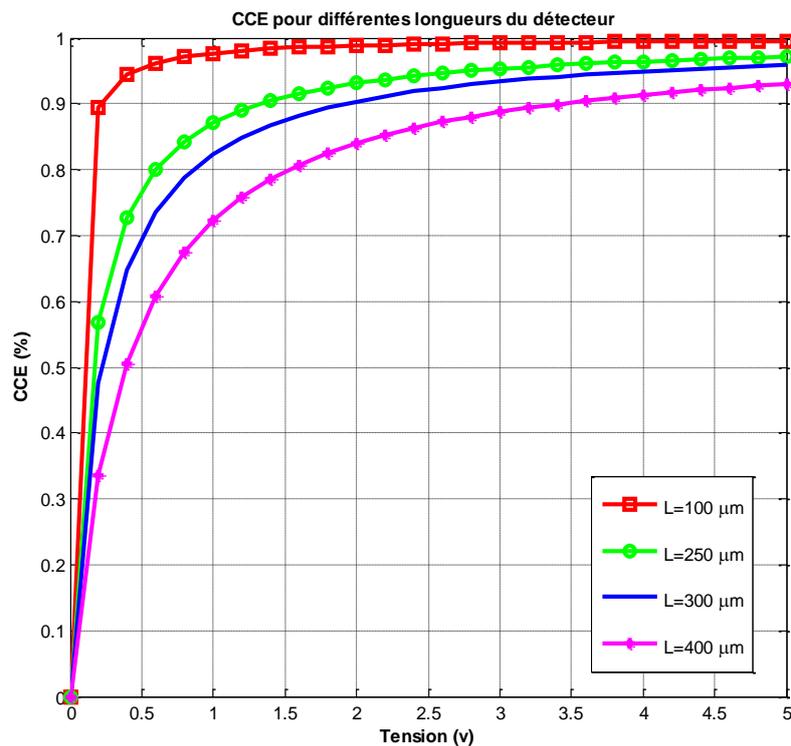


Fig.V.4 : Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs du détecteur.

La figure (V.4) présente quatre courbes de CCE pour le modèle de Hecht en fonction la tension de polarisation, et en variant la longueur de détecteur L . On constate d'une part que le phénomène de diminution du champ électrique domine sur celui de probabilité d'absorption et création plus de paires électron-trou qui s'accroît en augmentant L . D'autre part, pour une longueur plus grande du détecteur on a besoin d'une tension de polarisation plus élevée pour assurer la déplétion totale.

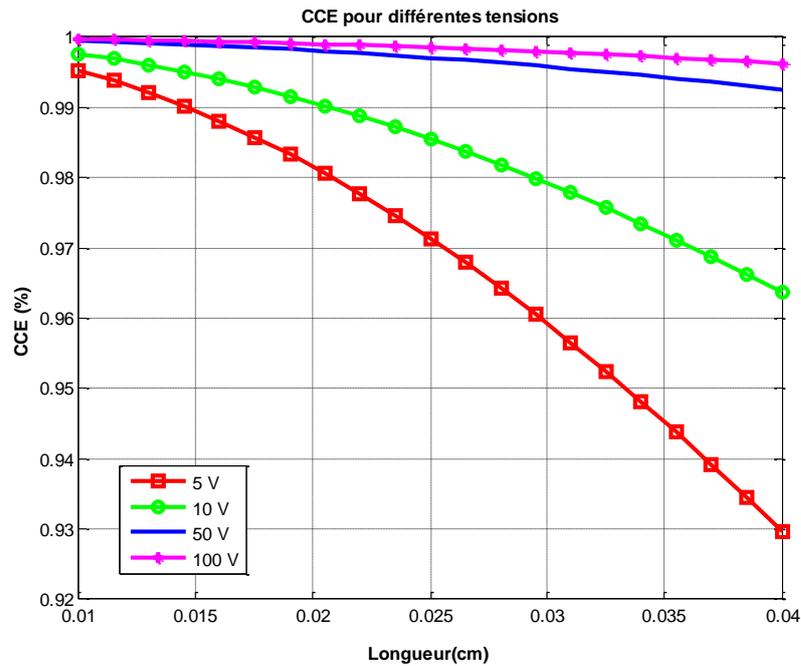


Fig.V.5 : Évolution de la CCE dans le modèle de Hecht en fonction de la longueur L pour différentes tensions de polarisation.

Dans la figure ci-dessus on montre la CCE en fonction de la longueur L pour $T_e = T_h = 2 \times 10^{-6} s$ avec la tension appliquée comme paramètre qui varie de 5 V jusqu'à 100 V.

Comme les paires électron-trou sont créées principalement dans la zone avec champ électrique, elles ne doivent pas diffuser avant d'être accélérées, et l'augmentation du courant est plus rapide. Le temps de réponse est ici le temps nécessaire pour que les charges libres traversent la zone de déplétion (temps de transit). Il est typiquement de l'ordre de la nanoseconde. Comme la vitesse de dérive des charges est proportionnelle au champ électrique qui diminue rapidement en augmentant l'épaisseur de la structure de 100 μm jusqu'à 350 μm , ce qui augmente la probabilité de recombinaison et diminue l'efficacité du détecteur (Fig.V.5) selon le modèle de Hecht.

On déduit que la CCE est très affectés par la valeur de la longueur de détecteur et de la tension appliquée.

V.3 Résultats du Modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap

Dans ce modèle le calcul analytique de l'efficacité de collection de charge a été fait en se basant sur les hypothèses suivantes :

- Le champ électrique E est uniforme.
- On néglige le phénomène de diffusion de porteurs devant leur mouvement de dérive.
- La durée de l'impulsion lumineuse est très courte devant le temps de transit des porteurs.

Ce deuxième modèle a l'avantage de l'introduction du coefficient d'absorption α . Ce dernier est proportionnel à l'absorbance. L'absorbance mesure la capacité d'un milieu à absorber la lumière qui le traverse et par conséquent, dans un semiconducteur, la création de paires électron-trou.

La CCE dans ce modèle est donnée par :

$$\frac{Q}{Q_0} = \left\{ \frac{\mu_e E \tau_e}{L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha \mu_e \tau_e E}\right) - 1} \left(e^{-\frac{L}{\mu_e E \tau_e}} - e^{-\alpha L} \right) \right] + \frac{\mu_h E \tau_h}{L} \left[(1 - e^{-\alpha L}) + \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha \mu_h \tau_h E}\right) + 1} \left(1 - e^{-L \alpha - \frac{L}{\mu_e E \tau_h}} \right) \right] \right\}$$

Avec :

- Mobilité d'électron : $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$
- Mobilité de trou : $\mu_h = 480 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$
- Longueur de détecteur : $L = 250.10^{-4} \text{ cm}$
- Le champ électrique est considéré uniforme le long est donné par : $E = \frac{V}{L}$
- Tension de poliration : $0 \text{ volt} < V < 100 \text{ volt}$
- Coefficient d'absorption : $\alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$

V.3.1 Influence de la durée de vie sur le CCE

Les résultats obtenus par le modèle de Zahangir et al sont, de point de vue forme et ordre de grandeur, les mêmes que pour le modèle de Hecht. On va donc présenter l'effet des durées de vies sur la CCE sans interprétations car on a les mêmes phénomènes physiques cités dans l'interprétation de modèle précédent.

A) Effet de la durée de vie des électrons

La figure (V.6) représente l'évolution de la CCE du modèle de Zahangir et al en fonction de la tension V pour différentes durée de vie des électrons tout en fixant la durée de vie des trous ($T_h=0.15 \mu\text{s}$).

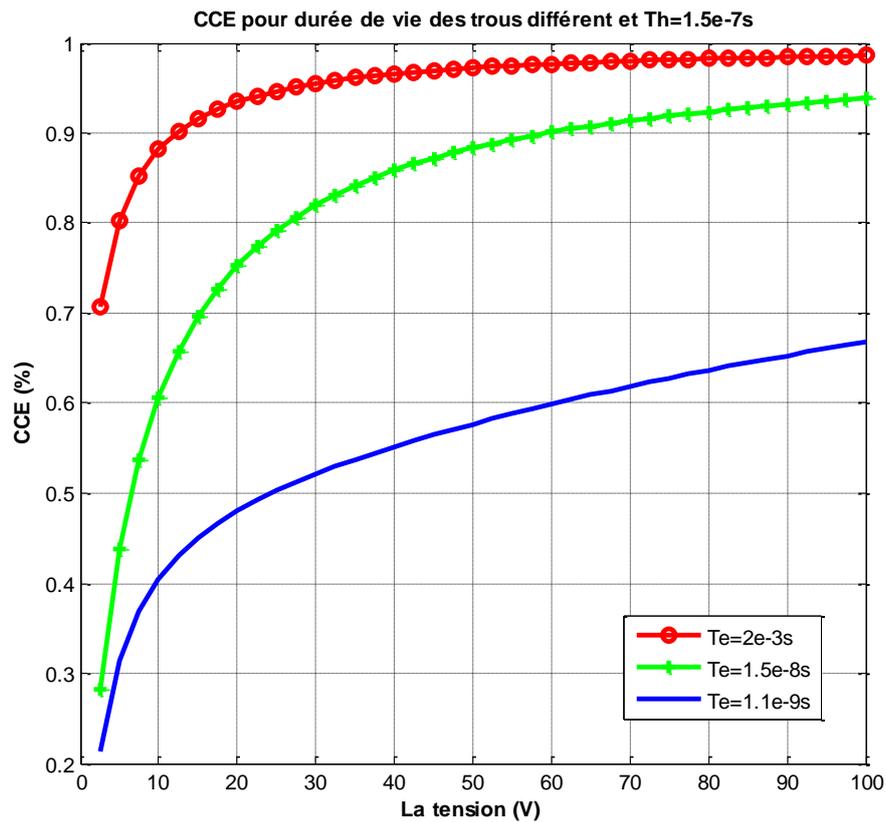


Fig.V.6 : Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap en fonction de la tension appliquée pour différentes durée de vie des électrons et une durée de vie de trou fixe.

B) Effet de la durée de vie des trous

La figure suivante (V.7) montre l'évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et al. en fonction de la tension appliquée pour différentes durée de vie des trous (10^{-3} s jusqu'à 10^{-9} s) tout en fixant la durée de vie des électrons ($T_e = 1.5 \times 10^{-7}$ s).

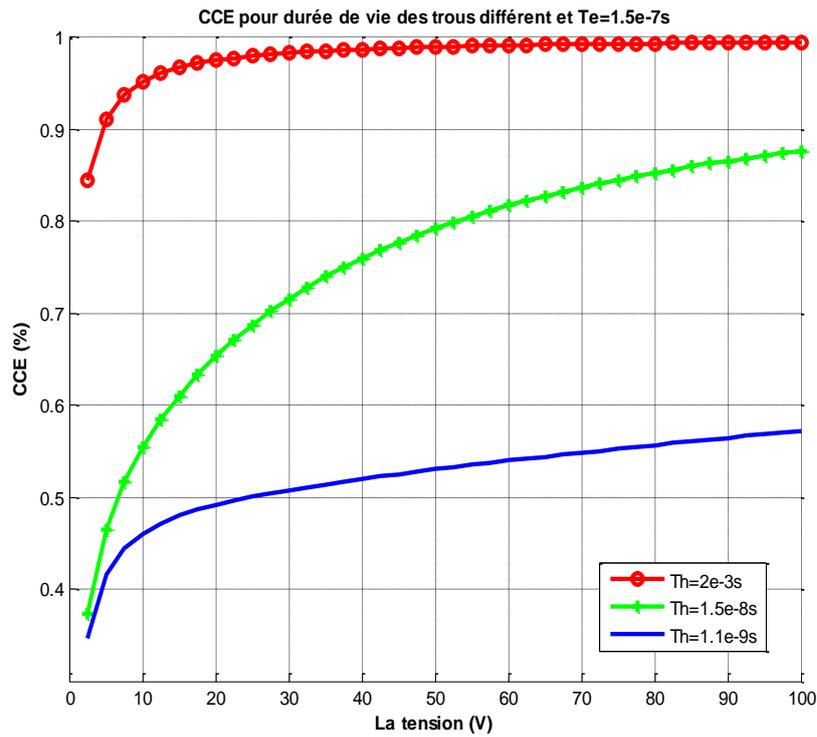


Fig.V.7 : Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des trous et une durée de vie des électrons fixe.

C) Effet sur la CCE pour des durées de vie égales

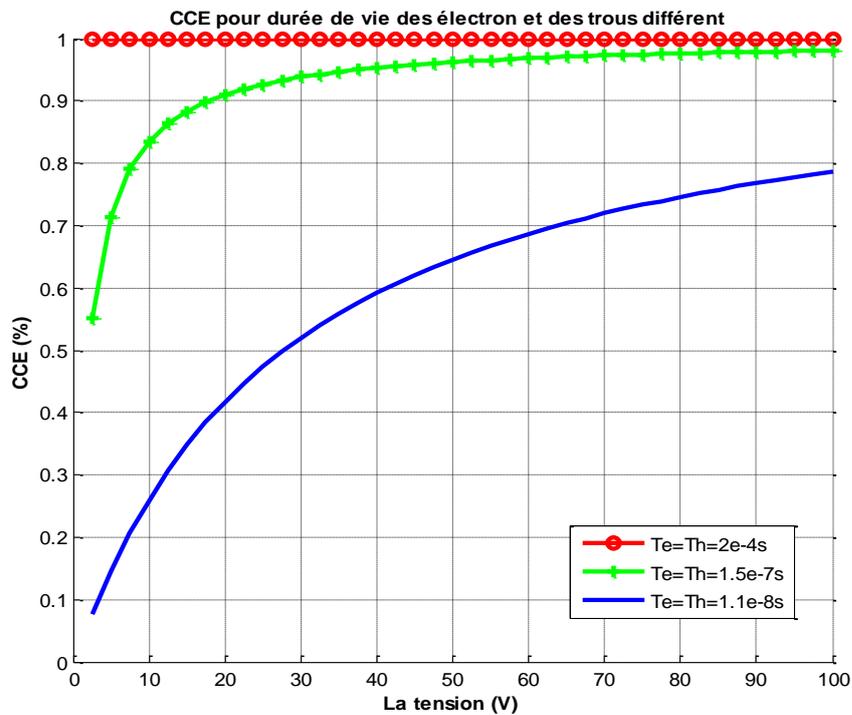


Fig.V.8 : Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap. en fonction de la tension appliquée pour différentes durées de vie des électrons et des trous.

Dans cette partie nous montrons la variation de la CCE lorsqu'on varie la durée de vie des électrons et des trous de 10^{-4} s jusqu'à 10^{-8} . D'après la figure V.8 nous remarquons le même effet que dans la figure (V.3).

V.3.2 Influence de la longueur du détecteur sur la CCE

La figure (V.9) représente l'évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et al. en fonction de la tension V pour une longueur de détecteur qui varie de $100 \mu\text{m}$ jusqu'à $400 \mu\text{m}$. La durée de vie est choisi pour un semiconducteur faiblement dopé et/ou faiblement irradié pour $T_e = T_h = 2 \times 10^{-6}$ s.

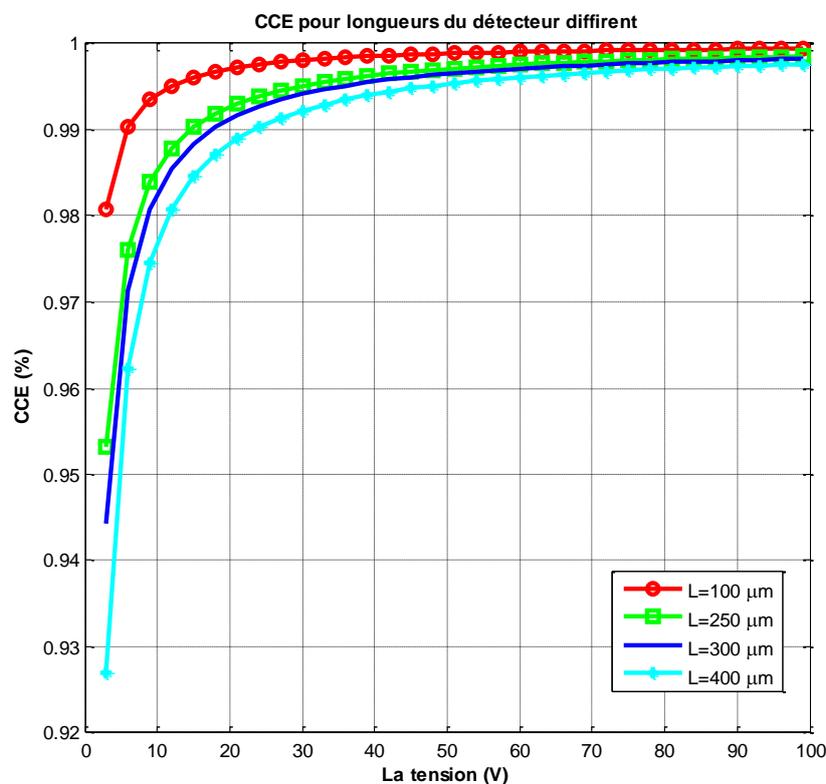


Fig.V.9 : Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et al. En fonction de la tension appliquée pour différentes longueurs du détecteur.

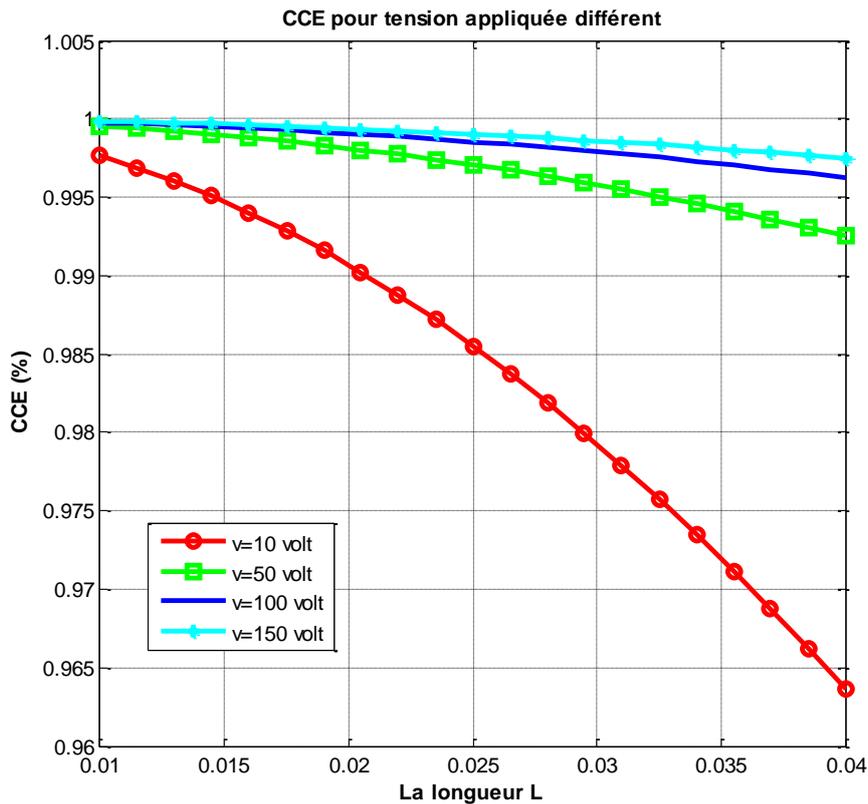


Fig.V.10 : Évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap. en fonction de la longueur L pour différentes tensions de polarisation.

La figure (V.10) représente l'évolution de la CCE dans le modèle proposé par M. Zahangir et al. en fonction de la longueur L ($100 \mu\text{m} < L < 400 \mu\text{m}$) pour différentes tensions appliquées ($V=5, 10, 100$ et 150).

V.3.3 Influence du coefficient d'absorption α sur la CCE

En optique, Le coefficient d'absorption ou absorptivité, noté α est défini par le rapport entre l'absorbance A et le chemin optique L parcouru par un rayonnement électromagnétique dans un milieu donné (exprimé en m^{-1} ou en cm^{-1}) :

$$\alpha = \frac{A}{L}$$

Lorsqu'une lumière traversant un semiconducteur, une partie de ce rayonnement sera absorbée par l'échantillon et une partie sera transmise. Bouguer, Lambert et Beer ont étudié les relations qui existent entre l'intensité à la surface I_0 et l'intensité dans un point au fond du milieu I . L'intensité d'une lumière traversant un semiconducteur où elle est absorbée décroît de façon exponentielle :

$$I = I_0 \exp(-\alpha x)$$

avec:

I_0 est l'intensité de la lumière incidente

I est l'intensité à un point x donnée le long de l'échantillon

α est le coefficient d'absorption

Le modèle de Hecht n'a pas introduit l'effet de coefficient d'absorption pour cela il se superpose avec le modèle de Zahangir pour un coefficient d'absorption très faible (Fig.V.11). Lorsqu'on augmente le coefficient d'absorption dans le deuxième modèle, la CCE diminue car l'intensité de la lumière incidente décroît exponentiellement avec la distance dans le détecteur.

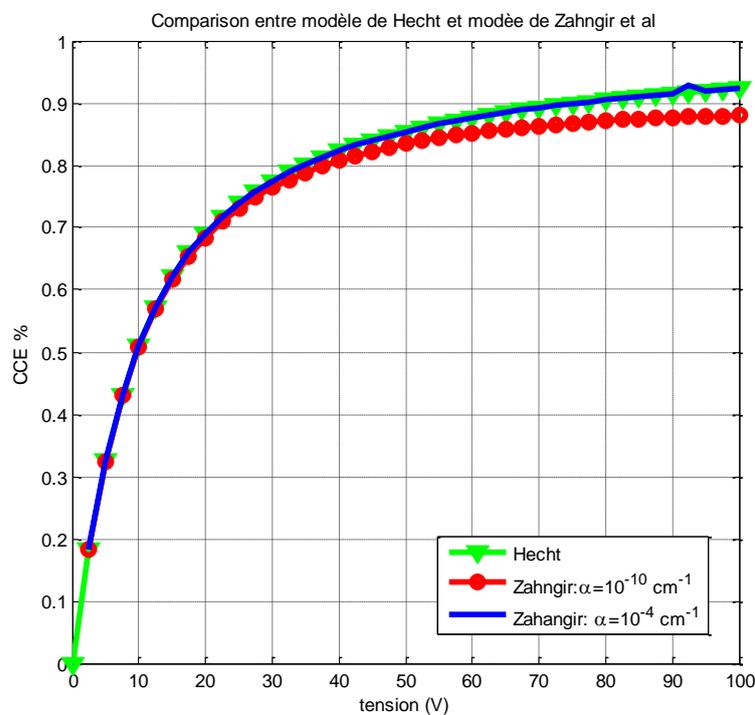


Fig.V.11 : Comparaison de l'évolution de la CCE, en fonction de la tension appliquée, du modèle proposé par M. Zahangir avec le modèle de Hecht pour différents Coefficients d'absorption.

V.4 Présentation de l'interface de calcul de la CCE

Afin de mettre en œuvre et de présenter de manière interactive des programmes de calculs de la CCE, nous avons développés sous MATLAB une interface graphique, qui permet à l'utilisateur de simuler les formules analytique des modèles décrivant l'efficacité de collection de charge. Tous les paramètres importants ont été inclus dans l'interface. Cette interface est divisée en cinq parties:

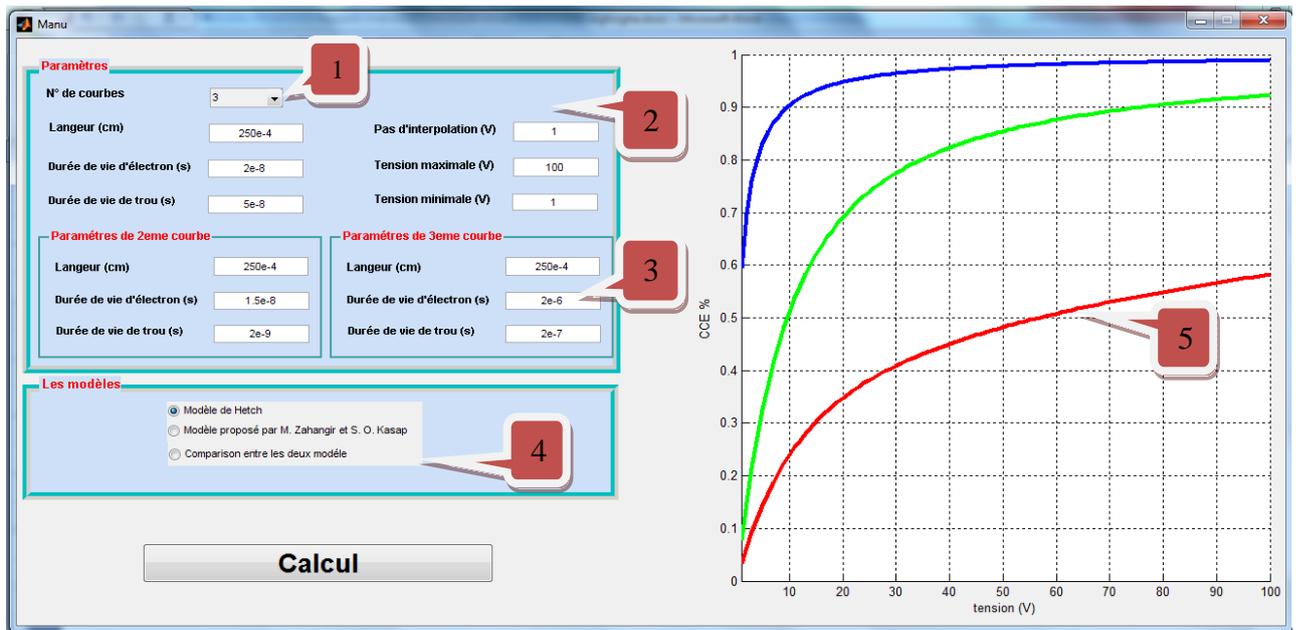


Fig.V.12 : Interface graphique du programme de calcul de la CCE

- 1- Première partie : Choix du nombre de courbes.
- 2- La deuxième partie : Introduction des paramètres de simulation communs.
- 3- La troisième partie : Introduction des paramètres de la première et de la deuxième courbe du même modèle.
- 4- La quatrième partie : Choix du modèle à simuler.
- 5- La cinquième partie : Affichage des courbes

V.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons calculé analytiquement l'efficacité de collection de charge en se basant sur deux modèles analytiques fournis dans la littérature : modèle de Hecht et modèle de Zahangir et al. L'objectif de cette comparaison est de vérifier la validité de ces deux modèles. D'après l'analyse de la comparaison, nous avons constaté que les deux modèles offrent les mêmes résultats ce qui signifie que leurs hypothèses physiques ainsi que leurs modèles mathématiques sont valides.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion Générale

L'étude présentée dans ce mémoire est le calcul analytique de l'efficacité de collection de charge dans une structure au silicium utilisée comme détecteur de particules. Ce travail nous aura montré que la modélisation analytique est un outil indispensable pour l'étude de tous les composants électroniques. Malgré les hypothèses simplificatrices utilisées pour construire un modèle analytique, la modélisation analytique a l'avantage de gagner du temps de calcul et d'interpréter facilement les résultats.

On a étudié dans ce mémoire l'effet de quelques paramètres électriques et technologiques sur l'efficacité de collection de charge d'un détecteur exposé aux radiations (électron, proton, photon...etc.). Les résultats obtenus des deux modèles analytiques sont les suivants :

- **Modèle de Hecht,**

Ce modèle est présenté en considérant le champ électrique uniforme d'une simple jonction. Ce modèle réussit à décrire l'efficacité de détection des détecteurs en fonction de la tension appliquée et de la durée de vie des porteurs libres qui est proportionnelle au fluence d'irradiation. Dans ce modèle nous avons effectué un ensemble d'analyses pour déterminer l'influence de la durée de vie des porteurs libres sur la CCE. On a trouvé que la CCE est bonne lorsqu'on augmente la tension de polarisation mais elle dégrade rapidement lorsqu'on diminue la durée de vie des porteurs libre qui est obtenue pour une grande densité de pièges.

En outre, la longueur de détecteur pour une tension de polarisation fixe est inversement proportionnel au CCE, ceci est dû au diminution du champ électrique. Il faut noter que pratiquement on augmente la longueur de détecteur mai aussi avec une grande tension appliquée au détecteur pour obtenir un champ électrique puissant qui peut séparer et propulser les porteurs libres vers les électrodes.

- **Modèle proposé par M. Zahangir et al:** dans ce modèle nous avons abouti aux mêmes résultats que le modèle de Hecht, de point de vue forme et ordre de grandeur, ce qui signifie que les deux modèles sont en bon accord et que les hypothèses utilisées sont bien justifiées. En ce qui concerne le coefficient d'absorption, le modèle de Hecht n'a pas introduit son effet pour cela il se superpose avec le modèle de Zahangir pour un coefficient d'absorption très faible. Lorsqu'on augmente le coefficient d'absorption dans le deuxième modèle, la CCE diminue car l'intensité de la lumière incidente décroît exponentiellement avec la profondeur dans le détecteur.

Tous les résultats sont obtenus en utilisant une simple interface graphique développée sous MATLAB, qui permet à l'utilisateur de simuler les formules analytiques des deux modèles décrivant l'efficacité de collection de charge

Finalement on propose comme future travail et continuité de ce projet, de faire une simulation numérique assistée par PC, en utilisant par exemple SILVACO, et de comparer les résultats avec ceux des modèles analytiques. On propose aussi de développer les modèles analytiques étudiés dans ce mémoire pour inclure plus de paramètres électriques et technologiques et minimiser les hypothèses simplificatrices.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **N. BENAHMED BENABDALLAH**, Propriétés physiques des semi-conducteurs (Si monocristallin et Ge) et Simulation des cellules solaires à base de Si et SiGe. Thèse de Magister (2006), Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, Algérie.
- [2] **Article**, Silicium, Wikipedia l'encyclopédie libre, <http://fr.wikipedia.org/wiki/Silicium>
- [3] **P. ROUX**, Théorie générale simplifiée des semi-conductrices jonctions PN au silicium effet transistor bipolaire (2008), pp5-6.
- [4] **A. CHOVET, P. MASSON**, Cours physique des semi-conducteurs. Première année Micro-électronique et Télécommunication (2005), Ecole Polytechnique universitaire de Marseille, France, pp20-21, 45-52.
- [5] **H. MATHIEU, H. FANET**, Physique des semiconducteurs et des composants. 6^{ème} édition, ISBN 978-2-10-054134-8, Paris, France, pp137-143.
- [6] **Jonction pn et diode à jonction**, Document PDF téléchargé à 2013/01/05-18 : 21, www.ni-cd.net/accusphp/forum/docjoints/ID99_notes-chap2.pdf.
- [7] **P. TARAS**, Concepts de Physique Nucléaire, Université de Montréal - Canada, Juillet2008, pp.73.
- [8] **Article**, Rayonnement électromagnétique, Wikipedia l'encyclopédie libre, http://fr.wikipedia.org/wiki/Rayonnement_électromagnétique
- [9] **Article**, Rayonnement ultraviolet, Wikipedia l'encyclopédie libre, <https://fr.wikipedia.org/wiki/Ultraviolet>
- [10] **O. LIMOUSIN**, Mise en œuvre et étude des propriétés spectrales de la gamma-caméra ISGRI. Thèse de doctorat (27 Novembre 2001), Université de Toulouse III - Paul Abatier, France, pp46, 96.
- [11] **Article**, Rayonnement ionisant, Wikipedia l'encyclopédie libre, https://fr.wikipedia.org/wiki/Rayonnement_ionisant

- [12] **R. Sporken, J.L. Longueville**, Physique des Télétransmissions, Université de Namur, Belgique, pp 9.1-9.4.
- [13] **J. SIX, L. MEIGNAN**, Les capteurs CCD/CMOS, Licence Professionnelle Gestion de la Production Industrielle, pp 4.
- [14] **D. BERQUET**, Les capteurs CCD, 2006, Polyvalent Pierre Emile MARTIN de Bourges, France, pp5-6.
- [15] **G. D'AQUINO**, Les capteurs CCD, Document PDF téléchargé à 2013/01/20-18 : 21, http://gdaquino.chez.com/Capteurs/ccd/approche_ccd.pdf, pp6.
- [16] **D. NAVARRO**, Architecture et Conception de Rétines Silicium CMOS: Application à la mesure du flot optique, Thèse de doctorat (17 Octobre 2003), Université de Montpellier II, France, pp17-18.
- [17] **A. KADRI**, Etude et modélisation du capteur optique BTJ, Université Hadj Lakhdar de Batna, Algérie, pp 11-16.
- [18] **Capteur CCD**, Document PDF téléchargé à 2013/01/20-20:21, http://jl.domec.free.fr/siteDjl_fichiers/TP-coursTEL/Them09Webcam/Capteur%20CCD.pdf, pp3-4.
- [19] **M. SAIDI**, Calcul de l'efficacité de collection de charge (CCE) d'un détecteur au silicium dans les conditions d'irradiation du LHC, Thèse de Magister, Université Mohamed Khider de Biskra, Algérie, pp41-43.
- [20] **C. LEBEL**, Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du détecteur A TLAS (Décembre, 2007), Université de Montréal, Canada, pp59, 82-85.
- [21] **M. Zahangir Kabir, S. O. Kasap**, PCharge collection and absorption-limited sensitivity of x-ray photoconductors: Applications to a-Se and HgI₂, Citation: Appl. Phys. Lett. 80, 1664 (2002); doi: 10.1063/1.1454213, pp137-143.

ANNEXE

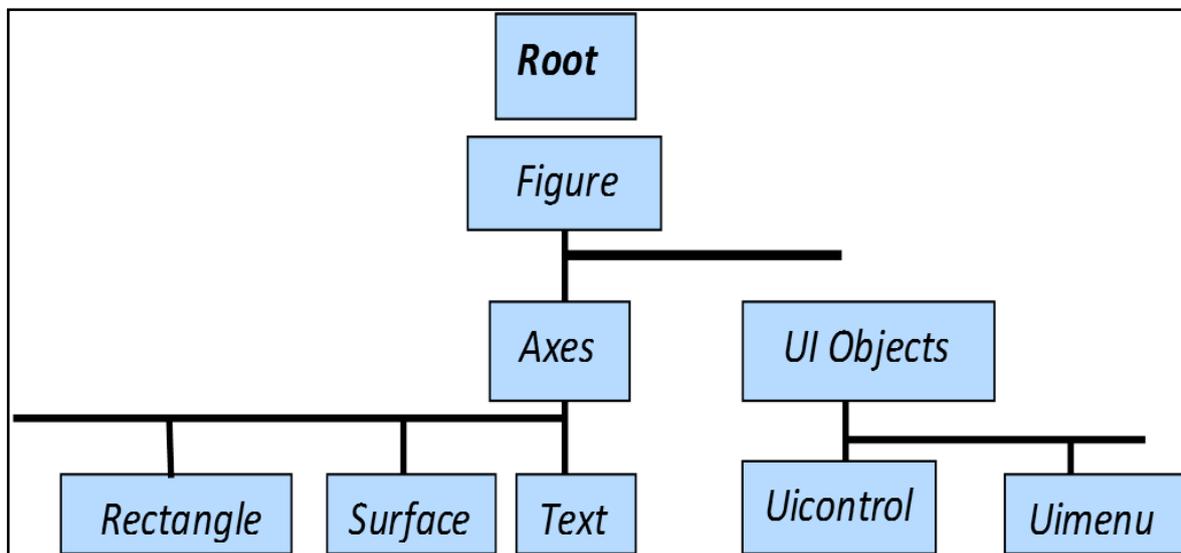
ANNEXE

L'INTERFACE GUIDE

Les IHM (Interfaces Homme Machine), sont appelées GUI (Graphical User Interfaces) dans MATLAB. Elles permettent à l'utilisateur, grâce à des objets graphiques (boutons, menus, cases à cocher...) d'interagir avec un programme informatique.

Du fait du nombre important d'objets et surtout du nombre encore plus élevé des paramètres associés, leur programmation « à la main » déroute généralement le débutant. Depuis la version 5.0 (1997), Matlab possède un outil IDE dédié à la création des interfaces graphiques. Cet outil, appelé GUIDE (Graphical User Interface Development Environment), permet de concevoir intuitivement ces interfaces graphiques.

Sous Matlab, les objets graphiques sont disposés selon une hiérarchie pyramidale parent-enfant :



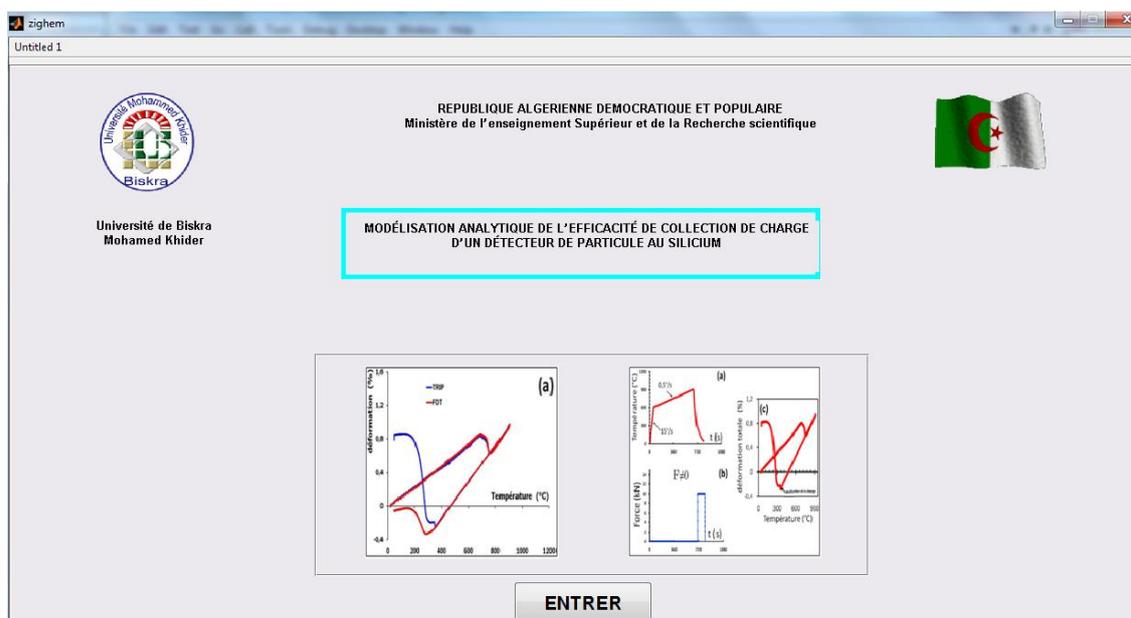
Au sommet de la hiérarchie se trouve l'objet Root. Cet objet est invisible (on peut se le représenter comme étant l'écran de l'ordinateur). L'utilisateur n'interagit que très rarement avec cet objet.

Ensuite, on trouve les objets de type Figure. Ce sont les conteneurs visibles où sont disposés tous les autres objets enfants. Plusieurs objets Figure peuvent être ouverts simultanément et peuvent éventuellement communiquer entre eux.

Viennent ensuite les objets de type Axes qui sont les zones de traçage des graphiques (2D ou 3D). Ces objets ont pour enfants, tous les objets représentant des résultats mathématiques (courbes, surfaces, images, maillages, etc.). Un objet Figure peut contenir plusieurs objets Axes simultanément.

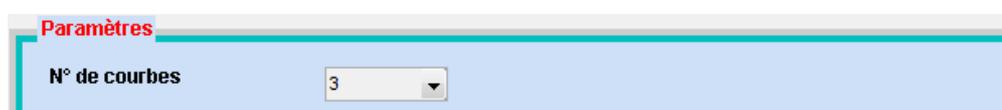
On trouve également au même niveau, les objets UI (User Interface) tels que des boutons, des menus, des cases à cocher, ... Ces objets permettent à l'utilisateur d'interagir dynamiquement à la souris avec le GUI.

Lorsqu'on exécute le programme, la fenêtre suivante s'affiche :



Pour commencer la simulation, l'utilisateur doit cliquer sur le bouton « ENTRER ». Les cinq parties de l'interface sont :

Partie 1



Partie 2

Paramètres

N° de courbes	<input type="text" value="3"/>		
Langeur (cm)	<input type="text" value="250e-4"/>	Pas d'interpolation (V)	<input type="text" value="1"/>
Durée de vie d'électron (s)	<input type="text" value="2e-7"/>	Tension maximale (V)	<input type="text" value="100"/>
Durée de vie de trou (s)	<input type="text" value="5e-7"/>	Tension minimale (V)	<input type="text" value="1"/>

Partie 3

Paramètres de 2eme courbe		Paramètres de 3eme courbe	
Langeur (cm)	<input type="text" value="250e-4"/>	Langeur (cm)	<input type="text" value="250e-4"/>
Durée de vie d'électron (s)	<input type="text" value="2e-9"/>	Durée de vie d'électron (s)	<input type="text" value="2e-3"/>
Durée de vie de trou (s)	<input type="text" value="5e-7"/>	Durée de vie de trou (s)	<input type="text" value="5e-8"/>

Partie 4

Les modèles

Modèle de Hetchi

Modèle proposé par M. Zahangir et S. O. Kasap

Comparaison entre les deux modèle

Partie 5

