

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou



Faculté De Génie Electrique Et D'Informatique
DEPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE.

Mémoire de Fin d'Etude
De **MASTER PROFESSIONNEL**
Spécialité : **Electronique Industrielle.**

Thème

:

L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE :
Étude comparative des photodiodes PN, PIN et APD

Présenté par : MELLAH Ahmed

Dirigé par : TAZIBT Slymane

Année universitaire 2013/2014

Remerciements

Je remercie tout d'abord le bon Dieu le tout puissant de m'avoir donné l'opportunité et la force de réaliser ce travail.

Ensuite je remercie mes parents, mes Frères et sœurs qui ont sacrifié tous leurs forces et leurs moyens pour me soutenir durant toutes mes études.

*Mes plus vifs remerciements vont en premier lieu
A mon encadreur Mr TAZIBT Slymane pour son soutien et son aide
ainsi que mes enseignants.*

*Je tien à remercier Mr Robert LANGLEY, Prof à l'université de
Manchester pour son aide.*

*Enfin, je tien aussi à remercier tous mes amis, pour leur aide et leur
présence à mes cotés
Tout au long de mon parcours universitaire.*

LISTE DES FIGURES:

Figure I-1 : L'énergie de gap pour différents matériaux.

Figure I-2 : Bande d'énergie dans un atome de silicium.

Figure I-3 : Bande d'énergie.

Figure I-4 : Hauteur de la bande interdite des différents matériaux

Figure I-4 : Silicium pur

Figure I-5(a) : Situation à $T=0^\circ\text{K}$, le silicium est isolant.

Figure I-5(b) : Situation à $T \gg 0\text{K}$, le silicium est un mauvais conducteur.

Figure I-6 : Phénomènes de génération thermique et de recombinaison de paires électrons-trous conduisant à un équilibre à température constante.

Figure I-7 : Populations des porteurs du S.C. intrinsèque et niveau de Fermi.-Figure I-8(a):

Libération d'un électron par l'atome du Phosphore.

Figure I-8(b): Schéma de bande

Figure I-9(a) : Libération d'un trou par l'atome du Bore.

Figure I-9(b): Schéma de bandes.

Figure I-10 : Polarisation d'un barreau de silicium.

Figure I-11 : Inclinaison du schéma de bandes dans le sens des potentiels croissants.

Figure I-12 : Déplacement des particules : (a) dans un S.C. non homogène. (b) : Dans un S.C. homogène.

Figure I-13: Diffusion des électrons dans un S.C dopé P.

Figure I-14: Diffusion des trous dans un S.C dopé N.

Figure I-14 : Deux semi-conducteurs P et N avant la formation de la jonction.

Figure I-15: Jonction PN à l'équilibre.

Figure I-16: Densité de charge des électrons et des trous dans une jonction PN.

Figure I-16 : Répartition du champ électrique dans la jonction PN.

Figure I-17: Jonction PN polarisée en direct et sa bande d'énergies.

Figure I-18 : Création d'une charge dans une jonction polarisée.

Figure I-19: Jonction polarisée en inverse et sa bande d'énergies.

Figure I-19 : Caractéristique $i(v)$ d'une diode PN, ($I_s = 10^{-14}\text{A}$).

Figure I-20: Caractéristique réelle $i(V)$ d'une jonction PN avec apparition de quelques écarts.

Figure I-20 : Variation de la caractéristique $I(V)$ en fonction de la température.

Figure I-21 : Modification de la ZCE en polarisation inverse en fonction de la tension V .

Figure I-1 : Le vecteur de Poynting associé à une onde électromagnétique.

Figure II-2 : L'énergie lumineuse en fonction du champ électrique.

Figure II-3 : Éjection d'électrons d'une plaque métallique de sodium par effet photoélectrique sous la présence d'une source lumineuse.

Figure II-4 : Détecteur de luminosité

Figure II-5 : Panneau solaire

Figure II-6 : Exemple d'éjection d'un très grand nombre d'électrons sous l'exposition d'une lumière violette ($\lambda = 400\text{ nm}$) sur une plaque de sodium.

Figure II-7 : Aucun électron éjecté pour une plaque de sodium exposée à la lumière rouge ($\lambda = 700\text{ nm}$), la lumière orange ($\lambda = 650\text{ nm}$), la lumière jaune ($\lambda = 600\text{ nm}$) et la lumière verte ($\lambda = 550\text{ nm}$).

Figure II-8 : La longueur d'onde de seuil du sodium est égale à $\lambda_0 = 460\text{ nm}$.

Figure II-9 : Un flux lumineux avec une longueur d'onde λ à la vitesse c .

Figure II-10 : Variation de l'énergie quantifiée en fonction du nombre de photon

Figure II-11 : Montage pour étudier l'effet photoélectrique.

Figure II-12 : Montage pour évaluer l'énergie cinétique d'un électron éjecté par effet photoélectrique.

Figure III-15 : Caractéristique I(V).

Figure III-16 : Courbent habituel d'une jonction PN éclairée.

Figure III-17 : Le courant du court-circuit ($V = 0$) est le photo-courant I_p .

Figure III-18 : Intensité (mW/cm^2)

Figure III-18 : (a) Représentation schématique d'une photodiode à jonction PN polarisée en inverse. (b) charge d'espace dans la ZCE de la diode. N_a et N_d sont les concentrations en donneurs et en accepteurs dans les régions P et N. (c). Le champ dans la ZCE.

Figure III-19 : Diffusion des porteurs dans une photodiode PN.

Figure III-20 : Diffusion des électrons dans la région P.

Figure III-21 : Diffusion des trous dans la région N.

Figure III-22 : Génération des paires dans la ZCE.

Figure III-23 : Photodiode polarisée en inverse.

Figure III-24 : Temps de mouvement des trous et des électrons.

Figure III-25 : Courant des trous et des électrons.

Figure III-26 : Charge totale collectée par un photon (la Zone en jaune).

Figure III-27 : Mouvement des porteurs.

Figure III-28 : Les deux modes du fonctionnement d'une photodiode.

Figure III-29 : Caractéristique I(V) dans le mode photoconducteur.

Figure III-30 : Photodiode avec sa résistance de shunt.

Figure III-31 : Photodiode polarisée avec sa résistance de charge.

Figure III-32 : Mode photoconducteur. UN phénomène de saturation se produit aux forts flux

Figure III-33 : Augmenter R, accélère la saturation-

Figure III-34 : Augmenter la polarisation, retarde la saturation

Figure III-35 : Caractéristique I(V) en mode photovoltaïque.

Figure III-36 : Photodiode avec sa bague de garde.

Figure III-37 : Coefficients d'absorption α en fonction de λ pour différents semi-conducteurs

Figure III-38 : Sensibilité d'une photodiode idéale et d'une photodiode au Silicium en fonction de λ

Figure III-39 : Vitesse de charge en fonction du champ électrique dans une photodiode au Silicium.

Figure II-40: Temps de réponse d'une photodiode PN à une entrée e(échelon).

Figure III-41 : Photodiode PIN.

Figure III-42 : Diagramme de bandes d'énergie.

Figure III-43 : La structure schématique d'une photodiode PIN. (b) La densité de charge de l'espace nette à travers la photodiode. (c) Le champ encastré à travers la diode.

Figure III-44(a) : Flux optique et transport de charges colinéaires.

Figure III-44(b) : Flux optique et transport de charges orthogonaux.

Figure III-45 : Photodiode PIN à Hétérojonction

Figure III-46 : Photodiode PIN en mode photoconducteur-

Figure III-47 : Caractéristique I(V).

Figure III-48 : Schema équivalent d'une photodiode PIN.

Figure III-49 : sensibilité en fonction de la longueur d'onde des différentes Photodiodes PIN-

Figure III-50 : Réponse de la PIN pour une entrée rectangle. (a): Pulsation d'entrée rectangulaire optique. (b): $W \gg \frac{1}{\alpha}$ (Tous les photons sont absorbés dans la région de l'épuisement) et C_j est petite. (c): $W \gg \frac{1}{\alpha}$, Grande capacité de jonction, donc constante du temps RC grande (temps t_{RC} limité). (d) : $W \ll \frac{1}{\alpha}$ (Quelques photons sont absorbés dans la région de diffusion), le composant de la diffusion est limité.

Figure III-51 : Réponse en fréquence.

Figure III-52 : Circuit équivalent des petits signaux.

Figure III-53 : (a): Processus d'ionisation d'impact pour générer des paires électron-trou et la multiplication par l'effet avalanche. (b) : Impact d'un électron de la conduction avec les vibrations du cristal transfère l'énergie cinétique de l'électron à un électron de la valence et de cette façon il l'excite au bande de la conduction.-

Figure III-54 : Multiplication par avalanche des paires électron-trou dans la région intrinsèque dans une diode PIN polarisée dans le sens bloquant.

Figure III-55 : Énergie des électrons dans les différentes zone d'une APD.

Figure III-56 : (a) : Une illustration schématique de la structure d'une photodiode à l'avalanche polarisée en inverse. (b) : La densité de charge de l'espace nette à travers la photodiode. (c) : Le champ à travers la diode et l'identification d'absorption et régions de la multiplication.-

Figure III-57 : Principe d'ionisation par impact dans une APD.

Figure III-58 : Variation de coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique.

Figure III-59 : Avalanche sur une caractéristique $I(V)$.

Figure III-60 : Le Gain comme une fonction du voltage inverse appliqué qui varie avec la structure de l'APD-

Figure III-61 : Tracer du cours du temps de l'intensification de l'avalanche dans un APD avec l'aide d'un graphique du place-temps. Les lignes solides représentent des électrons, et les lignes sacrées représentent des trous. Les électrons déplacent à droite avec vitesse v_e , et les trous déplacent à gauche avec vitesse v_h . Les paires d'Électron-Trou sont produites dans la région de la multiplication. Les porteurs cessent de déplacer quand ils atteignent le bord de la matière. Chaque paire du porteur induit une charge e dans le circuit-

Figure III-62 : Circuit électrique équivalent.

LISTE DES TABLEAUX :

Tableau I-1: Hauteur de la bande interdite de quelques matériaux à $T=0^\circ\text{K}$ et à $T=300^\circ\text{K}$.

Tableau II-1 : Travail d'extraction de quelques matériaux.

Tableau III.3 : Les caractéristiques d'une APD dans Les deux modes de fonctionnement (Linéaire et Geiger).

Tableau III.4 : Valeur de K et M pour différentes APD

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

CHAPITRE I LES SEMI-CONDUCTEURS

I INTRODUCTION.....	1
I.1 CONDUCTEURS-ISOLANTS-SEMI-CONDUCTEURS.....	1
I.2 RAPPEL SUR LA STRUCTURE DE LA MATIERE.....	1
I.2.1 Cas de l'atome.....	1
I.2.2 Cas d'un cristal.....	2
I.2.3 Structure de l'état solide.....	3
I.2.4 Système cristalline et réseau cristalline.....	3
I.2.5 Cristal cubique.....	4
I.3 LES SEMI-CONDUCTEURS.....	4
I.3.1 Les semi-conducteurs intrinsèques.....	4
I.3.1.1 Liaison de covalence : Semi-conducteur non excité.....	5
I.3.1.2 Ionisation thermique : Génération des paires électrons-trou.....	5
I.3.1.3 Hauteur de la bande interdite et génération des paires électrons-trou.....	5
I.3.1.4 Recombinaison.....	6
I.3.1.5 Concentration n_i des porteurs dans un S.C intrinsèque.....	6
Conclusion.....	7
I.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques.....	7
I.3.2.1 Les semi-conducteurs dopés N.....	7
I.3.2.2 Les semi-conducteurs dopés P.....	9
I.3.2.3 Cas général.....	10
I.3.4) Conduction des semi-conducteurs.....	10
I.3.4.1) Mobilité des porteurs de charge (électrons et trous).....	10
I.3.4.2) Densité de courant de conduction.....	11
I.3.5) Densité de courant de diffusion des semi-conducteurs.....	13
I.3.5.1) Diffusion des électrons.....	14
I.3.5.2) Diffusion des trous.....	15
I.4 LA JONCTION PN.....	15
I.4.1) Définition.....	15
I.4.2) Jonction PN non polarisée, à l'équilibre.....	15
I.4.3) Jonction PN polarisée en direct.....	19

I.4.4) Jonction P-N polarisée en inverse	20
I.4.5) Caractéristique courant-tension $I(v)$	21
I.4.5.1) Caractéristique idéal	21
I.4.5.2) Caractéristique réel	22
I.4.6) Écarts en polarisation directe	23
I.4.7) Écarts en polarisation inverse (Claquage)	23
I.4.8) Influence de la température	24
I.4.9) Effets capacitifs	24
I.4.9.1) Capacité de jonction	25
I.4.9.2) Capacité de diffusion	25
I.4.10) Limites d'utilisation des diodes.....	25

CHAPITRE II : L'EFFET PHOTOELECTRIQUE

II Les photons et l'effet photoélectrique.....	26
II.1 L'intensité d'une onde électromagnétique	26
II.2 L'intensité classique de la lumière monochromatique.....	26
II.3 L'effet photoélectrique.....	27
II.3 .1Description électromagnétique du phénomène	27
II.4 Application de la collision d'un photon.....	27
II.4.1 CELLULE PHOTOELECTRIQUE	28
II.4.2 CELLULE PHOTOVOLTAÏQUE	28
II.5 Caractéristique de l'effet photoélectrique	28
II.5.1) LONGUEUR D'ONDE TRES COURTE.....	29
II.5.2) LONGUEUR D'ONDE TROP LONGUE.....	29
II.5.3) LONGUEUR D'ONDE INFERIEURE AU SEUIL	29
II.6 La quantification de la lumière.....	30
II.7 Le quanta d'énergie du photon.....	30
II.8 La quantification de l'énergie de la lumière monochromatique.....	31
II.9 La quantification d'énergie d'une source de lumière quelconque.....	31
II.10 Explication quantique de l'effet photoélectrique	31
II.11 Le travail d'extraction.....	32
II.12 Montage pour étudier l'effet photoélectrique	32

CHAPITRE –III-:LES PHOTODETECTEURS	34
III THEORIE DES PHOTODETECTEURS	34
III.1 Introduction.....	34
III.2 Définition	34
III.3La photo-détection.....	34
III.4Principe de la photo-détection.....	34
III.5 Caractéristiques d'un photo-détecteur.....	36
III.6 Les photodiode.....	37
III.6.1 SYMBOLE DE LA PHOTODIODE.....	37
III.6.2 CARACTÉRISTIQUES D'UNE PHOTODIODE.....	38
III.6.2.1 CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES	38
III.6.2.1.1) La surface active A	38
III.6.2.1.2) Le schéma électrique équivalent	38
III.6.2.1.3) Courant d'obscurité.....	39
III.6.2.1.4) Capacité de jonction C_j	40
III.6.2.1.5) Temps de réponse (montée/chute) et la fréquence de réponse.....	41
III.6.2.2 CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES	42
III.6.2.2.1) Sensibilité R_i	42
III.6.2.2.2) Efficacité quantique ou Rendement quantique Q.E (η).....	44
III.6.2.3) Linéarité	46
III.6.2.2.5) La gamme spectrale d'utilisation	46
III.6.2.2.6) Effets de la température	46
III.6.2.2.6.a) Résistance de shunte R_{sh} et le courant d'obscurité	47
III.6.2.2.6.b) Tension de claquage	47
III.6.2.2.7) Photodiodes avec Gain	47
III.6.2.2.8) Conditionnement d'une photodiode	48
III.6-3 Les différents types des photodiodes	48
III.6-3.1 La photodiode à jonction PN.....	48
III.6-3.1-1) Définition	49
III.6-3.1-2) Principe de Fonctionnement	50
III.6-3.1-3) Caractéristiques d'une jonction éclairée	52
III.6-3.1-4Courant du court-circuit et voltage de circuit ouvert.....	53

III.6-3.1-5) Le Photo_ courant I_p	57
III.6-3.1-6) Le photo-courant externe.....	59
III.6-3.1 -7) Le photo-voltage V_p	59
III.6-3.1-8) Les différents modes de fonctionnement d`une photodiode PN.....	60
III.6-3.1 -8.1) Le mode Photoconducteur	63
III.6-3.1-8.1.a) Caractéristiques du mode Photoconducteur.....	63
III.6-3.1-8.1.b) Les avantages de la mode photoconductrice.....	63
III.6-3.1 -8.2) Le mode photovoltaïque.....	64
III.6-3.1-8.2.a) Caractéristiques du mode photovoltaïque.....	64
III.6-3.1-8.2.b) Les avantages du mode photovoltaïque	64
III.6-3.1-9) la bague de garde	65
III.6-3.1.10) Les caractéristiques d`une photodiode PN.....	65
III.6-3.1.10.1) Coefficients de l'absorption	65
III.6-3.1.10.2) La Sensibilité	66
III.6-3.1.10.3) Rendement quantique η	66
III.6-3.1.10.4) La Capacité de jonction C_j	66
III.6-3.1.10.5) Vitesse du mouvement et mobilité du porteur	67
III.6-3.1.10.7) Le temps de réponse	67
III.6-3.1.10.8) Temps du mouvement du porteur	67
III.6-3.1.11) Les inconvénients d`une Photodiode PN	68
Conclusion	68
III.6-3.2 La Photodiode à jonction PIN (Positive-Intrinsèque-Négative).....	68
III.6.3.2.1) Définition	69
III.6.3.2.2) Principe du fonctionnement	71
III.6.3.2.2.1) La photodiode PIN à éclairage vertical	71
III.6.3.2.2.2) La photodiode PIN à éclairage latéral	72
III.6.3.2.3) Photodiode PIN à Hétérojonction	72
III.6.3.2.4) LE photo-courant I_p	72
III.6.3.2.4.1) La densité du courant de génération J_g	73
III.6.3.2.4.2) La densité du courant de diffusion J_{diff}	73
III.6.3.2.5) Le mode de fonctionnement d`une photodiode PIN	74
III.6.3.2.6) La caractéristique $i = f(U)$	74

III.6.3.2.7) Schéma équivalent	74
III.6.3.2.8) Les caractéristiques de la photodiode PIN	75
III.6.3.2.8.1 La Sensibilité.....	75
III.6.3.2.8 .2) Rendement quantique η	75
III.6.3.2.8.3) La Capacité de jonction C_j	75
III.6.3.2.8.4 Vitesse du mouvement et mobilité du porteur	75
III.6.3.2.8.5) Le temps de réponse	76
III.6.3.2.8.6) Temps du mouvement du porteur	76
III.6.3.2.8 .7) Temps de diffusion	76
III.6.3.2.8.8) Temps de réponse du photo-courant (photoconducteur mode)	76
III.6.3.2.8.9) La photodiode ultra rapide	76
III.6.3.2.8.10 Limitation du temps de diffusion	77
III.6.3.2.8.11) Réponse d`une Photodiode à des pulsations de l'entrée optiques rectangulaires pour plusieurs paramètres du détecteur	79
III.6.3.2.8 .12) Circuits équivalents des petits signaux	79
III.6.3.2.8.12.a) La réponse en fréquence du circuit équivalent	79
III.6.3.2.8.12.b) Spectre de la fréquence	79
III.6.3.2.8.13) Les avantages	79
III.6.3.2.8.14) Les inconvénients.....	80
Conclusion	80
III.6-3.3 Photodiode a Avalanche (APD).....	82
III.6-3.3 -1L`effet Avalanche	82
III.6-3.3-2) Définition d`une APD	82
III.6-3.3.3) Principe de fonctionnement	83
III.6-3.3.4) Mode de fonctionnement.....	83
III.6-3.3.4-1) APD en mode linéaire	83
III.6-3.3.4-2) APD en mode Geiger.....	84
III.6-3.3.4-3) Comparaison entre les deux modes	84
III.6-3.3.5) Applications	84
III.6-3.3.6 L`énergie d`ionisation par impact	86
III.6-3.3.7) Coefficients d`ionisation par impact α_i	86
III.6-3.3.8) Le courant dans une APD.....	86

III.6-3.3 .9) Caractéristiques d`une photodiode a Avalanche.....	86
III.6-3.3.9-1) Le Gain M.....	86
III.6-3.3.9-2) La Sensibilité	87
III.6-3.3.9-3) Le rendement quantique	87
III.6-3.3.9-4) Temps de réponse	87
III.6-3.3.9-5) Réponse en fréquence.....	90
III.6-3.3.9-6) Le photo-courant	90
III.6-3.3.10) Les avantages d`une APD	90
III.6-3.3.11) Les inconvénients d`une APD.....	90
Conclusion.....	90
COMPARAION DES TROIS PHOTODIODES ÉTUDIÉES	91
CONCLUSIONS GENERALE.....	92

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans les premières années du vingtième siècle les propriétés complexes des semi-conducteurs ont été essentiellement découvertes. Beaucoup de ces propriétés ont été exploitées dans d'ingénieux dispositifs en micro-électronique. Au fil des années, les dispositifs ont été rendus manufacturables par les ingénieurs et les techniciens. Les semi-conducteurs se trouvaient encore au cœur de cette révolution, parmi eux le silicium qui est resté le champion, pour parer à beaucoup de ces concurrents par son abondance, et par son aptitude à la fabrication.

Les dispositifs à semi-conducteurs sont aujourd'hui monnaie courante dans chaque foyer. Dans la fin des années 40 l'invention du transistor a été le début d'un développement rapide vers toujours le plus rapide et le plus petit composant électronique. Des systèmes complexes sont construits avec ces composants. Plusieurs autres spécialités dans le domaine de l'électronique ont vu le jour par l'étude de ces dispositifs à semi-conducteurs comme la création des composants purement électroniques basés sur les différents transistors, la microélectronique, le domaine de l'énergétique, la communication optique, l'hyperfréquence, et l'optoélectronique.

Parallèlement l'évolution des technologies des semi-conducteurs a changé notre façon de travailler, de communiquer, de divertir et de réfléchir.

L'un des grands domaines d'utilisation des semi-conducteurs est l'optoélectronique, qui se caractérise par l'interaction complexe des électrons et des photons.

On peut diviser les dispositifs optoélectroniques en deux grandes familles, les émetteurs et les récepteurs. L'un des premiers émetteurs de lumière est la diode

LED qui offre la particularité d'émettre un signal lumineux lorsqu'une tension est appliquée à ses bornes. On l'emploie sur la plupart des appareils dotés d'un affichage numérique. L'autre dispositif les plus courants utilisés est le photo-détecteur qui converti la lumière en courant électrique. De nombreux dispositifs ont vu le jour selon le type d'utilisation. Les avancées perçues dans ce domaine ont permis la miniaturisation de ce composant, l'amélioration de ces performances et le pouvoir d'atteindre une multitude de longueurs d'ondes. L'idée est venue de voire comment modifier ce dispositif afin de pouvoir l'utiliser dans les domaines de l'ultra-violet et le visible. Ce fut la naissance des photodiodes à base des semi-conducteurs, particulièrement compacts, ces détecteurs à semi-conducteurs utilisent les jonctions électroniques entre des semi-conducteurs de conductivité différente, l'absorption d'un photon génère des paires électron-trous qui sont ensuite séparés par le champ électrique appliqué. Selon l'utilisation souhaitée, les photo-détecteurs sont conçus dans différentes gamme de longueurs d'onde. Pour obtenir des sensibilités élevées, un grand nombre de semi-conducteurs sont montés dans un espace réduit, leur densité pouvant atteindre un million par centimètre carré.

Une photodiode est une jonction de semi-conducteurs, comme une diode classique. Elle possède une zone active, pour la structure la plus simple deux zones caractéristiques : une couche de type N, et une couche de type P étant exposé au flux lumineux recevant le maximum de photon.

Depuis la création du premier photo-détecteur, les photodiodes à semi-conducteurs ont beaucoup progressé, en améliorant leurs performances comme la sensibilité, le rendement grâce à l'évolution des structures et des technologies.

Initialement, c'était dans une simple jonction P-N puis des révolutions technologiques comme les méthodes de croissance d'épithaxie par jet moléculaire

(MBE), et le dépôt chimique par évaporation (CVD)... ont permis l'invention de la structure P-Intrinsèque-N et des hétéros structures ainsi que les APD (Photodiode à avalanche). L'une des principales et importantes avancées pour l'amélioration des structures et l'élimination des défauts qui posaient problème.

Donc une étude comparative des trois photodiodes (PN, PIN et APD) nous permettra de bien choisir le bon photo-détecteur!

Ce travail est présenté suivant 3 chapitres.

- Dans le premier chapitre nous présentons les notions générales sur les semi-conducteurs et le principe de leur fonctionnement ainsi qu'une étude approfondie de la jonction (PN) à semi-conducteur.
- Dans le deuxième chapitre nous présentons le principe de l'effet photoélectrique (De sa découverte accidentelle à son développement) et nous introduisons les notions, utiles pour la compréhension des interactions lumière-matière.
- Dans le troisième chapitre nous présentons quelques généralités sur la photo-détection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposant aussi la théorie générale des photo-détecteurs, avec les équations qui définissent les paramètres déterminant les performances du photo-détecteur. Dans la seconde partie une étude générale sur les trois différentes photodiodes (PN, PIN et ADP) sera faite.

CHAPITRE I LES SEMI-CONDUCTEURS

I Introduction :

Dans ce chapitre on fera un rappel sur la structure de la matière des matériaux (la structure cristalline) et on fait une étude sur les semi-conducteurs et leurs principes de fonctionnement.

I.1 Conducteurs - Isolants - Semi-conducteurs :

Les matériaux ayant la plus faible résistivité à température ambiante, typiquement inférieure à $10^{-5}\Omega.cm$, sont les métaux (cuivre, or, argent, aluminium...). La conduction électrique s'effectue essentiellement par les électrons libres dont la concentration diffère peu

D'un métal à l'autre (de 10^{22} à $10^{23}\Omega.cm^{-3}$) quelle que soit sa pureté. Une augmentation de la température provoque une légère augmentation de la résistivité, pouvant s'expliquer par le fait que les électrons libres sont gênés dans leur déplacement par les vibrations (croissantes avec la température) des atomes du métal.

Les matériaux dont la résistivité est typiquement supérieure à $10^8\Omega.cm$ sont considérés comme isolants, c'est le cas pour le verre, le mica, la silice (SiO_2), le carbone (diamant). Cette fois l'augmentation de la température peut provoquer la libération d'électrons (ainsi que de trous) qui peuvent participer à la conduction électrique, ce qui provoque une baisse de la résistivité avec la température.

Entre les métaux et les isolants se trouvent les semi-conducteurs (S.C) dont la résistivité varie de 10^{-3} à $10^4\Omega.cm^{-3}$ (ou plus). La conduction électrique se fait par les électrons et les trous, ou de façon préférentielle par l'un ou l'autre type de porteurs. Un semi-conducteur peut être soit pur auquel cas il est dit intrinsèque, soit dopé par des impuretés (qui permettent de contrôler sa résistivité) auquel cas il est dit extrinsèque. Si on prend, par exemple, du Silicium assez pur et qu'on lui ajoute un atome de Bore ou de Phosphore pour 10^5 atomes de Silicium, sa résistivité passe de 10^3 à environ $10^{-2}\Omega.cm$.

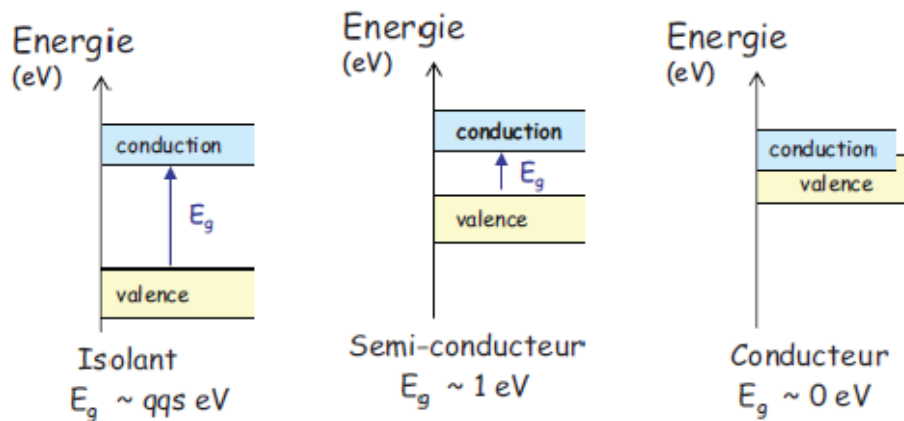


Figure I-1 : L'énergie de gap pour différents matériaux.

I.2 Rappel sur la structure de la matière:

I.2.1) Cas de l'atome

L'atome est constitué d'un noyau autour duquel gravitent des électrons de charge électrique $-q$ soit $-1,6.10^{-19}$ Coulomb. Le noyau contient deux types de particules : les neutrons qui ne sont pas chargés et les protons qui portent une charge électrique $+q$. L'atome étant électriquement neutre, le nombre de protons est égal au nombre d'électrons. On distingue :

- Les électrons internes qui occupent les couches internes et qui sont très fortement liés au noyau
- Les électrons périphériques (ou de valence) qui occupent la couche la plus externe et qui sont peu liés au noyau.

Les électrons d'un atome gravitent autour du noyau sont assujettis à occuper des niveaux discrets E_1, E_2, \dots En qui définissent chacun une couche électronique. Plus le niveau est élevé, plus la couche qui lui correspond est éloignée du noyau. Si l'on choisit comme origine des énergies ($E = 0$ eV, 1eV représentant $-1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule) celle d'un électron soustrait à l'influence du noyau (c'est-à-dire porté à une distance infinie), toutes les valeurs de E_n sont négatives. Cela se traduit par le fait qu'il faut produire un travail pour éloigner un électron.

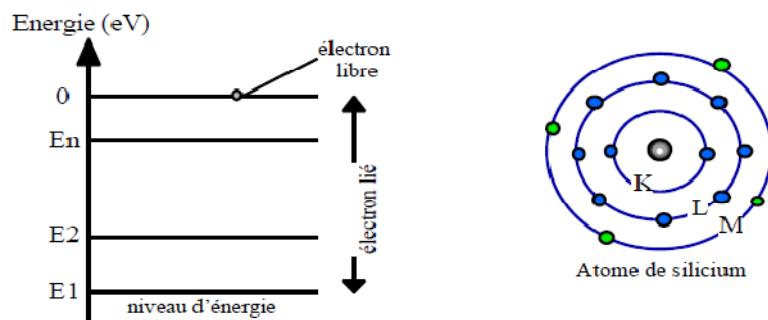


Figure I-2 : Bande d'énergie dans un atome de silicium.

A titre d'exemple, l'atome de silicium possède 14 électrons qui sont répartis sur trois couches : K avec 2 électrons, L avec 8 électrons et M qui possède 4 électrons. Contrairement aux deux premières, la couche M est incomplète, en effet elle peut accueillir 4 électrons supplémentaires. De façon générale, tous les atomes tendent à avoir huit électrons sur leur couche externe.

I.2.2) Cas d'un cristal :

Un cristal est constitué d'un ensemble d'atomes dont les noyaux sont répartis dans l'espace de façon régulière. La cohésion des atomes est assurée par la mise en commun des électrons de valence pour former des liaisons dites de covalence.

Les états énergétiques possibles des électrons du cristal sont représentés par un diagramme analogue à celui de l'atome. Mais du fait de l'interaction des atomes, les niveaux d'énergie se transforment en bandes d'énergie séparées par des bandes interdites (où il n'y a pas d'états permis).

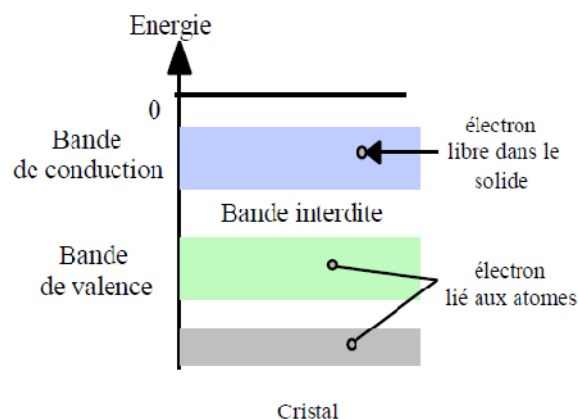


Figure I-3 : Bande d'énergie.

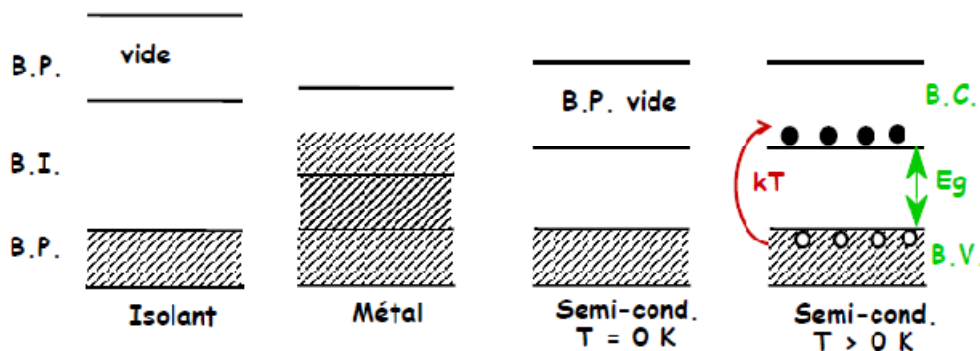
Comme dans le cas de l'atome, le nombre d'électrons susceptibles d'occuper une bande d'énergie est limité et **les électrons du solide comblent en priorité les états d'énergie les plus faibles.**

Un électron dont l'énergie est située dans une bande en dessous de la bande de valence est lié à un atome donné du solide. Dans la **bande de valence**, l'électron est commun à plusieurs atomes.

La bande située au-dessus de la bande interdite s'appelle la **bande de conduction**.

L'électron dont l'énergie est comprise dans cette bande circule librement dans le solide. C'est un porteur de charge qui participe à l'écoulement du courant dans le solide lorsque ce dernier est soumis à une différence de potentiel.

Chaque type de matériau présente une hauteur de **bande interdite** qui lui est propre, cette différence d'énergie, qui joue un rôle fondamental, permet de distinguer les matériaux isolants, semi-conducteurs et conducteurs (Figure I-4).



-Figure I-4 : Hauteur de la bande interdite des différents matériaux.

Définition :

- Bande de valence (B.V.) : dernière bande permise (B.P.) (presque) entièrement pleine
- Bande de conduction (B.C.) : première B.P. (presque) entièrement vide
- « Gap » : bande interdite (B.I.) séparant la bande de valence et la bande de conduction.

I.2.3) Structure de l'état solide :

Les matériaux solides se classent en deux grandes catégories qui sont :

- Les matériaux cristallins où les atomes sont rangés régulièrement aux nœuds d'un réseau périodique ; la maille (ou motif) élémentaire se répète régulièrement.
- Les matériaux amorphes où l'ordre n'est que local et non répété à longue distance.
- On distingue essentiellement quatre familles de solides cristallins :
- Les cristaux ioniques, par exemple le Na^+Cl^- où les ions sont liés par attraction coulombienne. Aucun électron n'est libre ce qui rend ces cristaux isolants et très dur (la liaison est très solide).
- Les cristaux covalents (colonne IV : C, Si, Ge, Sn). Les quatre électrons périphériques sont mis en commun avec quatre voisins et établissent des liaisons de valence. Ces liaisons sont moins fortes que les liaisons ioniques et les propriétés des cristaux vont dépendre de la force de ces liaisons (C diamant est isolant, Sn est conducteur).
- Les métaux (Li, Na, K, Cu, Ag, Au) conducteurs électriques qui ont un électron libre par atome. Leur température de fusion est moins élevée que celle des cristaux covalents.
- -Les cristaux moléculaires.

I.2.4) Système cristallin et réseau cristallin:

Un cristal peut être représenté à partir d'une cellule de base qui est répétée périodiquement, formant ainsi le réseau cristallin. Selon la nature des opérations de symétrie qui laissent la structure cristalline invariante, on est amené à définir sept systèmes cristallins, parmi lesquels le système cubique.

I.2.5) Cristal cubique :

La plupart des semi-conducteurs cristallisent selon un système cubique. Le système cubique comprend trois réseaux différents possibles, selon la disposition des atomes.

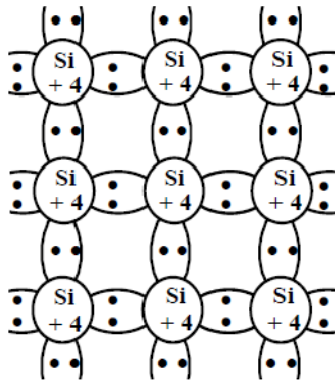
- Cubique simple : les atomes sont aux sommets du cube.
- Cubique centré : identique au cubique simple mais avec un atome au centre du cube.
- Cubique face centrée : identique au cubique simple mais avec un atome au centre de chaque face.

I.3 Les Semi-conducteurs:

On distingue deux sortes de semi conducteurs ; Intrinsèques et Extrinsèques.

I.3.1) Semi-conducteur intrinsèque :

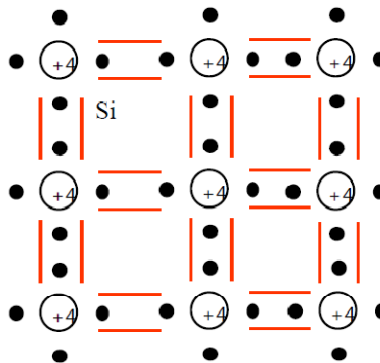
Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsque le cristal n'est pas pollué (volontairement ou non) par des impuretés pouvant changer la concentration en porteurs libres (Figure I-4). Pour une température différente de 0 K, des électrons peuvent devenir libres c'est à dire passer de la bande de valence à la bande de conduction, où leur concentration est notée n . Ces électrons laissent des trous dans la BV (avec une concentration notée p) eux-aussi libres de se déplacer avec, de plus, une égalité entre les concentrations n et p . Pour ce cas particulier, on définit une concentration intrinsèque n_i (égale aux concentrations n et p).



-Figure I-4 : Silicium pur

I.3.1.1) Liaison de covalence : semi-conducteur non excité

Considérons un cristal de silicium non excité au zéro absolu (0°K) 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 figure I.5(a). C'est la mise en commun des électrons périphériques, appelée liaison de covalence, qui 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 S.C. est alors un isolant, en effet la bande de valence est saturée, toutes les places sont occupées alors que la bande de conduction qui offre des places libres est vide.

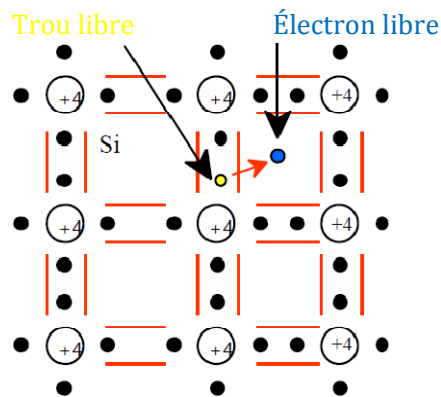


-Figure I-5(a) : Situation à $T=0^\circ\text{K}$, le silicium est isolant.

I.3.1.2) Ionisation thermique : génération de paires électron-trou

Lorsque la température n'est pas nulle, l'agitation thermique désordonne la configuration précédente : les électrons possèdent une énergie supplémentaire positive qui provoque la rupture de quelques liaisons de covalences, figure I-5(b). Un des électrons participant à cette liaison acquiert ainsi de l'énergie nécessaire pour quitter l'atome auquel il était lié. Il devient un porteur de charge libre, capable de se déplacer dans le cristal, et autorisant ainsi la circulation d'un courant électrique sous une différence de potentiel.

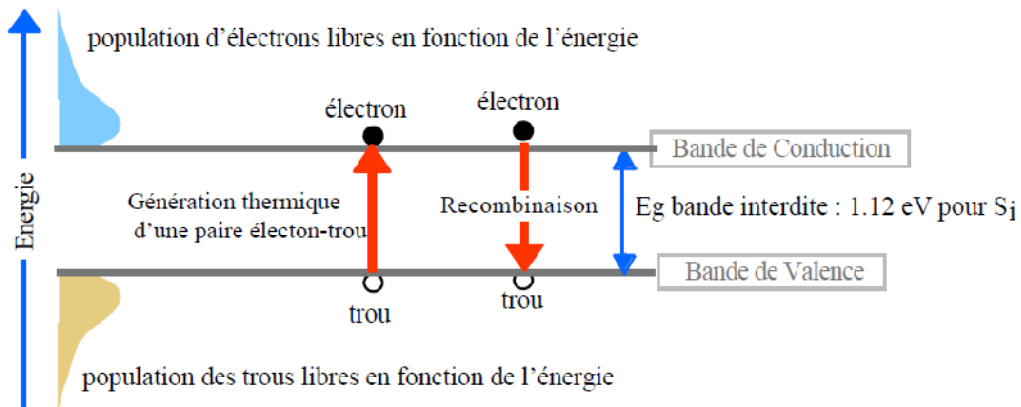
Le cristal devient alors un mauvais isolant d'où son appellation de semi-conducteur.



-Figure I-5(b) : Situation à $T \gg 0K$, le silicium est un mauvais conducteur.

L'atome de silicium qui a perdu un électron n'est plus électriquement neutre : il est devenu un ion positif. Ce phénomène n'intéresse qu'un nombre très faible d'atomes de silicium (3 sur 10^{13} à la température de 300 °K). La liaison de covalence non satisfaite est appelée trou !

I.3.1.3) Hauteur de bande interdite et génération de paires électrons-trous :



-Figure I-6 : Phénomènes de génération thermique et de recombinaison de paires électrons-trous conduisant à un équilibre à température constante.

Le paramètre essentiel qui caractérise le S.C. est la quantité d'énergie minimale nécessaire pour briser une liaison de covalence, ce qui revient dans le modèle des bandes d'énergie à faire grimper un électron de l'un des niveaux de la bande de valence sur l'un des niveaux de la bande de conduction (figure I-6).

L'énergie minimale requise pour générer une paire électron-trou correspond à la hauteur de bande interdite E_g dont la valeur est indiquée dans le tableau suivant pour divers matériaux :

Semi-conducteur	E_g (eV) à 300°K	E_g (eV) à 0°K
C (Diamant)	5,47	5,51
Ge	0,66	0,75
Si	1,12	1,16

-Tableau I-I: Hauteur de la bande interdite de quelques matériaux à T=0°K et à T=300°K.

A une température différente du zéro absolu, un certain nombre d'électrons de valence acquiert assez d'énergie thermique pour rompre leurs liaisons et devenir des électrons libres. Ce gain d'énergie, qui doit être au moins égal à E_g , fait accéder les électrons à des places libres de la bande de conduction. Corrélativement, ils laissent derrière eux des places disponibles vides (trous) dans la bande de valence.

La hauteur de bande interdite du diamant ($E_g = 5.47$ eV) en fait un parfait isolant. En effet même aux températures élevées, il est impossible de faire passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. L'oxyde de silicium SiO₂ important pour la fabrication des circuits intégrés, avec $E_g = 9$ eV est lui aussi un isolant.

Les conducteurs métalliques ont une structure cristalline et à ce titre on leur associe un schéma de bandes. Celui-ci présente cependant une configuration particulière telle qu'à toutes les températures il existe des électrons libres disponibles (environ 10^{23} cm^{-3}). En effet, soit la bande de conduction dispose toujours de places libres, soit il existe un chevauchement entre bandes de valence et de conduction qui supprime la bande interdite.

I.3.1.4) Recombinaison :

L'ionisation thermique conduirait, à terme à l'ionisation de tous les atomes de silicium (soit $5.10^{22} \text{ cm}^{-3}$) Si elle n'était compensée par un autre phénomène : les recombinaisons.

En effet, un électron libre, arrivant, lors de son déplacement dans le cristal, à proximité d'un ion positif peut être "capturé" par ce dernier afin de satisfaire sa liaison de covalence (trou libre). La liaison de covalence est alors rétablie. Dans le modèle des bandes (figure I-6) un électron de la bande de conduction libère sa place et vient occuper une place libre dans la bande de valence, neutralisant alors un trou.

Lorsque l'électron descend de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi-conducteur restitue l'énergie sous forme de chaleur ou émet de la lumière (photon). Ce dernier effet est utilisé dans les diodes électroluminescentes (L.E.D.) ou les lasers semi-conducteurs. Le photon émis a une énergie égale à E_g selon: $\lambda E_g = h \cdot c$ (où λ représente la longueur d'onde, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière) soit :

$$\lambda(\text{mm}). E_g(\text{eV}) = 1.24. \quad (\text{I.1})$$

En sens inverse, un photon qui possède une énergie supérieure ou égale à E_g a le pouvoir de générer une paire électron-trou.

I.3.1.5) Concentration n_i des porteurs dans le silicium intrinsèque :

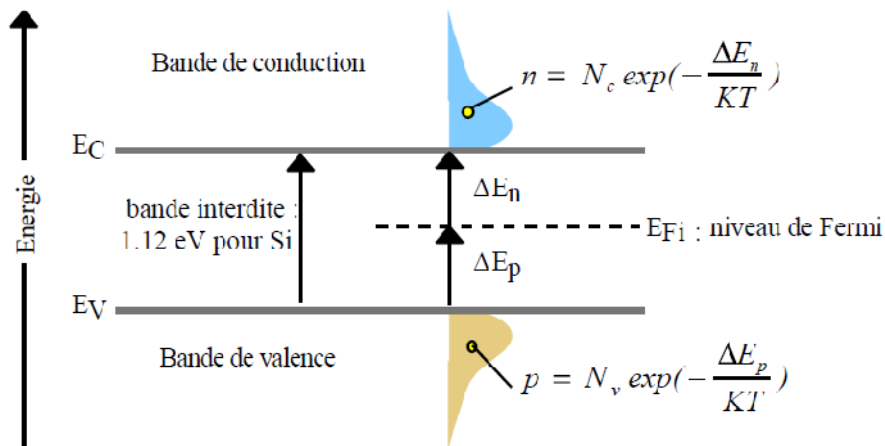
A température constante, un équilibre s'établit (figure I-7) entre les phénomènes d'ionisation thermique et de recombinaison ; les électrons libres et les ions de silicium apparaissant en quantités égales. La concentration en électrons libres n et en trous libres p sont égales à n_i la concentration intrinsèque.

La mécanique statistique montre que la population des porteurs libres (n électrons en cm^{-3} dans la bande de conduction et p trous en cm^{-3} dans la bande de valence s'exprime selon les lois :

$$n = N_c e^{-\frac{\Delta E_n}{KT}} \text{ et } p = N_v e^{-\frac{\Delta E_p}{KT}} \quad (I.2)$$

Où ; - N_c et N_v sont respectivement la densité effective d'états des électrons dans la bande de conduction ($2,82 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ à $300^\circ K$ pour Si) et la densité effective d'états des trous dans la bande de valence ($1,83 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ à $300^\circ K$ pour Si). Ces deux coefficients évoluent avec la température selon une loi en $T^{3/2}$.

- ΔE_n et ΔE_p représentent deux différences d'énergies liées à un niveau dit de Fermi qui indique les écarts de population entre les électrons et les trous.



-Figure I-7 : Populations des porteurs du S.C. intrinsèque et niveau de Fermi.

Pour le silicium pur à $300 K$, où $n = p = n_i$, on montre que le niveau indicateur de Fermi E_{Fi} est situé au milieu de la bande interdite (en effet : $\Delta E_n - \Delta E_p = 11.2$ (meV) est négligeable devant la hauteur de bande interdite $\Delta E_n + \Delta E_p = 1,12$ (eV))

La concentration intrinsèque n_i en électrons libres et en trous libres par cm^3 dépend de la hauteur de bande interdite E_g et de la température T (voir graphe en annexe) selon la loi :

$$n = p = n_i = A T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2KT}} \quad (I.3)$$

A : Constante du matériau ; E_g : Hauteur de la bande interdite (eV) ; K : Constante de BOLTZMAN ($K = 8,6 \cdot 10^{-5} eVK^{-1}$). Et T : Température absolue en $^\circ K$.

Conclusion :

Les semi-conducteurs intrinsèques ont des applications pratiques limitées : photorésistance, thermistance. Cependant, il est possible en introduisant certaines impuretés en quantité contrôlée, de privilégier un type de conduction : par électrons libres ou trous libres (Semi-conducteurs extrinsèques (dopés)).

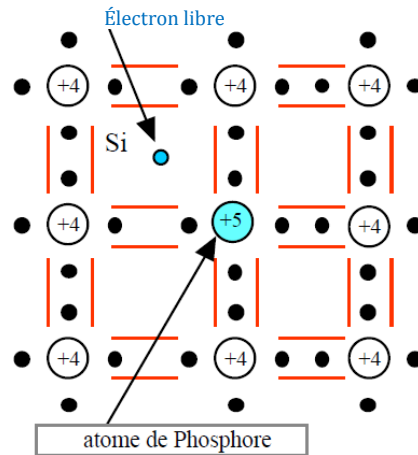
I.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques :

I.3.2.1 Les semi-conducteurs dopés N :

On obtient un S.C. de type N en injectant dans le cristal de silicium des atomes qui possèdent 5 électrons sur leur couche périphérique (phosphore ou arsenic de la 5^{ème} colonne de la classification périodique).

Quatre de ces cinq électrons sont mis en commun avec les atomes de silicium voisins pour réaliser des liaisons de covalences (figure I-8(a)). Le 5^{ème} électron, inutilisé, est très faiblement lié à l'atome pentavalent. Une très faible énergie suffit pour le libérer et il se retrouve "libre" dans la bande de

conduction. L'atome de phosphore qui a fourni un électron libre est appelé atome donneur. Il a perdu sa neutralité pour devenir un ion positif fixe.



-Figure I-8(a): Libération d'un électron par l'atome du Phosphore.

À la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés. Si N_D est la concentration des atomes donneurs, ceux-ci vont libérer $n = N_D$ électrons libres. Les concentrations en électrons libres (n) et en trous libres (p) sont liées par la loi d'action de masse:

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (1.4)$$

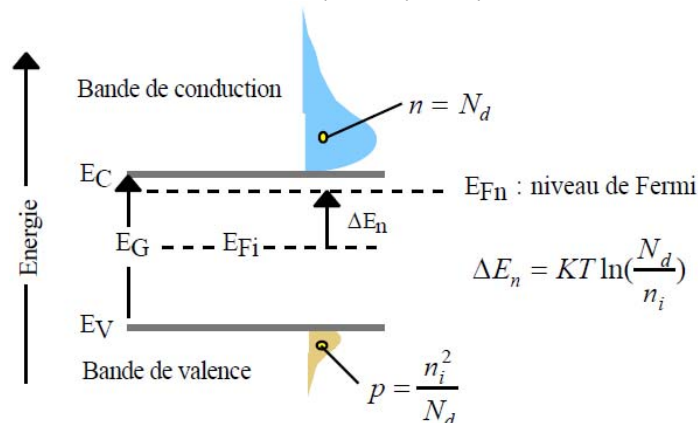
Les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous les porteurs minoritaires.

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure I-8(b)), la population des électrons libres de la B.C. est beaucoup plus importante que celle des trous libres dans la B.V.

Le niveau indicateur de Fermi E_{Fn} se déplace donc du milieu de la bande interdite E_{Fi} vers la bande de conduction de telle manière que :

$$\Delta E_n = KT \cdot \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (1.5)$$

Avec : $\Delta E_n = E_{Fn} - E_{Fi}$ (1.6)

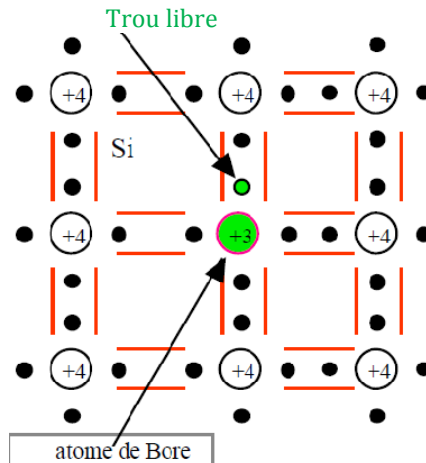


-Figure I-8(b): Schéma de bande

I.3.2.2) Les semi-conducteurs dopés P :

On obtient un S.C. dopé P en injectant dans le silicium des atomes de la 3^{ème} colonne (bore, indium) qui possèdent trois électrons périphériques.

Il manque ainsi un électron à l'atome trivalent pour réaliser les liaisons covalentes avec les quatre atomes de silicium qui l'entourent (figure I-9(a)). En fait, les électrons participant aux liaisons sont indiscernables les uns des autres. Tout ce passe alors comme si un des atomes de silicium voisin avait cédé un électron à l'atome trivalent de bore, créant ainsi un trou dans le cristal de silicium. L'atome de bore qui capte un électron est appelé atome accepteur, il a perdu sa neutralité pour devenir un ion négatif fixe.



-Figure I-9(a) : Libération d'un trou par l'atome du Bore.

À la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes accepteurs sont ionisés. Si N_a est la concentration par cm^3 des atomes accepteurs, ceux-ci vont libérer: $p = N_a$ trous libres.

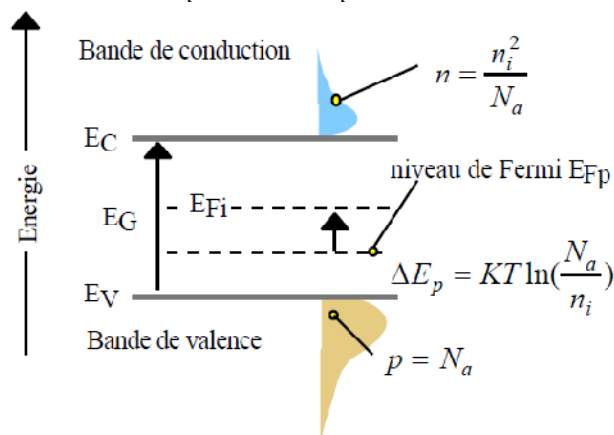
Les concentrations en électrons libres (n) et en trous libres (p) sont liées par la loi d'action de masse (équation (I.4))

Les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires.

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure I-9(b)), la population des électrons libres de la B.C. est beaucoup plus faible que celle des trous libres dans B.V. Le niveau indicateur de Fermi E_{Fp} se déplace du niveau intrinsèque E_{Fi} vers la bande de valence de telle manière que :

$$\Delta E_p = KT \cdot \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (I.7)$$

$$\text{Avec ; } \Delta E_p = E_{Fi} - E_{Fp} \quad (I.8)$$



-Figure I-9(b): Schéma de bandes.

I.3.2.3) Cas général :

Si un semi-conducteur a subi plusieurs dopages successifs par injection d'atomes accepteurs de bore et d'atomes donneurs de phosphore par exemple, la population en électrons libres (n) et en trous libres (p) est encore donnée par la loi d'action de masse.

Cependant on doit aussi tenir compte de la neutralité électrique du cristal à savoir : charges + (trous libres et ions +) = charges - (électrons libres et ions -), qui conduit à une deuxième relation

$$\boxed{q(p + N_D) = q(n + N_A)} \quad (I.9)$$

On en déduit les expressions des concentrations en porteurs :

$$\boxed{n = \frac{(N_d - N_a) + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}}{2}} \quad (I.10)$$

$$\boxed{p = \frac{-(N_d - N_a) + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}}{2}} \quad (I.11)$$

Conséquences :

- Si $N_a > N_d$ le matériau est de type P par compensation.
- Si $N_d > N_a$ le matériau est de type N par compensation.
- Si $N_a = N_d$ le matériau est de type intrinsèque par compensation.

La situation la plus courante est celle où l'une des concentrations domine très largement l'autre :

- Si $N_a \gg N_d$ le matériau est de type P affirmé.
- Si $N_d \gg N_a$ le matériau est de type N affirmé.

I.3.4) Conduction des semi-conducteurs :

I.3.4.1) Mobilité des porteurs de charge (électrons et trous) :

Considérons un semi-conducteur isolé. Les porteurs de charges mobiles s'y déplacent en tous sens et comme aucune direction n'est privilégiée, on n'observe aucune circulation de charges à l'échelle macroscopique.

Appliquons au S.C. une différence de potentiel V. Compte-tenu de la relation champ-potential :

$E = -\text{Grad}V$ Soit $E = -\frac{dV(x)}{dx}$ sur un axe (ox) de vecteur unitaire i, il apparaît dans le S.C. un champ électrique E qui favorise le déplacement des trous dans le sens du champ électrique et le déplacement des électrons mobiles dans le sens opposé.

A l'échelle macroscopique, les trous et les électrons prennent des vitesses d'ensemble :

$$\boxed{\begin{matrix} V_p = \mu_p E \\ V_n = \mu_n E \end{matrix}} \quad (I.12)$$

Avec ; μ_p (resp μ_n): Mobilité des trous (resp μ_n).

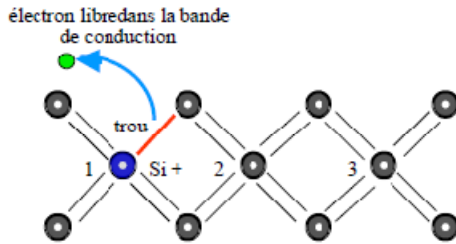
Ces mobilités dépendent de la température, du champ électrique et du dopage.

- La mobilité diminue lorsque la température augmente, en effet, l'agitation thermique accroît le nombre de "chocs" qui s'oppose au déplacement.

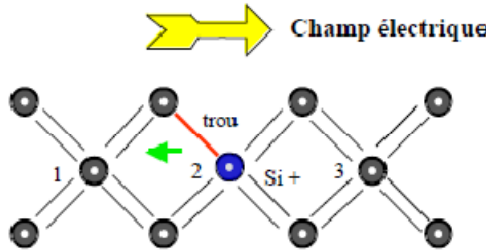
- A température ordinaire, μ_p , la mobilité des trous est inférieure à μ_n la mobilité des électrons.

Cela se conçoit dans la mesure où μ_n provient du déplacement direct des électrons de la bande de conduction alors que μ_p résulte des actions successives illustrées par la figure suivante.

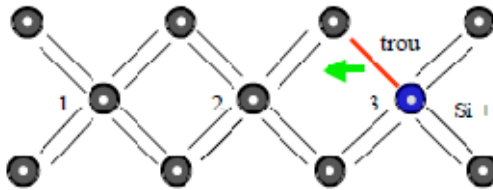
Situation1 : Ionisation thermique, c'est à dire, création d'une paire électron-trou au niveau de l'atome de silicium 1 qui devient un ion positif.



Situation 2 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 2 est venu combler le trou de l'atome 1.



Situation 3 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 3 est venu combler le trou de l'atome 2.



Le mouvement des trous correspond à un mouvement d'électrons dans la bande de valence.

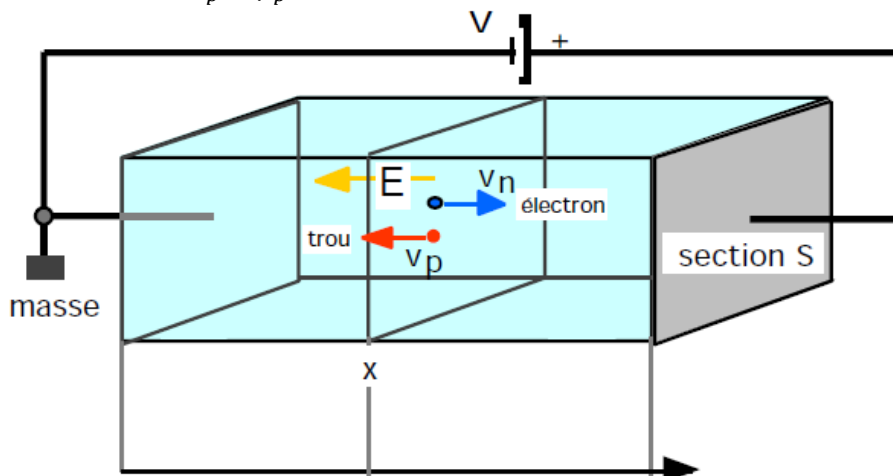
I.3.4.2) Densité de courant de conduction :

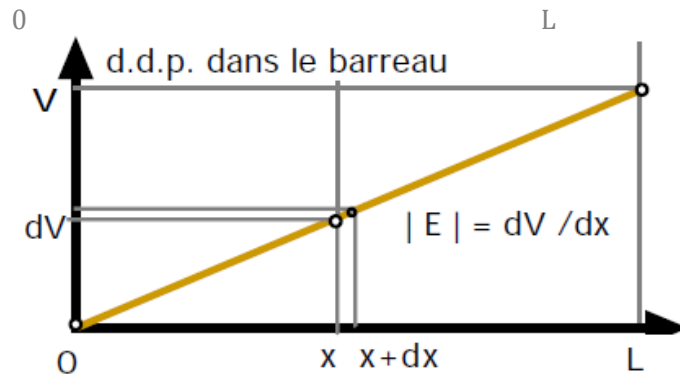
Considérons (figure I-10) un barreau de silicium homogène de section S et de longueur L à température constante où les porteurs libres sont constitués de p trous et n électrons par cm^3 .

La différence de potentiel V appliquée au barreau crée un champ électrique de norme constante qui provoque le déplacement des porteurs. Durant un temps dt , un observateur placé en x voit passer :

- N électrons animés de la vitesse $V_n = -\mu_n E$.

- P trous animés de la vitesse $V_p = \mu_p E$.





-Figure I-10 : Polarisation d'un barreau de silicium.

Durant le temps dt , ces porteurs vont parcourir une distance dx_n et dx_p .

La densité de courant totale J_{tot} est alors proportionnelle au champ électrique et à la conductivité $\sigma (\Omega^{-1} cm^{-1})$ du cristal :

$$J_{tot} = q \frac{N}{Sdt} + q \frac{P}{Sdt} \text{ Avec } dt = \frac{dx_n}{\mu_n E} + \frac{dx_p}{\mu_p E}$$

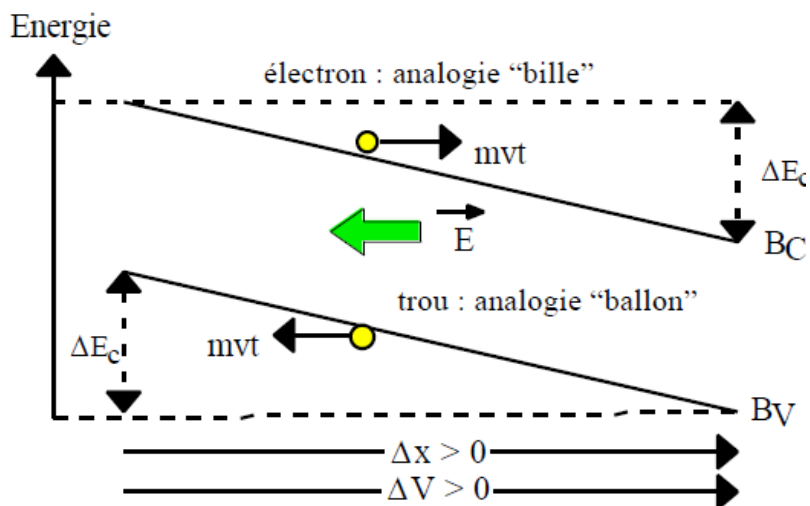
$$\boxed{J_{tot} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E} \quad (I.13)$$

Remarque : Inclinaison du schéma de bandes et mouvement des porteurs.

On montre que la présence d'un champ électrique dans le barreau, conséquence de la ddp appliquée, va entraîner une inclinaison du schéma de bandes du S.C. dans le sens des potentiels croissants (figure I.11). On dispose alors d'une analogie mécanique pour illustrer le sens du mouvement des porteurs :

-Les électrons de la bande de conduction se comportent comme des billes sur un plan incliné. En se déplaçant vers la droite leur énergie cinétique augmente alors que leur énergie potentielle diminue. La somme des énergies étant bien entendu constante.

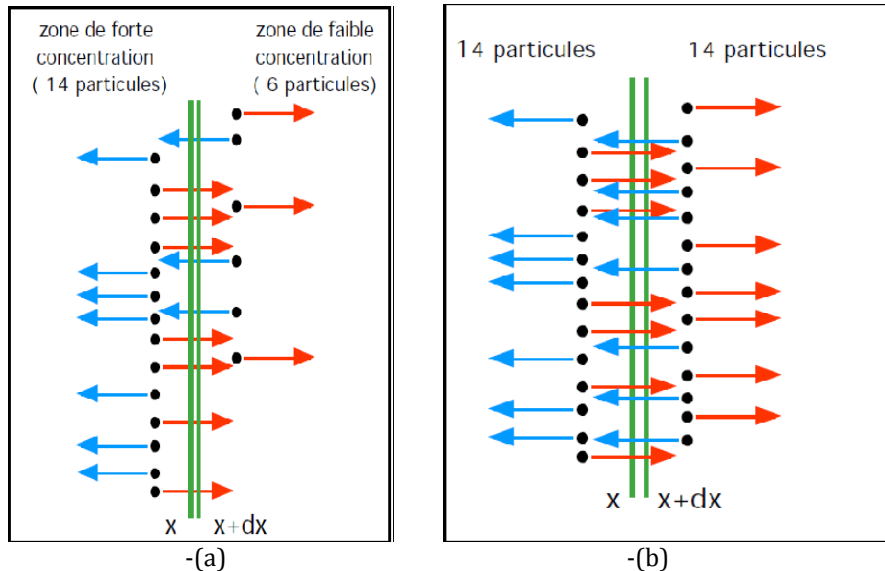
-Les trous de la bande de valence se comportent comme des ballons se déplaçant le long d'un plafond incliné. Vers la gauche ils voient leur énergie cinétique augmenter alors que leur énergie potentielle diminue.



-Figure I-11 : Inclinaison du schéma de bandes dans le sens des potentiels croissants.

I.3.5) Densité de courant de diffusion des semi-conducteurs :

Dans les semi-conducteurs non homogènes, les porteurs peuvent aussi se déplacer par diffusion.



-Figure I-12 :Déplacement des particules : (a)dans un S.C.non homogène.(b) :Dans un S.C. homogène.

Pour expliquer le processus de diffusion, imaginons (figure I-12(a)) un milieu présentant 14 particules en x et 6 particules en $x + dx$. Le nombre total de particules qui se déplacent vers la gauche est aussi grand que celui qui se déplace vers la droite. Comme il y a plus de particules sur la gauche que sur la droite, il se produit un flux net de la gauche vers la droite.

La surface d'épaisseur dx voit donc passer 7 particules de la gauche vers la droite et 3 de droite à gauche. On assiste donc au passage de 4 particules de x vers $x + dx$, proportionnelle à la différence de concentration c'est à dire du coefficient directeur $d(\text{concentrations})/dx$. Si la concentration de gauche et de droite sont égales (figure I-12(b)), cela ne veut pas dire qu'il n'y aura plus de particules en mouvement. Il y a en revanche autant de particules qui se déplacent vers la droite que vers la gauche, l'écoulement net a donc disparu : il y a équilibre dynamique.

I.3.5.1) Diffusion des électrons:

Considérons un barreau de S.C. de type P soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces. Cette source lumineuse va produire, par apport d'énergie, une génération locale de paires électrons-trous. En effet, au niveau de la surface éclairée, on crée une surpopulation d'électrons $n(x = 0)$ par rapport à l'équilibre où $n(L) = n_i^2/p$. Les électrons en surplus, vont diffuser de la gauche vers la droite du barreau comme les molécules d'un gaz qui, injectées dans un récipient, tendent à occuper tout le volume (autres analogies : diffusion d'un parfum dans une pièce, diffusion du thé dans de l'eau...). Ces électrons supplémentaires sont recombinés par la forte population des trous du S.C. P et leur population diminue en fonction de x selon :

$$n(x) = n(0)e^{-\frac{x}{L_n}} \quad (I.14)$$

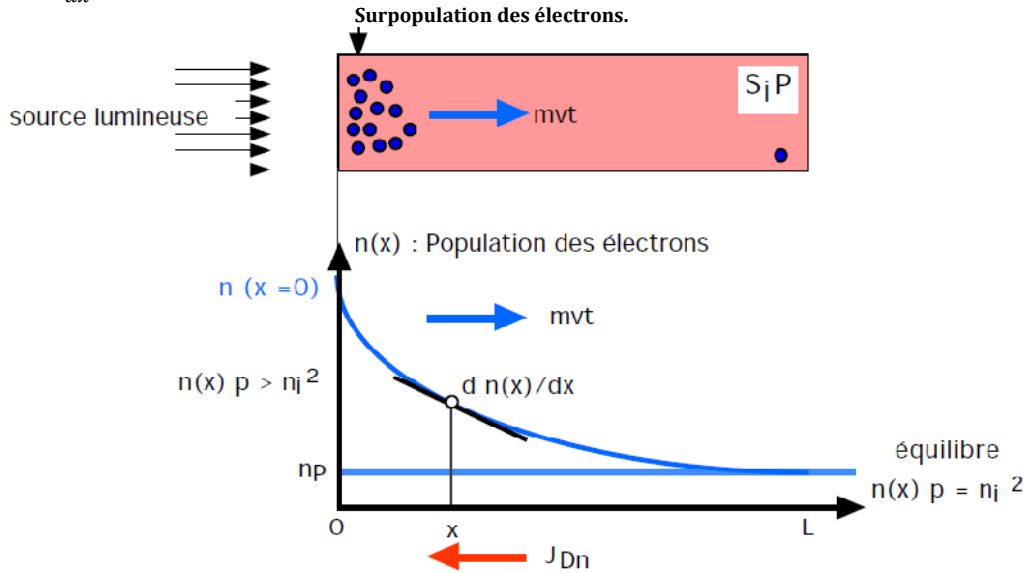
Avec L_n : Longueur de diffusion des électrons.

On définit en x une densité de courant de diffusion des électrons : $J_D n$ proportionnelle au gradient de concentration (D_n en cm^2s^{-1} est la constante de diffusion des électrons dans le silicium) :

$$J_{Dn} = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (I.15)$$

ou $D_n = \mu_n \frac{KT}{q}$

Remarque: $\frac{dn(x)}{dx}$ est négatif donc J_{Dn} est bien dirigé dans le sens des x négatif sur la figure I-13.



-Figure I-13: Diffusion des électrons dans un S.C dopé P.

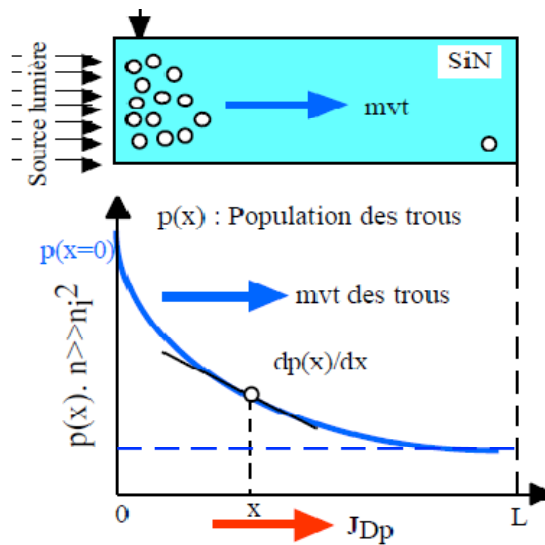
I.3.5.2) Diffusion des trous :

Considérons un barreau de S.C. de type N soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces (fig. 10). Comme précédemment on obtient un phénomène de diffusion des trous excédentaires avec $p(x) = p(0)e^{-x/L_p}$ avec L_p : longueur de diffusion des trous conduisant à définir une densité de courant de diffusion des trous J_{Dp} proportionnelle au gradient de concentration (D_p en $cm^2 \cdot s^{-1}$ est la constante de diffusion des trous dans le silicium) :

$$J_{Dp} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (I.16). \quad \text{ou } D_p = \mu_p \frac{KT}{q}$$

Remarque: $\frac{dp(x)}{dx}$ est négatif, sachant que J_{Dp} est dirigé dans le sens des x positif il faut affecter l'expression de J_{Dp} du signe (-) !

Surpopulation des trous.



-Figure I-14: Diffusion des trous dans un S.C dopé N.

I.4 La jonction PN :

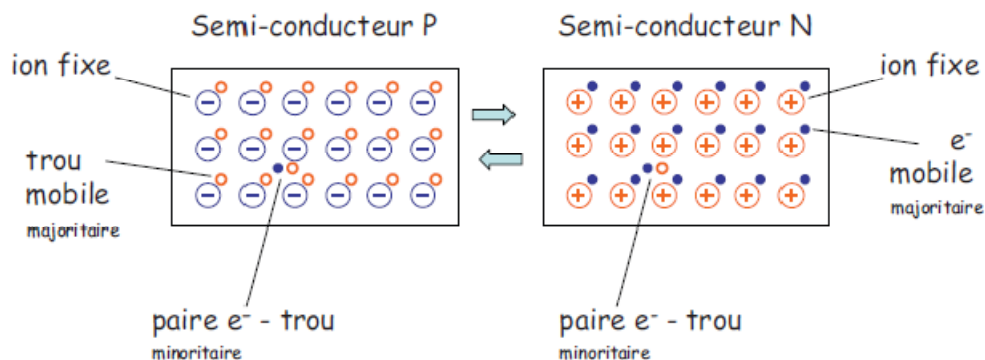
I.4.1) Définition :

La jonction PN est un composant électronique extrêmement utile et répandu, principalement parce qu'il peut redresser une tension. En effet, la jonction PN (Diode) conduit un courant appréciable (de l'ordre du mA) lorsqu'une tension supérieure à quelques dixièmes de volts est appliquée entre son anode et sa cathode. Par contre, elle ne conduit qu'un courant négligeable (de l'ordre du μA) si la tension appliquée est de signe opposé. Cette propriété peut être exploitée pour redresser une tension alternative de moyenne nulle, c'est-à-dire la transformer pour obtenir une tension dont la valeur moyenne est non nulle.

Un semi-conducteur seul (N ou P) présente peu d'intérêt, c'est l'association de plusieurs SC dopés qui permet de créer les composants semi-conducteur. Le plus simple d'entre eux est la jonction PN (Ou Diode), il permet en outre d'appréhender le fonctionnement des transistors.

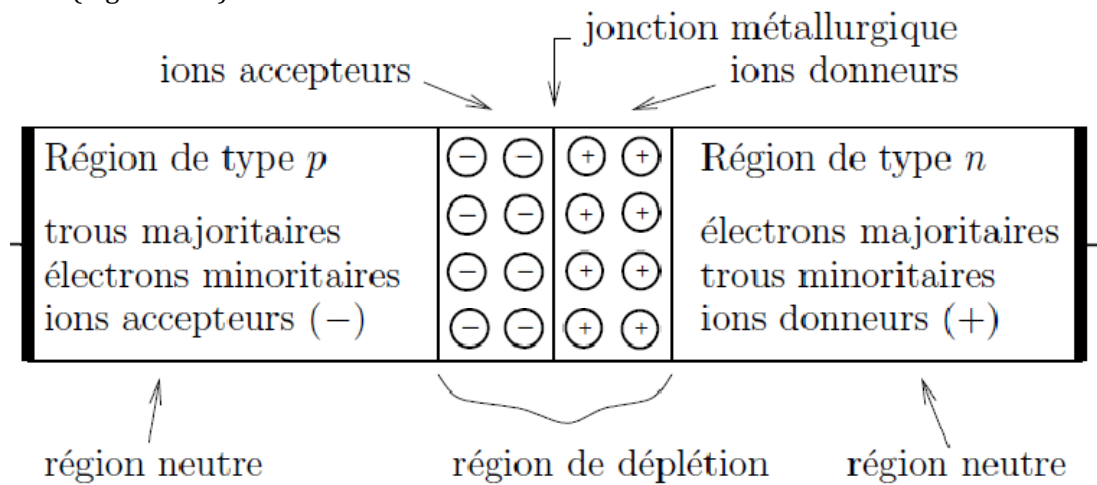
I.4.2) Jonction PN non polarisée, à l'équilibre:

Une jonction est constituée par la réunion de deux morceaux de semi-conducteurs dopés P et N (Figure I-14). Les connexions avec le milieu extérieur sont réalisées par des contacts métalliques. Par construction, les jonctions entre métal et semi-conducteur sont purement ohmiques (non redresseuses). En pratique, on part d'une plaque de silicium dopée N sur laquelle on crée en général par diffusion une zone dopée P. On sait donner à la zone de séparation entre les deux matériaux nommée la zone de transition, une épaisseur très faible (typiquement $0,5 \mu\text{m}$). Dans cette zone, les taux de dopages et donc le nombre de porteurs libres varient avec la distance.



-Figure I-14 : Deux semi-conducteurs P et N avant la formation de la jonction.

Que ce qui se passera si on met en contacte un SC de type P avec un SC de type N pour réaliser une jonction ? (Figure I-15).



-Figure I-15: Jonction PN à l'équilibre.

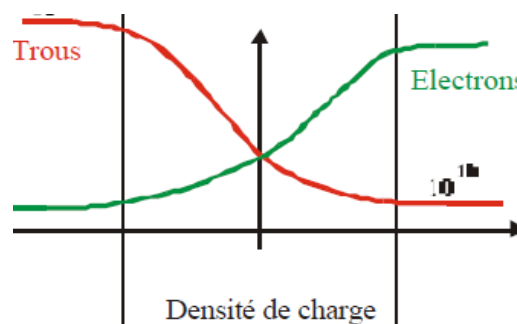
Considérant la jonction dans son ensemble : elle est maintenue à une température constante (température ambiante) et est déconnectée de toute source extérieure de courant ou de tension. Sous ces conditions, le courant traversant la diode et la différence de potentiel développée entre ses bornes sont tous les deux nuls :

$i = 0$ et $v_{\text{région n}} - v_{\text{région p}} = 0$ (C'est la condition d'équilibre).

Il existe un gradient de porteur de charges. \Rightarrow Création du courant de diffusion. Dans la zone P les porteurs majoritaires sont les trous (Les atomes accepteurs constituent un réseau d'ions négatifs) de même dans la zone N les porteurs majoritaires sont les électrons (Les atomes donneurs constituent un réseau d'ions positifs). Les trous ont tendance à gagner la zone N et les électrons ont une tendance à gagner la zone P.

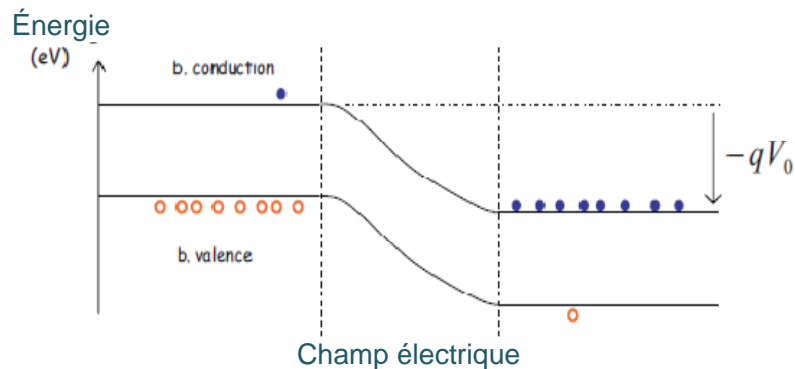
-Des trous mobiles du s-c. P vers le s-c. N, au moment de leur entrée dans la zone N contenant des électrons (e^-) majoritaires les trous se recombinent avec les e^- .

-Des e^- mobiles du sc. N vers le s-c. P, au moment de leur entrée dans la zone P contenant des trous majoritaires les e^- se recombinent avec les trous.



-Figure I-16: Densité de charge des électrons et des trous dans une jonction PN.

Chaque trou (resp e^-) majoritaire quittant le s-c. P (N) laisse derrière lui un anion (cation) fixe et entraîne l'apparition d'un cation (anion) fixe dans le s-c. N (P) du fait de sa recombinaison avec un e^- (trou). Ces ions sont localisés à proximité de la zone de contact entre les deux s-c. (la zone de charge d'espace ZCE), ils sont à l'origine de la création d'un champ électrique qui s'oppose au courant de diffusion. Ce champ électrique est équivalent à une différence du potentiel appelé barrière de potentiel ($V_0=0,7$ pour le silicium, $0,3$ pour le germanium).



-Figure I-17: Bande d'énergies dans une jonction PN.

Le produit qV_0 représente une énergie potentielle, elle correspond à la hauteur de la barrière de potentiel que doit franchir un trou pour passer de la région p à la région n. On peut raisonner d'une façon similaire pour les électrons.

Porteurs majoritaires :

La région p est dopée avec des accepteurs en concentration $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (On suppose que $N_d = 0$ dans cette région). La région N est dopée avec des donneurs en concentration $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (Parallèlement, on suppose que $N_a = 0$ dans cette région). Les donneurs de la région n libèrent des électrons en concentration $n_n \approx N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et les accepteurs de la région p libèrent des trous en concentration $p_p \approx N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les porteurs libérés sont majoritaires dans leur région respective.

Porteurs minoritaires : a une distance importante de la jonction métallurgique (La ZCE), les concentrations des porteurs minoritaires sont données par :

-La concentration des trous de la région n est égale à $p_n \approx \frac{n_i^2}{N_d} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

-La concentration des électrons de la région p est égale à $n_p \approx \frac{n_i^2}{N_a} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Ou, pour rappel, la concentration intrinsèque n_i vaut 10^{10} cm^{-3} à $T=300\text{K}$

Un état d'équilibre est atteint ou :

*Seuls quelques porteurs majoritaires ont une énergie suffisante pour franchir la ZCE et contribuer au courant de conduction I_D , il est compensé par, un courant de saturation inverse, I_S créé par les porteurs minoritaires lorsqu'ils sont capturés par le champ électrique de la ZCE.

Les porteurs minoritaires induisent le courant de diffusion ; les porteurs majoritaires créent le courant de saturation. En l'absence de polarisation, ces deux courants sont égaux.

La diode se comporte comme un condensateur dont le pôle - est la zone P et le pôle + est la zone N. La zone de transition ne contenant pas de porteurs mobiles constitue le diélectrique de ce condensateur.

Dans ce cas (À l'équilibre) nous pouvons faire les observations suivantes :

1- L'équilibre est atteint lorsque le courant de diffusion est contrebalancé par le courant résultant de l'entraînement de porteurs par le champ électrique de la région de déplétion. Notez qu'il s'agit d'un équilibre dynamique : certains porteurs diffusent de part et d'autre tandis que d'autres porteurs sont entraînés en sens inverse par le champ électrique. À l'équilibre, le courant net i est nul.

Par convention, nous prendrons comme courant positif un courant qui s'écoule de la région p à la région n. Le courant net i est la somme de deux termes,

$$\boxed{i = I_{diff} + I_{inv}} \quad (I.17)$$

Où

- I_{diff} : Est le courant de diffusion des majoritaires au travers de la Jonction, il correspond à la diffusion des électrons de n vers p et des trous de p vers n. Dans les deux cas, cela donne un courant positif.
- I_{inv} : Est le courant de saturation inverse ou courant de fuite. Il est dû au transport des porteurs minoritaires par le champ électrique de la région de déplétion. En effet, un certain nombre de trous générés thermiquement dans la région n parviennent à la région de déplétion sans avoir subi de recombinaison. Ils sont alors entraînés par le champ électrique de la région de déplétion vers la région p, ce qui donne lieu à un courant négatif. Parallèlement, des électrons générés thermiquement dans la région p au voisinage de la région de déplétion peuvent y parvenir sans subir de recombinaison et être entraînés vers la région n. A nouveau, cela correspond à un courant négatif. Ces courants sont chacun proportionnel à la concentration des porteurs minoritaires transportées, soit :

$$\boxed{p_n \approx \frac{n_i^2}{N_d}} \quad (I.18)$$

$$\boxed{n_p \approx \frac{n_i^2}{N_a}} \quad (I.19)$$

La somme des courants des trous et électrons est proportionnel à n_i^2 et dépend fortement de la température car $n_i^2 \propto e^{-E_g/KT}$.

2- À l'équilibre, le courant total i vaut zéro. Par conséquent,

$$i_{v=0} = I_{diff|v=0} + I_{inv|v=0} = 0 \Rightarrow I_{diff|v=0} = -I_{inv|v=0} \quad (I.20)$$

Dans ce qui suit, on écrira la valeur à l'équilibre $I_{inv} < 0$ sous la forme

$$I_{inv|v=0} = -I_S$$

Ce qui donne :

$$I_{diff|v=0} = I_S$$

Avec, $I_S > 0$.

$$I_S, \text{ est donné par : } I_S = I_0 e^{\left(\frac{-eV_0}{KT}\right)} \quad (I.21)$$

$$V_0, \text{ est donné par : } V_0 = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i}\right) \quad (I.22)$$

$$\text{Le courant de diffusion est donné par : } I_{diff} = I_S e^{qV_0/KT} \quad (I.23)$$

$$\text{La largeur de la ZCE, } W \text{ est donné par : } W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) V_0} \quad (I.24)$$

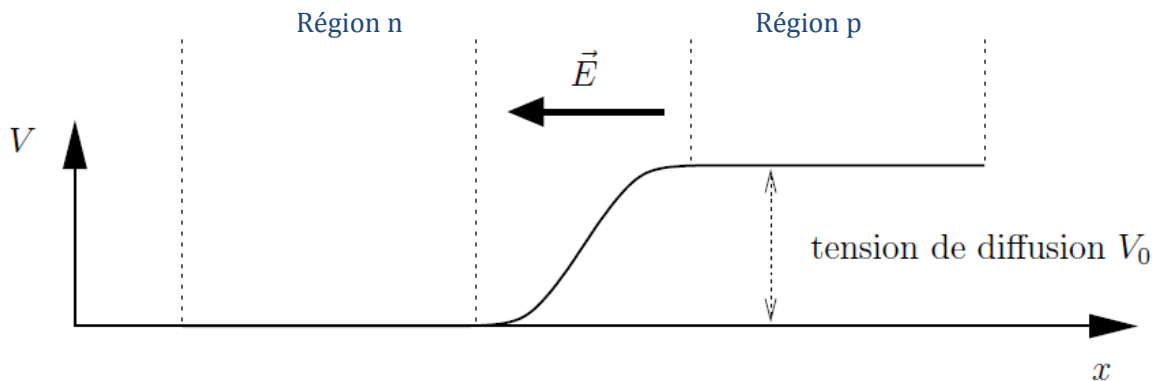
3-La tension de diffusion: Le champ électrique dans la région de déplétion est associé à un potentiel électrique $V(x)$, tel que :

$$\boxed{E = -\frac{dV}{dx}} \quad (I.25)$$

Il apparait donc une différence de potentiel aux bornes de la région de déplétion,

$$\boxed{v_{\text{région n}} - v_{\text{région p}} = V_0} \quad (I.26)$$

Où V_0 est la tension de diffusion. La répartition du potentiel électrique est représentée à la figure I-16.



-Figure I-16 : Répartition du champ électrique dans la jonction PN.

La tension V_0 dépend de la température, des concentrations de dopage et du gap énergétique du matériau.

4-Tension aux bornes du composant à l'équilibre : Contrairement aux apparences, la différence de potentiel développée entre l'anode (région n) et la cathode (région p) est nulle : on ne peut pas mesurer V_0 en connectant les électrodes d'un multimètre aux bornes de la diode (La jonction PN) ! Ce paradoxe est facilement résolu si l'on réalise que le composant contient, deux jonctions métal-semi-conducteur, ce sont les contacts ohmiques. Ces jonctions développent également des tensions de diffusion qui apparaissent en série avec V_0 . Ainsi, la différence de potentiel mesurée entre les électrodes d'un multimètre est la somme des trois tensions de diffusion ; cette somme est nulle comme l'impose la condition d'équilibre.

5-Neutralité électrique : Nous avons vu que l'établissement de l'équilibre conduit à la création d'une charge d'espace. Cependant, il est important de réaliser que le composant est électriquement neutre : aucun des processus décrits ne modifie la charge totale. En conséquence, la charge découverte côté p est exactement égale et opposée à la charge découverte côté n.

I.4.3) Jonction PN polarisée en direct

Dans cette situation (Figure I-17) le champ externe créé par le générateur s'oppose au champ interne. Dès que le champ externe dépasse le champ interne, un courant des majoritaires s'établit à travers la jonction. Il existe pour une jonction P-N une **tension de seuil** qui est caractéristique du matériau, $V_s = 0,55$ V pour le silicium et $V_s = 0,15$ V pour le germanium.

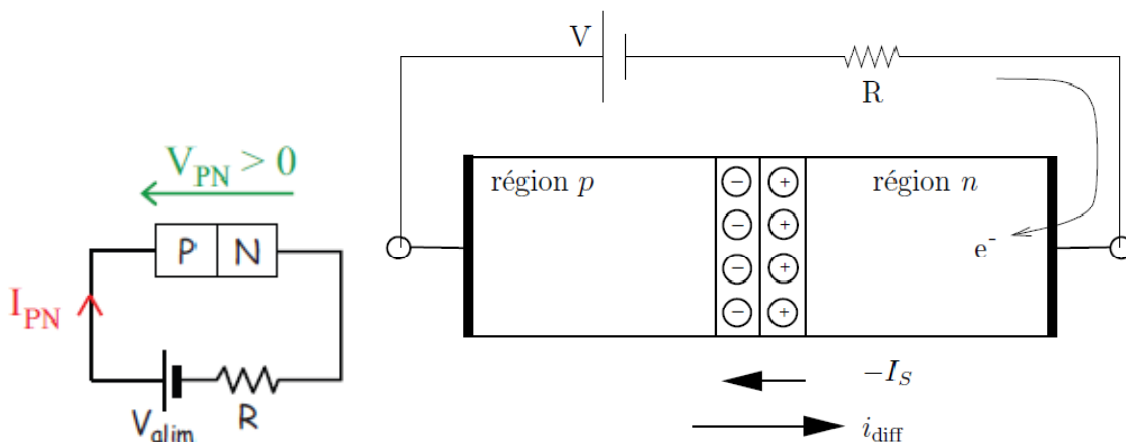


Figure I-17: Jonction PN polarisée en direct.

On donne:

$$i = I_{PN} = I_S \left[e^{v/V_T} - 1 \right] \quad (I.27)$$

Avec $v = V_{PN}$

On retiendra que le courant traverse facilement une diode polarisée en direct.

Résistance dynamique d'une diode polarisée en direct :

$$v = v + dv \Rightarrow I_{diff} = I_{diff} + dI$$

On obtient :

$$r = \frac{dv}{dI} = \frac{V_T}{I_{PN}} \quad (I.28)$$

Charge stockée dans une diode polarisée en direct :

Avant de bloquer une jonction PN polarisée en direct il faut évacuer ces charges en excès par rapport à la situation d'équilibre \Rightarrow Courant inverse transitoir.

Dans ce cas (Polarisation directe) nous pouvons faire les observations suivantes :

1- le déséquilibre des courants favorise la diffusion des porteurs majoritaires et le courant net traversant la diode est positif. $i = I_{diff}(v) + I_{inv}(v) > 0$.

2-La tension V_{alim} étant appliquée avec une polarité opposée à celle de la tension de diffusion V_0 . La différence de potentiel interne apparaissant aux bornes de la région de déplétion devient,

$$v_{régionP} - v_{régionN} = V_0 - v \quad (I.29)$$

3-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. Une étude détaillée montre que le courant de diffusion augmente exponentiellement avec la tension d'alimentation. $I_{diff}(v) = I_{diff}|_{v=0} * e^{v/V_T}$.

$$I_{diff}(v) = I_S e^{v/V_T} > I_S \quad (I.30)$$

4-On regroupant les résultats précédents on obtient un courant total i positif

$$i = I_{diff}(v) + I_{inv}(v) = I_S (e^{v/V_T} - 1) \quad (I.31)$$

Lorsque la tension d'alimentation V dépasse plusieurs fois la tension thermique, $v > V_T$, on a :

$$i = I_S e^v \quad (I.32)$$

Pour une polarisation directe "franche", le courant de diffusion des porteurs majoritaires l'emporte sur le courant inverse.

I.4.4) Jonction P-N polarisée en inverse :

Dans cette situation, le champ électrique externe créé par le générateur de f.é.m. (Figure I-19) V s'ajoute au champ interne de la jonction \Rightarrow la hauteur de la barrière de potentiel augmente. On montre que l'épaisseur d de la zone de transition est proportionnelle à \sqrt{V} .

Seul un courant de minoritaires est possible à travers la jonction. C'est le courant inverse ou courant de fuite. Le courant de diffusion (porteurs majoritaires) est quasiment nul.

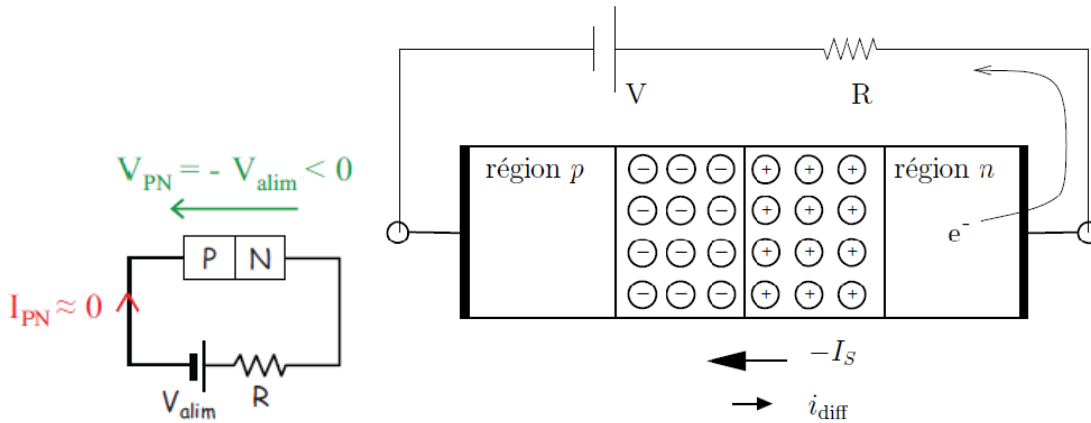


Figure I-19: Jonction polarisée en inverse.

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 $i_{diff}(v) = I_{diff|v=0} e^{qv/KT} = I_s e^{-|v|/V_T} < I_s$. On peut observer que $I_{diff}(v)$ diminue avec la valeur absolue de la tension d'alimentation ($|V_{alim}|$).
- 3-Comme c'était le cas de la polarisation directe, le courant I_{inv} ne varie pas avec V_{alim} .
- 4-Le courant total est négatif.

$$i = I_{diff} - I_{inv} = I_s \left(e^{-\frac{|v|}{V_T}} - 1 \right) < 0 \quad (I.33)$$

avec $V_T = \frac{KT}{e}$, tension thermique.

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 :

$$i \approx -I_s \quad (I.34)$$

Avec ; $(v \ll -V_T)$

5-La largeur de la région de déplétion (ZCE) 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.

I.4.5) Caractéristique courant-tension $I(v)$:

I.4.5.1) Caractéristique idéal :

D'après le modèle de la jonction PN que nous venons d'établir, la caractéristique $I(v)$ d'une diode est donnée par l'équation (I.27)

Pour une polarisation directe de quelques V_T , le courant de diffusion I_{diff} est prédominant.

$$i = I_s e^{v/V_T}, (v \gg V_T)$$

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

$$i \approx -I_s, (v \ll -V_T)$$

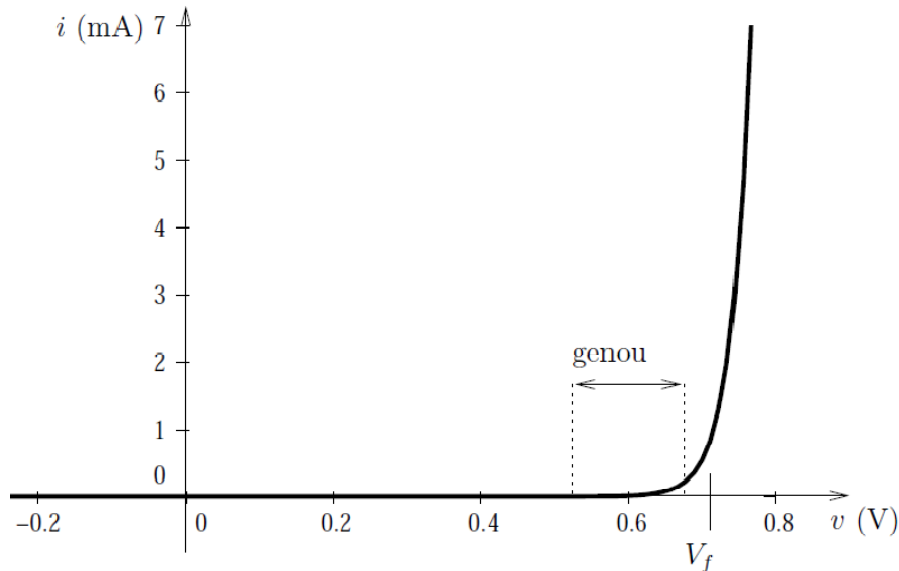
La caractéristique $i(v)$ est fortement non linéaire : par exemple, doubler v dans le cas de la polarisation directe augmente considérablement le courant i !

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 $i(v)$.

$$i \approx I_s e^{v/V_T} \Rightarrow I_s \approx \frac{i}{e^{v/V_T}} = \frac{5 * 10^{-3}}{e^{0.7/0.0259}} \approx 10^{-14} \text{ A}$$

La caractéristique courant-tension correspondante est représentée ci-dessous :



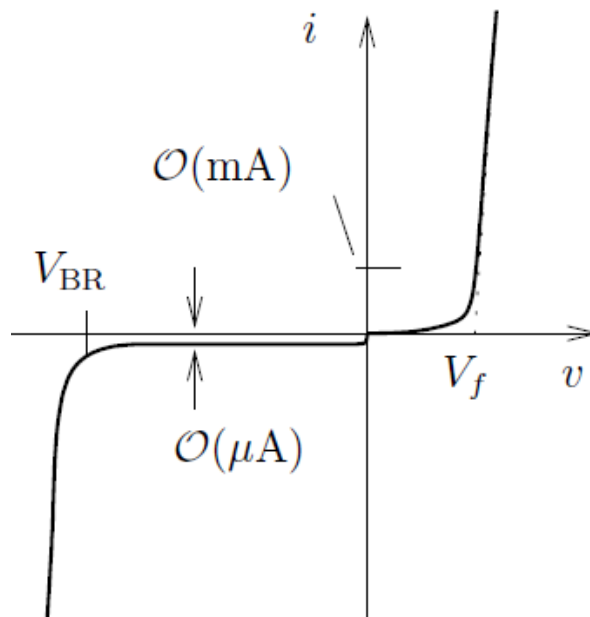
-Figure I-19 : Caractéristique $i(v)$ d'une diode PN, ($I_s = 10^{-14}$ A).

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.

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.4.5.2) Caractéristique réel :

Le modèle établi reproduit raisonnablement bien la caractéristique courant-tension réelle, mais quelques différences importantes apparaissent. La figure I-20, montre la caractéristique typique d'une diode commerciale. On peut y observer plusieurs écarts importants par rapport à la figure I-19.



-Figure I-20: Caractéristique réel $i(V)$ d'une jonction PN avec apparition de quelque écarts.

I.4.6) Écarts en polarisation directe :

Une étude plus complète de la diode à jonction PN montre que les recombinaisons des porteurs en transit dans la région de déplétion modifient le courant aux faibles tensions. En pratique, la caractéristique $i(v)$ est exprimée sous la forme semi-empirique suivante :

$$i = I_s \left(e^{\frac{v}{nV_T}} - 1 \right) \quad (I.35)$$

Où, n est le facteur de non-idéalité. Il varie entre $n \approx 1$ aux tensions moyennes et $n \approx 2$ aux très faibles tensions. Sans entrer dans les détails, le facteur n varie également en fonction du semi-conducteur et des dimensions de la diode. Dans le cadre de ce travail, nous négligerons ces effets et nous prendrons systématiquement $n = 1$.

I.4.7) Écarts en polarisation inverse (Claquage) : En régime inverse, la caractéristique $i(v)$ mesurée n'est pas du tout reproduite par le modèle de l'équation (I). Tout d'abord, pour des tensions inverses modérées, le courant mesuré est typiquement de plusieurs ordres de grandeurs supérieur au courant I_S estimé ! En pratique cependant, le courant inverse reste très faible et nous ignorerons ces effets. Un autre écart par rapport à la théorie est beaucoup plus spectaculaire : le courant inverse croît très rapidement pour les tensions au voisinage de $v = V_{br}$, appelée tension de claquage ("breakdown voltage" en anglais). On exprime souvent l'opposé de V_{br} , qui est donc positif ; $V_Z = -V_{br}$. Cette tension correspond à l'entrée en régime de claquage.

Le claquage de la jonction peut être provoqué par deux mécanismes distincts. Le claquage par effet Zener se produit lorsque le champ électrique de la région de déplétion est suffisamment intense pour provoquer l'ionisation directe du matériau. La libération d'un grand nombre de paires électron-trou augmente la densité des porteurs libres, ce qui entraîne une augmentation rapide du courant alors que la tension inverse varie peu. Le deuxième processus de claquage est l'effet d'avalanche. Dans ce cas, le champ électrique de la région de déplétion accélère les porteurs à des vitesses suffisantes pour provoquer l'ionisation du matériau par collisions. Les paires électron-trou libérées sont à leur tour fortement accélérées et peuvent provoquer une ionisation secondaire. Si le processus se poursuit, l'avalanche d'ionisations par collisions conduit à une multiplication importante des porteurs et donc à des courants intenses.

Notez que le claquage est réversible et non-destructif, pour autant que la puissance dissipée, $P = iV_Z$, reste inférieure à la limite renseignée par le constructeur. Les diodes à claquage

commerciales sont des composants spécialement conçus pour fonctionner en régime de claquage. Elles portent pratiquement toutes le nom de diode Zener, indépendamment du fait que le claquage se produise par effet Zener ou par effet d'avalanche. Dans le cas d'une diode au silicium, l'effet d'avalanche est prédominant pour des tensions $V_Z > 7 \text{ V}$ et l'effet Zener est prédominant pour $V_Z < 5 \text{ V}$. Dans la plage intermédiaire, les deux effets peuvent être présents. Les diodes Zener à faibles tensions de claquage ($V_Z < 5 \text{ V}$) sont obtenues en dopant très fortement les régions p et n, de façon à produire un champ électrique intense dans la jonction.

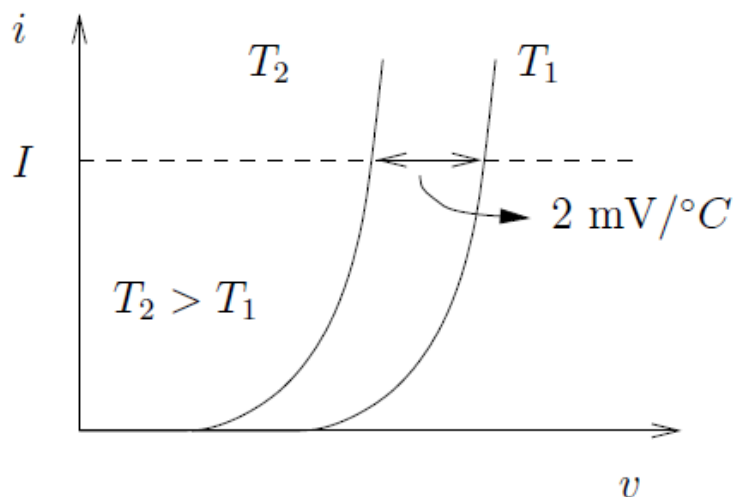
En résumé, la tension de claquage est la tension inverse limite supportable au-delà de laquelle apparaît le phénomène d'avalanche.

Sous l'effet d'une tension inverse élevée les porteurs majoritaires sont accélérées et acquièrent suffisamment d'énergie pour arracher à leur tour d'autres électrons de valence lors des chocs. Une réaction en chaîne apparaît.

Le courant inverse devient très important \Rightarrow Claquage.

I.4.8) Influence de la température :

Etant donné que le courant de saturation $I_{inv} = -I_s$ et la tension thermique V_T sont tous les deux fonctions de la température, la caractéristique $I(V)$ varie en fonction de la température. Dans le cas d'une diode au silicium, sur une plage importante de T et é courant i constant, la tension v décroît approximativement de 2 mV à chaque élévation ΔT d'un degré Celsius, comme illustré à la figure I-21. Cette propriété est utilisée dans certains capteurs de température.



-Figure I-20 : Variation de la caractéristique $I(V)$ en fonction de la température.

-Sur I_s :

Courant dû aux porteurs minoritaires créés par génération thermique il augmente rapidement Avec T. Pour le Silicium il double tout les 7°.

-Sur V_0 la barrière du potentiel:

Pour le silicium autour de 300°K elle décroît de 2 mV pour une augmentation de 1°C.

$$\frac{dV_0}{dT} = -2\text{mV}/^\circ\text{C}.$$

I.4.9) Effets capacitifs :

Lorsque la tension appliquée varie en fonction du temps, une diode à jonction PN peut se comporter comme un condensateur. Deux types de capacités sont associées à une jonction PN.

I.4.9.1) 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-21

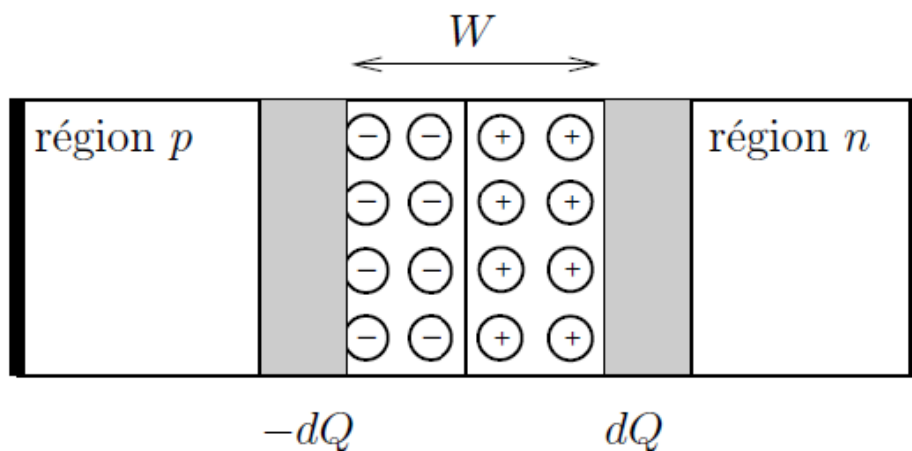
représente la modification que subit la région de déplétion si la tension de polarisation est augmentée de dv :

$$v = -V \rightarrow v = -V - dv.$$

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 . Électriquement 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

$$C_j = \left| \frac{dQ}{dv} \right| = \frac{\epsilon S}{W} \quad (I.36)$$

Où ϵ est la permittivité électrique du semi-conducteur, S est la section droite de la diode et W est la largeur de la région de déplétion (ZCE) quand la diode est polarisée sous une tension $-|V|$.



-Figure I-21 : Modification de la ZCE en polarisation inverse en fonction de la tension V .

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.

I.4.9.2) Capacité de diffusion :

La capacité de diffusion C_d apparaît sous polarisation directe et est associée à la diffusion et au "stockage" des porteurs majoritaires. Considérons par exemple la diffusion des électrons de la région n vers la région p . Après avoir franchi la région de déplétion (courant i_{diff}), les électrons s'accumulent dans la région p où ils sont minoritaires. Ils constituent alors une charge excédentaire, qui est distribuée sur plusieurs dizaines de microns et qui persiste jusqu'à ce que les électrons injectés subissent des recombinaisons avec les trous. Parallèlement, les trous ayant diffusé dans la région n constituent une charge excédentaire positive tant qu'ils ne subissent pas de recombinaison.

La capacité C_d est une mesure de la variation de ces charges accumulées de part et d'autre de la jonction lorsque la tension directe varie. Cette capacité est proportionnelle au courant direct $i \approx I_D$ et peut atteindre la centaine de picofarads.

I.4.10) Limites d'utilisation des diodes :

- **La puissance** dissipée dans une photodiode : L'échauffement produit par l'effet Joule ne doit pas amener la température de la jonction au-dessus d'une valeur limite, fonction de la nature du matériau, afin que le courant inverse ne dépasse pas des valeurs inacceptables. Pour le silicium cette température est de l'ordre de 185°C .

- **La tension inverse** doit rester inférieure à la tension de claquage. Les diodes de redressement sont peu dopées pour avoir une bonne tenue en inverse.
- **Le courant direct** maximum admissible est conditionné par la puissance maximum que peut dissiper la diode. Selon la surface de la jonction, le courant direct admissible peut varier entre quelques milliampères pour une diode de signal et quelques dizaines d'ampères pour une diode de puissance.

CHAPITRE II : L'EFFET PHOTOELECTRIQUE

II Les photons et l'effet photoélectrique :

II.1 L'intensité d'une onde électromagnétique :

En 1884, le physicien britannique John Henry Poynting a démontré, à partir des équations de Maxwell, que l'intensité d'un champ électromagnétique dans le vide est définie par l'équation suivante :

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} = \vec{E} \times \vec{B} \quad (\text{II.1})$$

Où :

\vec{S} : L'intensité du champ électromagnétique dans le vide (vecteur de Poynting) (W/m²).

\vec{E} : Champ électrique évalué à l'endroit du vecteur de Poynting (N/C).

\vec{B} : Champ magnétique évalué à l'endroit du vecteur de Poynting (T).

μ_0 : Constante magnétique du vide (*Perméabilité du vide*), $\mu_0 = 4\pi * 10^{-7} \text{ NS}^2/\text{C}^2$.

Sur la figure II-1, le vecteur de Poynting \vec{S} est issu d'un produit vectoriel entre le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} associés à une onde électromagnétique.

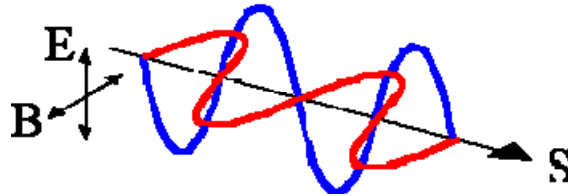
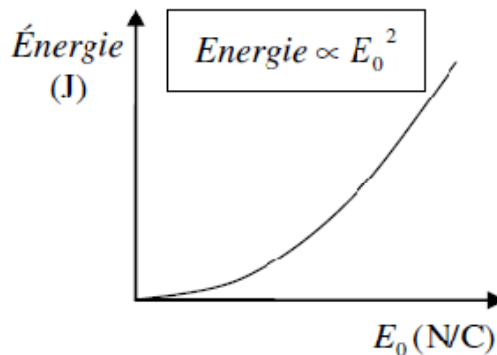


Figure -1- : Le vecteur de Poynting associé à une onde électromagnétique.

II.2 L'intensité classique de la lumière monochromatique :

En physique classique, on interprète la lumière monochromatique comme étant une onde électromagnétique. Cette dernière transporte une énergie proportionnelle au carré de l'amplitude maximale du champ électrique sinusoidale E_0 . Ce résultat est basé sur la valeur moyenne du vecteur de Poynting d'une onde électromagnétique.



-Figure II-2 : L'énergie lumineuse en fonction du champ électrique.

Dans le cas d'une onde électromagnétique plane sinusoidale de la forme $E = E_0 \sin(\omega t + \phi)$, voyageant dans le vide, la valeur moyenne du vecteur de Poynting est donnée par :

$$\vec{S} = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2 \quad (\text{II.2})$$

Où :

\bar{S} : Intensité moyenne de l'onde électromagnétique (W/m^2).

E_0 : Amplitude maximale du champ électrique maximal de l'onde électromagnétique (N/C).

C : Vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3.0 \cdot 10^8$ m/s).

ϵ_0 : Permittivité ou rigidité diélectrique ($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ C²/Nm²).

II.3 L'effet photoélectrique :

En 1886, le physicien allemand Heinrich Rudolf Hertz observa expérimentalement qu'un matériau métallique exposé à la lumière pouvait émettre des électrons. Cette découverte fut baptisée du nom de l'effet photoélectrique. Malheureusement, Hertz ne fut pas en mesure d'expliquer théoriquement le phénomène, car certaines caractéristiques de cet effet ne fonctionnaient pas avec la théorie classique de l'électromagnétisme de l'époque.

II.3 .1) Description électromagnétique du phénomène:

Un électron lié à une structure possède une énergie potentielle électrique U_e négative et la somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle électrique est également négative ($U_e + K < 0$). Pour éjecter des électrons de la structure, il faut fournir suffisamment d'énergie aux électrons. Dans ce phénomène, l'énergie acquise par les électrons proviendrait du champ électromagnétique de la lumière.

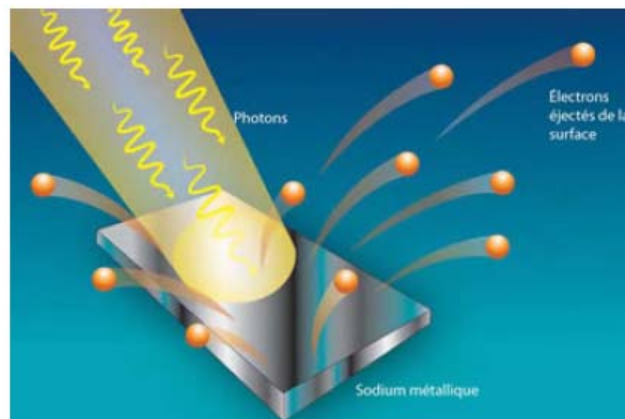


Figure II-3 : Éjection d'électrons d'une plaque métallique de sodium par effet photoélectrique sous la présence d'une source lumineuse.

Après absorption de la lumière, le gain d'énergie de l'électron se transforme en énergie cinétique et l'électron se déplace plus rapidement. Il peut ainsi s'éloigner de la structure en augmentant son énergie potentielle, ce qui réduit son énergie cinétique. L'électron sera éjecté si son énergie totale (après le travail W de la lumière) est supérieure à zéro :

$$\boxed{K_i + U_{ei} + W > 0} \quad (II.3)$$

II.4 Application de la collision d'un photon :

De nos jours, une variante à l'effet photoélectrique est utilisée dans plusieurs composants électroniques. Les électrons ne sont pas éjectés, mais subissent des variations d'énergie potentielles électriques pouvant générer des courants électriques.

II.4.1) Cellule photoélectrique :

Capteur photosensible dont la résistance varie selon l'exposition à la lumière. Cette cellule est utilisée par exemple pour activer des systèmes d'éclairage automatisés.



Figure II-4 : Détecteur de luminosité

II.4.1) Cellule photovoltaïque :

Composant électronique qui génère une tension électrique de l'ordre de 0,5 V lorsqu'elle est exposée à de la lumière. Celle-ci est utilisée, par exemple, dans les panneaux solaires.



Figure II-5 : Panneau solaire

II.5 Caractéristique de l'effet photoélectrique :

Malgré l'expertise de l'époque en électromagnétisme, l'effet photoélectrique demeurait incompris théoriquement pour la raison suivante :

-1) Longueur d'onde très courte :

Lorsque la longueur d'onde est très courte (fréquence élevée), le nombre d'électron éjecté est proportionnel à l'intensité de la lumière.

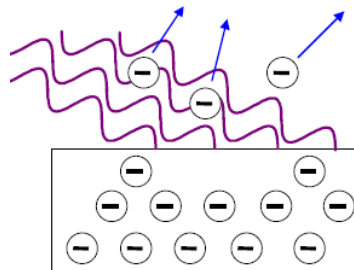


Figure II-6 : Exemple d'éjection d'un très grand nombre d'électrons sous l'exposition d'une lumière violette ($\lambda = 400 \text{ nm}$) sur une plaque de sodium.

-2) Longueur d'onde trop longue :

Lorsque la longueur d'onde est trop grande (basse fréquence), il n'y a pas d'électron éjecté de la structure même si l'intensité lumineuse est très élevée.

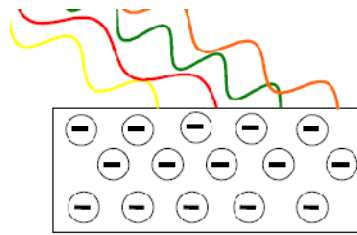


Figure II-7 : Aucun électron éjecté pour une plaque de sodium exposé à la lumière rouge ($\lambda = 700$ nm), la lumière orange ($\lambda = 650$ nm), la lumière jaune ($\lambda = 600$ nm) et la lumière verte ($\lambda = 550$ nm).

-3) Longueur d'onde inférieure au seuil :

Lorsque la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de seuil (fréquence supérieure à la fréquence de seuil), il y a des électrons éjectés de la structure même si l'intensité lumineuse est très faible.

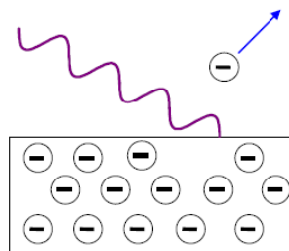


Figure II-8 : La longueur d'onde de seuil du sodium est égale à $\lambda_0 = 460$ nm.

La conclusion :

La longueur d'onde λ de la lumière est un paramètre très important dans l'explication théorique de l'effet photoélectrique. Puisque la théorie de l'électromagnétisme classique considère la longueur d'onde seulement dans le calcul de l'énergie moyenne. On réalise ainsi que cette théorie est insuffisante pour expliquer complètement le phénomène.

II.6 La quantification de la lumière :

Après l'exploit théorique réalisé par Max Planck en 1900 sur son interprétation du spectre du corps noir, Albert Einstein généralisa en 1905 le concept de perte d'énergie électromagnétique par quanta au transport d'énergie de la lumière par quanta. Selon Albert Einstein, si un corps noir perdait de l'énergie lumineuse par quanta, alors la lumière devait uniquement transporter de l'énergie par quanta. On peut résumer le quanta d'énergie à une quantité d'énergie finie transportée par une seule particule.

Cette hypothèse a permis à Albert Einstein d'introduire la notion de « photon » : *le photon est une onde-particule qui transporte l'énergie du champ électromagnétique par quanta d'énergie.*

II.7 Le quanta d'énergie du photon :

Grâce à l'hypothèse de la quantification de la lumière effectuée par Albert Einstein, la lumière est maintenant considérée comme étant un faisceau d'onde-particules nommés « photon » se déplaçant chacun à la vitesse de la lumière c et transportant chacun une quantité d'énergie unique quantifiée E qui est égale à la fréquence f du photon multiplié par le quanta d'énergie fondamentale h qui est la constante de Planck :

En fréquence :

$$E_{\gamma} = hf$$

En longueur d'onde :

$$E_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda}$$

Où E_{γ} : Énergie transportée par le photon (J).

h : Constante de Planck ($6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s).

f : Fréquence du photon (s^{-1} ou Hz).

λ : Longueur d'onde de la lumière (m).

c : Vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s).

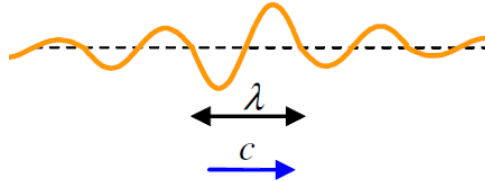


Figure II-9 : Un flux lumineux avec une longueur d'onde λ à la vitesse c .

N.B. En physique, on utilise la lettre grecque γ (gamma) pour désigner le photon.

II.8 La quantification de l'énergie de la lumière monochromatique:

En physique quantique, on interprète la lumière monochromatique comme étant un groupe de N photons transportant chacun une énergie quantifiée égale à hf . Une lumière monochromatique peut uniquement transporter une énergie qui est un multiple entier N de photons ayant un quanta d'énergie hf :

$$E_f = Nhf \quad (II.4)$$

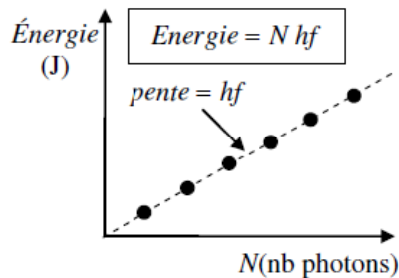


Figure II-10 : Variation de l'énergie quantifiée en fonction du nombre de photon.

Où E_f : Énergie totale d'une source de lumière monochromatique (J).

N : Nombre de photons constituant la source de lumière monochromatique.

h : Constante de Planck ($6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s).

f : Fréquence de la lumière monochromatique ou des photons (s^{-1} ou Hz).

II.9 La quantification d'énergie d'une source de lumière quelconque :

Pour évaluer l'énergie totale d'une source de lumière quelconque, il faut décomposer la lumière en plusieurs sources monochromatique et faire l'addition de ces énergies :

$$E = \sum_f E_f = \sum_f N_f hf \quad (II.5)$$

Où E : Énergie totale de la lumière provenant de la contribution de toutes les fréquences (J).

E_f : Énergie d'une lumière monochromatique de fréquence f (J).

N_f : Nombre de photons de fréquence f .

f : Fréquence d'une source de lumière monochromatique (s^{-1} ou Hz).

II.10 Explication quantique de l'effet photoélectrique :

En appliquant l'hypothèse de l'existence du photon, Albert Einstein fut en mesure d'expliquer la nature quantique de l'effet photoélectrique et il fut récompensé du prix Nobel de physique en 1921 pour ses travaux :

Lorsqu'une structure est exposée à la lumière, elle est exposée à un torrent de photons. Ceux-ci entrent en collision avec les électrons et peuvent être absorbés. S'il y a absorption, l'énergie cinétique de l'électron sera augmentée d'un facteur hf (énergie du photon).

Pour que l'électron puisse être éjecté, il doit avoir suffisamment d'énergie pour quitter la structure ce qui l'invite à changer d'état de liaison avec la structure. Cette énergie porte le nom de « travail d'extraction » ϕ .

L'électron ne peut pas accumuler temporairement de l'énergie avec plusieurs photons moins énergétiques pour atteindre le travail d'extraction, car les l'énergie cinétique se dissipent très rapidement dans la structure s'il n'y a pas de changement d'état.

Pour être éjecté, le photon doit permettre, dès la collision avec l'électron, de changer d'état. Pour les électrons près de la surface du matériau, il n'y a pas d'état de transition entre l'électron lié et l'électron libéré.

II.11 Le travail d'extraction :

Afin d'éjecter un électron d'une structure, un photon doit être absorbé par un électron et lui fournir une énergie hf supérieure au travail d'extraction ϕ :

$$E_\gamma = hf > \phi \quad (\text{II.6})$$

Où E_γ : Énergie transportée par un photon (J)

h : Constante de Planck ($6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s).

f : Fréquence du photon (s^{-1} ou Hz).

ϕ : Travail d'extraction (J ou eV).

Material	Travail d'extraction
Sodium	2.7 eV
Argent	4.3 eV
Silicium	4.8 eV
Carbone	5.0 eV
Or	5.1 eV

Tableau II-1: Travail d'extraction de quelques matériaux.

Preuve :

Démontrons par conservation de l'énergie que l'énergie du photon doit être supérieure au travail d'extraction pour éjecter un électron par effet photoélectrique :

$$K_f + U_f = K_i + U_i + W_a \quad (\text{Conservation de l'énergie}) \quad (\text{II.7})$$

$$\Rightarrow K_f + U_f = K_i + U_i + E_\gamma \quad (\text{Travail du photon } W_a = E_\gamma) \quad (\text{II.8})$$

Remplaçons le terme d'énergie potentielle électrique finale (U_f) par zéro et relierons l'énergie potentielle électrique initiale (U_i) avec l'énergie cinétique initiale (K_f) afin d'introduire le concept de travail d'extraction :

(Équation II.8) $\Rightarrow K_f + (0) = K_i + U_i + E_\gamma$ ($U_f = \sum_{i=1}^N \frac{kqQ_i}{r_i} = 0$, Lorsque l'électron est éjecté)

$\Rightarrow E_\gamma = K_f - (K_i + U_i)$

$\Rightarrow E_\gamma = K_f + |k_i + U_i|$ ($|k_i + U_i| = -(K_i + U_i)$ Car $K_i + U_i < 0$, électron lié)

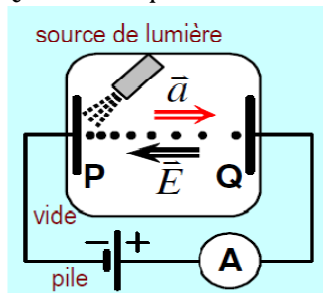
$\Rightarrow E_\gamma = K_f + \phi$ (Remplacer Travail d'extraction = $|k_i + U_i|$)

Puisque $K_f > 0$, il faut que $E_\gamma = hf > \phi$.

II.12 Montage pour étudier l'effet photoélectrique :

1) Le montage illustré par la figure II-11 permet d'évaluer la fréquence de seuil f_0 d'une plaque métallique associée à l'effet photoélectrique. La fréquence de seuil se définit comme étant la plus petite fréquence permettant à un photon d'éjecter un électron par effet photoélectrique.

Plaque métallique (P) éclairée par une source de lumière soumise à une différence de potentielle causée par une pile. La force électromotrice de la pile est arbitraire. Le champ électrique est orienté de Q vers P ce qui fait accélérer les électrons vers la droite dès qu'ils sont éjectés.



Si $f_{\text{photon}} < f_0$:

- Aucun électron éjecté.
- Ampèremètre indique 0 A.

Si $f_{\text{photon}} \geq f_0$:

- Électron éjecté.
- Ampèremètre indique un courant non nul.

Figure II-11 : Montage pour étudier l'effet photoélectrique.

2) Voici un montage (Figure II-12) pour évaluer l'énergie cinétique d'un électron éjecté par effet photoélectrique :

Plaque métallique (P) éclairée par une source de lumière soumise à une différence de potentielle causée par une pile. La force électromotrice de la pile est DV . Le champ électrique est orienté de P vers Q ce qui fait accélérer les électrons vers la gauche. Un électron qui passe de la plaque P à la plaque Q subit une différence de potentielle de $-DV$. Cette variation de potentiel produit une augmentation de l'énergie potentielle de eDV , car $Du = qDv = (-e)(-DV) = eDV$. L'électron doit perdre alors cette énergie cinétique pour respecter la conservation de l'énergie.

Si $f_{\text{photon}} < f_0$:

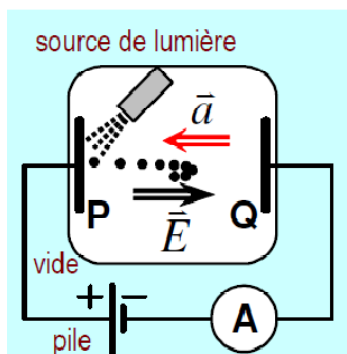
- Aucun électron éjecté.
- Ampèremètre indique 0 A.

Si $f_{\text{photon}} \geq f_0$ et $hf_{\text{photon}} < \phi + e\Delta V$:

- Électron éjecté, mais ne se rend pas à la plaque Q.
- Ampèremètre indique 0 A.

Si $f_{\text{photon}} \geq f_0$ et $hf_{\text{photon}} > \phi + e\Delta V$:

- Électron éjecté et se rend à la plaque Q.
- Ampèremètre indique un courant non nul.



-Figure II-12 : Montage pour évaluer l'énergie cinétique d'un électron éjecté par effet photoélectrique.

CHAPITRE -III-:LES PHOTODETECTEURS

III THEORIE DES PHOTODETECTEURS :

III.1 INTRODUCTION :

Un détecteur convertit un rayonnement optique en signaux électriques plus faciles à exploiter. La conversion photon-électron peut être indirecte: l'absorption de lumière se traduit par une élévation de température d'un matériau absorbant qui est ensuite convertie en signal électrique. Les détecteurs thermiques fonctionnent sur ce principe (Thermopile, bolomètre...etc.). Par contre, les détecteurs photoniques ou quantiques (Photodiode, photorésistance,...etc.) mettent en jeu une création directe de charges électriques.

Dans ce chapitre, on s'intéresse seulement aux détecteurs photoniques plus précisément les photodiodes.

III.2 DEFINITION :

Le photo-détecteur est un composant à base de semi-conducteur. Il appartient à la famille des détecteurs optoélectroniques. Il absorbe de l'énergie optique et la convertit en énergie électrique, qui se manifeste sous la forme d'un photo-courant. Il est très important dans la transmission optique et les systèmes de mesure. Il rassemble les photodiodes et les phototransistors,...etc.

Dans ce chapitre nous présentons quelques généralités sur la photo-détection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale des photo-détecteurs, avec les équations qui définissent les paramètres déterminant ses performances en faisant une étude comparative des différentes photodiodes (PN, PIN et ADP).

III.3 LA PHOTO-DETECTION :

La photo-détection représente une fonction qui trouve sa place dans un grand nombre de systèmes professionnels ou grand public. En 1905, Einstein a introduit la notion de photon en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de quantum d'énergie. Ces quanta sont assimilables à des particules : pour ce faire il leur a été donné le nom de photon. La photo-détection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse transportée par des photons et est transformée ensuite en énergie électrique transportée par les électrons et les trous.

III.4 PRINCIPE DE LA PHOTO-DETECTION :

Le principe de base de la photo-détection est illustré par la Figure-III-1-. Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque. L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite E_g , caractérisant le semi-conducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence (E_v) à la bande de conduction (E_c).

Tout d'abord, le photon doit posséder une énergie E_{photon} égale ou supérieure à la hauteur de la bande d'énergie interdite E_g du semi-conducteur pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure λ_c , au-delà de laquelle le matériau devient transparent à ce rayonnement. λ_c Est déterminée par l'énergie de bande interdite E_g du semi-conducteur selon la relation suivante:

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \Rightarrow \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{III.1})$$

Où h est la constante de Planck ($h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Js), λ la longueur d'onde dans le diélectrique et c la célérité, $c = 2,99 \cdot 10^8$ m/s.

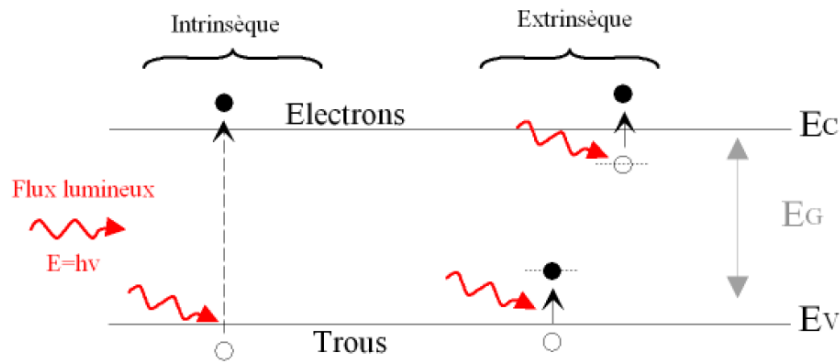
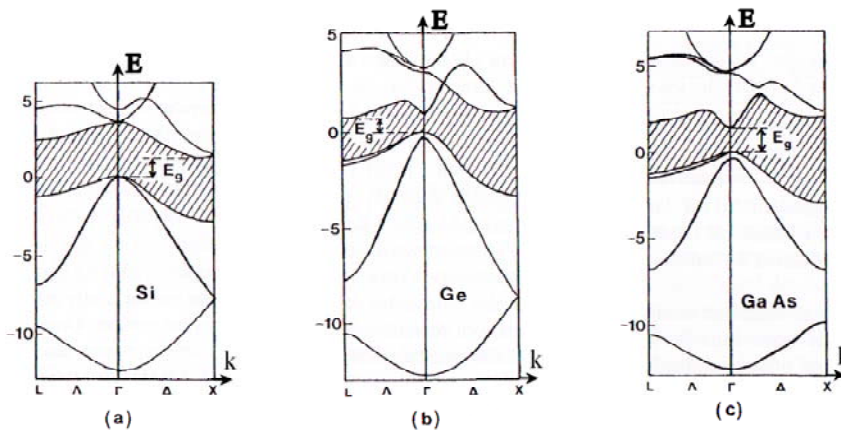


Figure III-1 : Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semi-conducteurs intrinsèque et extrinsèque-

Parmi les semi-conducteurs, on recense deux types de gap (distance en énergie entre le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence). Les semi-conducteurs dits à gap indirect, comme le Si et le Ge (Figure III-2(a) et (b)), ont des extremums en des points différents de l'espace réciproque. Ceux dits à gap direct comme le GaAs (Figure III-2(c)), ont des extremums situés au même point dans l'espace réciproque. Le gap est ainsi représenté par la zone hachurée sur la figure III-2.



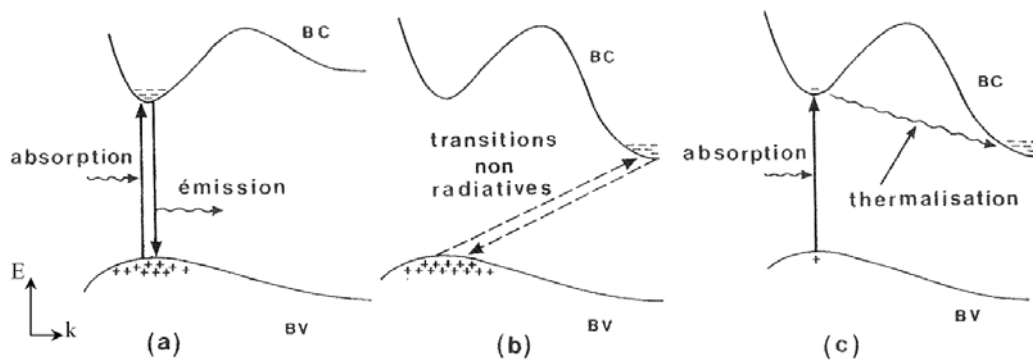
-Figure III-2 : Structure de bandes d'énergies (E) du Si, Ge, et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k-

Le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, provoqué par l'absorption d'un photon, est une transition verticale dans l'espace réciproque, lorsque la condition sur l'énergie apportée par le photon est respectée ($h\nu > E_g$ (direct)). Ceci est illustré par la figure -III-3-a-, pour les semi-conducteurs à gap direct, et par la figure -III-3-c- pour les semi-conducteurs à gap indirect. Pour ces derniers, un phénomène de thermalisation des électrons est rencontré avant

le phénomène de conduction, lors du passage des électrons du niveau de la bande de conduction directe vers le minimum absolu de cette dernière.

La figure -III-3-b- présente une absorption indirecte entre deux extremums décalés dans l'espace réciproque. Ce phénomène est rencontré dans les semi-conducteurs à gap indirect et n'est possible qu'avec l'aide d'une particule appelée phonon. Cette particule désigne un quantum de vibration dans un réseau cristallin. Son intervention dans le processus de photo-détection permet la conservation de la quantité de mouvement.

Lors d'une absorption indirecte, un phonon est généré ou absorbé avec une quantité de mouvement correspondant à la séparation des deux extremums des bandes de valence et de conduction à gap indirect.



-Figure III-3 : Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction, (a) pour des semi-conducteurs à gap direct (transitions verticales), (b) des semi-conducteurs à gap indirect (transitions indirectes et non radiatives) et (c) absorption directe de photons dans un semi-conducteur à gap indirect-

Le tableau ci-dessous rappelle la nature du gap, la valeur de la bande interdite et la longueur d'onde maximale absorbée pour différents semi-conducteurs :

	Si	Ge	GaAs
Nature du gap	Indirect	Indirect	Direct
E_g (eV)	1,12	0,66	1,42
λ_c (μm)	1,11	1,88	0,92

Tableau III-1 : Nature du gap, hauteur de B.I. et la longueur d'onde maximale absorbée pour quelques S.C.

Ces caractéristiques sont importantes mais non suffisantes. Il faut tenir compte des coefficients d'absorption et de réflexion du semi-conducteur.

III.5 CARACTERISTIQUES D'UN PHOTO-DETECTEUR :

Un photo-détecteur est un composant ayant la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer en signal électrique. Les principaux paramètres qui définissent le fonctionnement d'un photo-détecteur sont : le coefficient de réponse (sensibilité) R_i , le gain G , le rendement quantique, la puissance équivalente de bruit et la détectivité D^* .

-Le coefficient de réponse (Sensibilité) R_i relie le photo-courant I_p à la puissance lumineuse incidente P_{in} par la relation suivante :

$$R_i = \frac{I_p}{P_{in}} \quad (III.2)$$

Avec ;

$$P_{in} = h\nu \phi \quad (III.3)$$

Et

$$I_p = q \phi \quad (III.4)$$

-Le flux de photon ϕ arrivant sur la surface du semi-conducteur est défini par le nombre de photon atteignant la surface active par unité de temps à une longueur d'onde λ donnée. Il est exprimé par la relation suivante :

$$\phi = P_{in} \frac{\lambda}{hc} \quad (III.5)$$

-L'efficacité quantique ou rendement quantique η est généralement défini comme le rapport : nombre de paires électron-trou générées sur le nombre (flux) des photons incidents

-Le taux de génération des paires électron-trou par unité de temps est donné par :

$$g = \eta \phi = \eta P_{in} \frac{\lambda}{hc} \quad (III.6)$$

-Si on considère le gain photoélectrique G qui correspond au nombre de porteurs détectés par rapport au nombre des paires électron-trous photo-générés, le photo-courant est donné alors par la relation suivante :

$$I_p = q\phi = qg\eta \frac{\lambda}{hc} \quad (III.7)$$

$$\text{D'ou (l'équation III.2)} \Leftrightarrow R_i = q \frac{\lambda \eta}{hc} g \quad (III.8)$$

Où : λ longueur d'onde, h : constante de Planck, c : vitesse de la lumière, q : charge de l'électron et g : le gain du courant photoélectrique. Les équations de base pour analyser la performance du détecteur sont bien connues et sont :

La densité de courant pour les électrons.

La densité de courant pour les trous.

L'équation de continuité pour les électrons.

L'équation de continuité pour les trous.

III.6 LES PHOTODIODES :

III.6-1 SYMBOLE DE LA PHOTODIODE :

Le symbole de la photodiode est le même qu'une diode normale. Pour le différencier, dans la suite de ce travail, on porte une flèche symbolisant le flux lumineux incident (figure III-4).

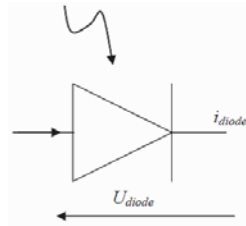


Figure -III-4 : Symbole de la photodiode.

La convention classique porte la tension à ses bornes de la cathode vers l'anode, et le courant de l'anode vers la cathode. On porte une attention particulière à respecter à cette norme car on verra que le phénomène de courant photo-généré induit un courant négatif ce qui entraîne parfois des confusions.

Les photodiodes à semi-conducteurs ont été jusqu'à présent les composants les mieux adaptés à des exigences comme la fiabilité ; la haute sensibilité...etc. A ce titre, elles ont fait l'objet d'une étude approfondie. Certaines photodiodes (au Silicium, au Germanium,...) opérant aux courtes longueurs d'onde sont disponibles commercialement. Ces matériaux n'étant toutefois plus utilisables au-delà de $1\mu\text{m}$. A présent, sur le plan de la recherche, les efforts sont particulièrement axés sur des matériaux à bandes interdite plus petite (notamment certains alliages) susceptibles de présenter une réponse élevée aux grandes longueurs d'onde.

III.6-2 CARACTÉRISTIQUES D'UNE PHOTODIODE:

Ce paragraphe représente les caractéristiques principales utiles pour modéliser le fonctionnement et le comportement électrique d'une photodiode.

III.6-2.1 CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES :

-1) La surface active A :

On note, dans la suite, la surface active de la photodiode. Elle correspond à la taille de la surface utile de la photodiode ou bien la région diffusée de la jonction. Elle peut varier de quelques millimètres sur une photodiode construite pour capter un faisceau lumineux large, à quelques micromètres carrés sur des photodiodes construites pour être intégrées en bout de fibre optique. On verra dans ce qui suit, que la surface influe sur plusieurs paramètres et que le choix d'une photodiode plus ou moins grande n'est pas anodin. Choisir une photodiode large permet d'augmenter la surface de capture et donc d'optimiser la détection. En revanche, cela augmente la capacité parasite et diminue donc fortement la bande passante d'utilisation.

-2) Le schéma électrique équivalent:

Le courant photo-généré (photo-courant) est modélisé par une source de courant en parallèle avec une diode idéale (figure III-5). La source du courant représente le courant produit par la radiation incidente et la diode représente la jonction PN (PIN). De plus, une capacité de jonction (C_j) et une résistance de shunt (R_{sh}) sont en parallèle avec les autres composants. Une résistance de série (R_s) est reliée en série avec tous les autres composants dans ce modèle.

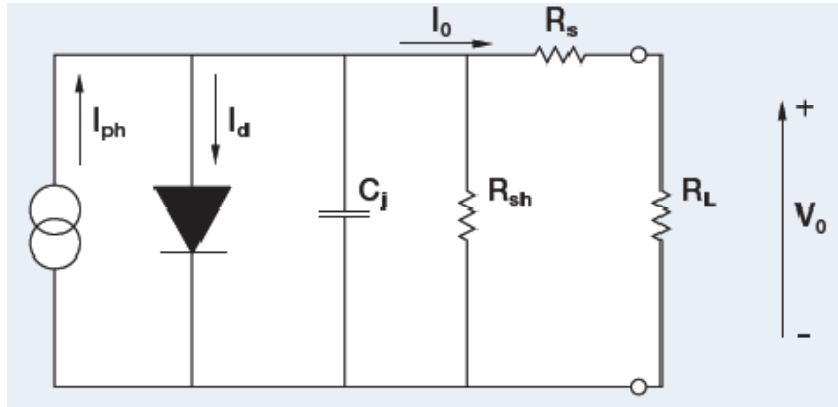


Figure III-5 : circuit électrique équivalent d'une photodiode.

La Résistance de shunt R_{sh} :

La résistance shunt correspond à l'inclinaison de la courbe de réponse tension-courant de la photodiode et ce à l'origine, c'est-à-dire à $V=0$. Bien qu'une photodiode idéale doive avoir une résistance shunt infinie, la gamme des valeurs réelles varie de 10 à 1000M Ω . Expérimentalement, il est obtenu en appliquant ± 10 mV, en mesurant le courant et calculant la résistance.

La résistance shunt est utilisée pour déterminer le courant du bruit dans la photodiode sans parti pris (mode photovoltaïque). Pour une meilleure performance de la photodiode, la plus haute résistance de shunt est désirée.

Résistance de série R_s :

La résistance série d'une photodiode survient de la résistance des contacts et la résistance interne de la photodiode (figure II-5). Il est donné par:

$$R_s = \frac{(W_s - W_d)\rho}{A} + R_c \quad (\text{III.9})$$

Où W_s est l'épaisseur du substrat, W_d est la largeur de la région de déplétion (ZCE) A est la région diffusée de la jonction (surface active de la jonction), ρ est la résistivité du substrat et R_c est la résistance du contact. Bien qu'une photodiode idéale ne doive avoir aucune résistance série, les valeurs typiques qui sont mesurées varient de 10 à 1000 Ω .

La résistance de série est utilisée pour déterminer la linéarité de la photodiode dans le mode photovoltaïque (Aucune polarisation $V_A = 0$).

-3) Courant d'obscurité :

En l'absence de lumière, la caractéristique est celle d'une diode à jonction classique. Cela signifie donc que même sans flux incident il existe un courant inverse I_0 . Ce courant est appelé "courant d'obscurité".

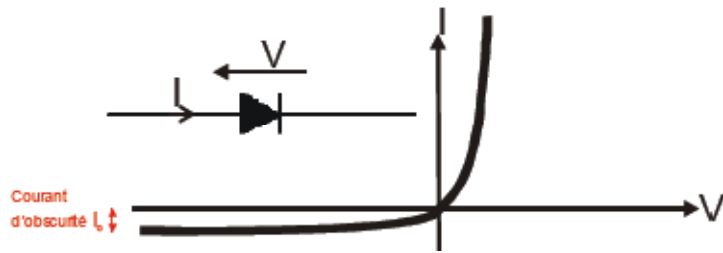


Figure I-6 : Caractéristique $I(V)$ en absence de lumière.

Ce courant est d'autant plus grand que la tension inverse ("Reverse Voltage") appliquée est élevée. Il s'annule pour une tension nulle.

-4) Capacité de jonction C_j :

Les limites de la région de l'épuisement (ZCE) comme les plaques d'un condensateur. La capacité de jonction est directement proportionnelle à la région diffusée, A est inversement proportionnel à la largeur de la région de l'épuisement, d . Elle est donnée comme suit :

$$C_j = \epsilon \frac{A}{d} \quad (\text{III.10})$$

De plus, les substrats qui ont les plus hautes résistivités ont la capacité de jonction inférieure. En outre, la capacité est dépendante du parti pris inverse $C_j = f(V_A)$ elle est donnée par:

$$C_j = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{\sqrt{2 \mu \rho (V_A - V_0)}}$$

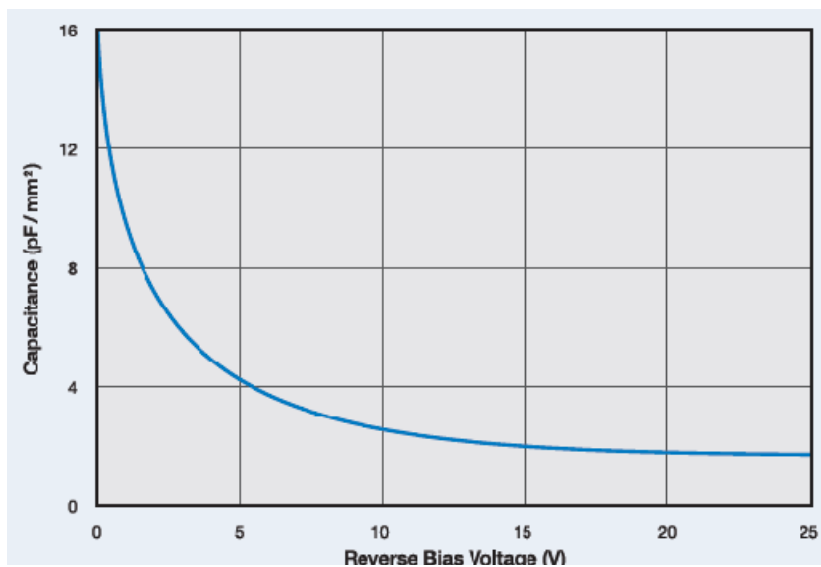


Figure III-7 : Capacité d'Appareils Photoconducteurs en fonction de la tension de polarisation inverse.

Où $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-14}$ F/cm, est la permittivité d'espace libre, ϵ_r est la constante diélectrique ($\epsilon_r = 11.9$ pour le silicium), $\mu = 1400$ cm²/Vs est la mobilité des électrons à T=300 °K, ρ est la résistivité, V_0 est la tension du seuil de silicium et V_A est la tension de polarisation appliquée.

On voit que plus la photodiode est grande, plus la capacité parasite est importante. La zone de charge d'espace diminue si la tension de polarisation de la photodiode augmente. Lorsque le composant est intégré dans son boîtier, les connexions et l'intégration peuvent faire apparaître d'autres capacités parasites qui viennent s'additionner. On note la capacité totale :

$$C_t = C_j + C_p \quad (\text{III.11})$$

Où C_p représente les capacités reliées à l'intégration.

La capacité de jonction est utilisée pour déterminer la vitesse de la réponse de la photodiode.

-5) Temps de réponse (montée/chute) et la fréquence de réponse:

Le temps de réponse et la bande passante d'une photodiode sont déterminés à partir de C_j et R_L . Le temps de réponse (les temps de montée et de chute d'une photodiode sont définis comme le temps pour que le signal augmente ou tombe respectivement de 10% à 90% ou 90% à 10% de la valeur finale). Ce paramètre peut aussi être exprimé comme fréquence de réponse qui est la fréquence à laquelle la production de la photodiode diminue par 3dB. Sa valeur rapprochée est donnée comme suit :

$$t_r \cong \frac{0.35}{f_{3dB}} \quad (\text{III.12})$$

Il y a trois facteurs qui définissent le temps de la réponse d'une photodiode:

-1. t_{DRIFT} : Le temps de la collection des porteurs de charges dans la région épuisée de la photodiode.

-2. $t_{DIFFUSED}$: Le temps de la collection des porteurs de charges en dehors de la ZCE de la photodiode.

-3. t_{RC} : La constante du temps RC de la combinaison diode-circuit.

Le t_{RC} est déterminé par $t_{RC} = 2.2 RC$ où R, est la somme de la résistance de série de la diode et la résistance de la charge ($R = R_s + R_L$), et C, est la somme de la capacité de la jonction de la photodiode et la capacité d'intégration ($C = C_j + C_p$). Puisque la capacité de jonction (C_j) est dépendante de la région diffusée de la photodiode et la tension de polarisation inverse appliquée, les temps de la montée plus rapides sont obtenus avec des photodiodes à petites régions diffusées et plus grands voltages inverses appliqués. Le temps de la montée total est déterminé par:

$$t_R = \sqrt{t_{DRIFT}^2 + t_{DIFFUSED}^2 + t_{RC}^2} \quad (\text{III.13})$$

Généralement, dans le mode photovoltaïque (aucune polarisation), le temps de montée est dominé par le temps de diffusion et par le temps RC, pour toutes les longueurs d'onde. Dans le mode photoconducteur (avec polarisation), tous les trois facteurs contribuent au temps de la réponse.

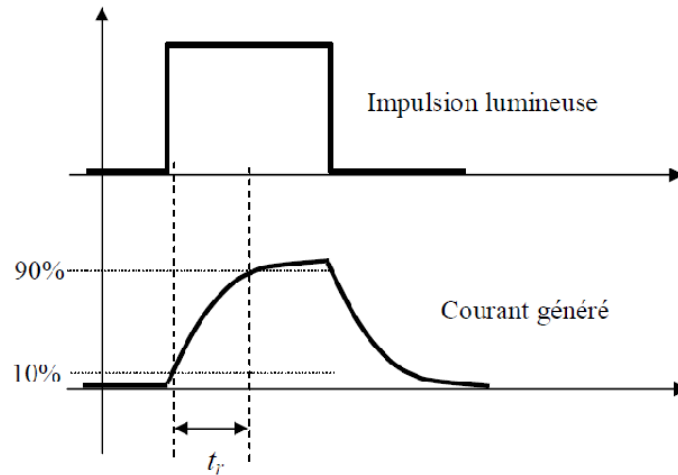


Figure -III-8 : Temps de réponse pour une impulsion lumineuse.

La bande passante reliée à ce temps est donnée par

$$BP = f_{3dB} = \frac{0,35}{t_r} \quad (III.14)$$

Ce critère de bande passante est un critère important dans le cas de transmission optoélectronique haut débit. Dans le cas général, la bande passante est donnée par :

$$f_{3dB} = \frac{1}{(2\pi C_j R_L)} \quad (III.15)$$

Si la bande passante n'est pas importante, telle que pour une onde continue (OC), on peut augmenter la tension de polarisation, pour une lumière de l'entrée donnée, en augmentant R_L jusqu'à une valeur maximale (ex.10K Ω).

I.6-2.2 CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES :

-1) Sensibilité R_i :

La responsivité d'une photodiode est une mesure de la sensibilité à la lumière, et il est défini comme le rapport : photo-courant I_p sur la puissance incidente p_{in} à une longueur d'onde donnée.

Après simplification de l'équation (III.8) la sensibilité est donnée comme :

$$R_i = \eta \frac{1}{h\nu/q} = \eta \frac{\lambda(\mu m)}{1,24} \quad (A/W) \quad (III.16)$$

En d'autres termes, c'est une mesure de l'efficacité de la conversion de la lumière en courant électrique. Elle varie avec la longueur d'onde de la lumière de l'incident (parce que les détecteurs photoélectriques sont plutôt sensibles au flux du photon qu'à la puissance optique) (figure III-8) aussi bien que du parti pris inverse appliqué et la température.

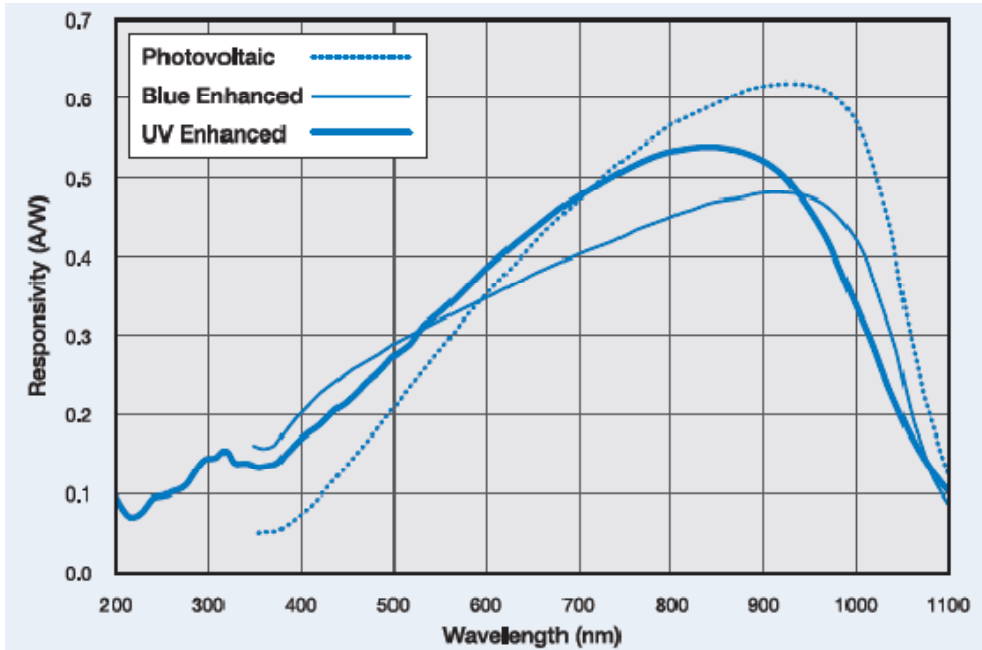


Figure III-9 : Sensibilité (R_i) en fonction de la longueur d'onde (λ) pour une photodiode.

La Sensibilité augmente légèrement avec la tension de polarisation dû à l'efficacité de la collection des charges dans la photodiode. Aussi, il y a des variations de la sensibilité due au changement de la température comme le montre la figure-III-10. C'est dû à la baisse ou l'augmentation de l'intervalle de la bande, à cause d'augmentation ou de diminution respectivement de la température. Les responsivités spectrales peuvent varier de terrain à terrain et se dépendent de la longueur d'onde. Cependant, les variations relatives de la responsivité peuvent être réduites de 1% pour chaque 2°C, ce qui peut s'avérer non négligeable lors de grandes variations de température ou dans des systèmes de mesure d'amplitude où la calibration du capteur est importante.

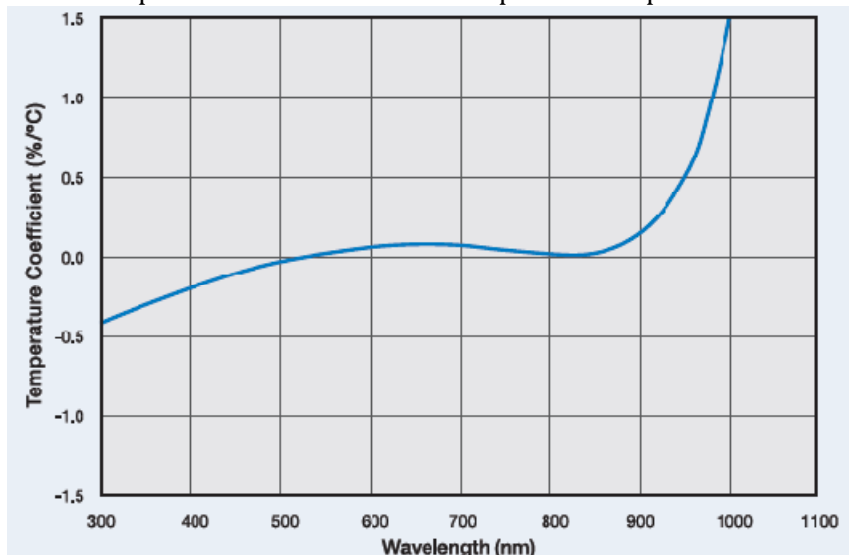


Figure III-10 : Coefficients de la Température typique de la Responsivité.

-2) Efficacité quantique ou Rendement quantique Q.E (η) :

L'efficacité quantique η ($0 \leq \eta \leq 1$) est définie comme la probabilité qu'un photon incident sur la photodiode (Photo-détecteur) produit une paire de photo-porteur qui contribue au courant du détecteur. Quand beaucoup de photons sont incidents, comme est presque toujours le cas, η est le ratio du flux des paires électron-trou produites qui contribuent au courant du détecteur au flux de photons incident. Les photons incidents ne produisent pas tous des paires électron-trou parce qu'il y a des photons qui sont pas absorbés. Quelques photons manquent simplement d'être absorbés à cause de la nature probabiliste du processus de l'absorption. D'autres peuvent être réfléchis à la surface du détecteur, en réduisant ainsi l'efficacité quantique. En outre, quelques paires électron-trou sont produites près de la surface du détecteur et sont par conséquent incapables de contribuer au courant du détecteur. Finalement, si la lumière n'est pas concentrée correctement sur la région active du détecteur, quelques photons seront perdus. Le rendement quantique est relié à la responsivité par:

$$\eta = \frac{R_{i\text{observé}}}{R_{i\text{ideal}}}$$
$$\boxed{\eta = R_i \frac{hc}{\lambda q} = 1240 \frac{R_i}{\lambda}} \quad (\text{III.17})$$

avec : h : constante de Planck ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$), c : La vitesse de la lumière ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$), q : La charge de l'électron ($q = 1,9 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), R_i : Sensibilité en Ampère/Watt (A/W) et λ en nm.

Dépendance de η de la longueur d'onde λ :

L'efficacité quantique est une fonction de longueur d'onde λ , parce que le coefficient d'absorption α dépend de longueur d'onde. Pour λ suffisamment grande, η devient petit car l'absorption ne peut pas se produire quand $\lambda \geq \lambda_g = hc/E_g$ (l'énergie du photon est donc insuffisante). La longueur d'onde λ_g , de la bande interdite, correspond à la longueur d'onde de coupure du semi-conducteur. Pour des valeurs de λ suffisamment petites, η diminue car la plupart des photons sont absorbés près de la surface du S-C. La près de la surface du matériel S-C est assez courte, donc les photo-porteurs se recombinent avant même d'être collectés.

-3) Linéarité :

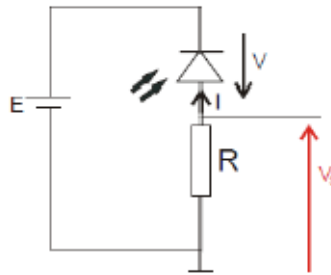


Figure III-11 : Montage typique avec polarisation et résistance de charge

Une photodiode (ex. photodiode au Silicium) est considérée linéaire si le photo-courant produit augmente linéairement avec l'intensité de la lumière (figure III-12). La linéarité du Photo-courant est déterminée en mesurant un petit changement dans le photo-courant suite à un petit changement de l'intensité de la lumière de l'onde incidente. La non-linéarité est le rapport de la variation du changement dans le photo-courant avec le même changement dans l'intensité de la lumière, c'est-à-dire $\Delta I_p / \Delta P_{in}$. La limite inférieure de la linéarité du photo-courant est déterminée par le bruit du courant et la limite supérieure par la résistance de série et la résistance de charge. Comme le photo-courant augmente, premièrement la non-linéarité s'installe. Elle augmente progressivement avec l'augmentation du photo-courant. Au final, au niveau de saturation, le photo-courant reste constant avec une légère augmentation dans la puissance incidente. En général, le changement dans le photo-courant produit pour le même changement dans la puissance incidente, est plus petit à plus hauts niveaux du courant, quand la photodiode expose la non-linéarité. La gamme de la linéarité peut être étendue légèrement avec une polarisation inverse de la photodiode.

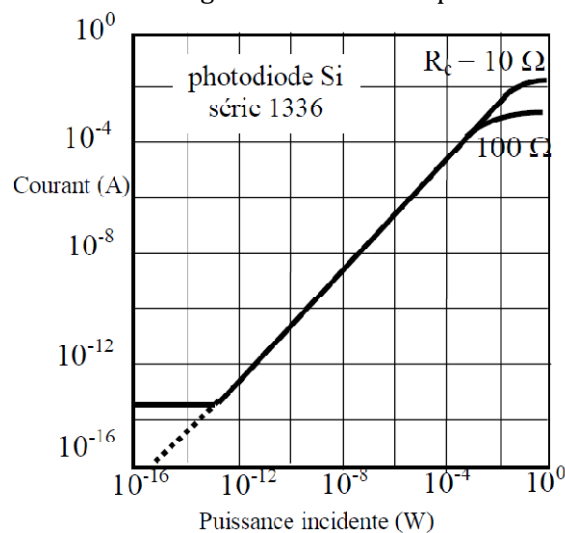


Figure III-12 : La puissance lumineuse en fonction du courant dans une photodiode.

On peut voir que le courant généré est proportionnel à la puissance incidente pour une gamme d'entrée de 0,1 pW à 1 mW. Un phénomène de saturation apparaît pour des puissances supérieures. Pour des puissances très faibles, on atteint ce que l'on appelle le plancher de bruit : la photodiode

fournit un courant constant, appelé courant d'obscurité et n'est plus vraiment sensible à la lumière incidente. Les valeurs de saturation et de plancher de bruit sont liées au type de photodiode et peuvent être très différentes selon les modèles.

-5) La gamme spectrale d'utilisation:

Selon le type de composé utilisé, l'énergie de gap associé peut varier. Le domaine spectral d'efficacité d'une photodiode dépend alors de sa composition. Les composés les plus courants sont le silicium (symbole : Si), le germanium (Ge), l'indium (In), le gallium (Ga), le Phosphore (P), l'arsenic (As), le mercure (Hg), le tellure (Te), le cadmium (Cd). Le graphique de la Figure ci-dessus récapitule les composés les plus courants et l'étendue spectrale des photodiodes associées.

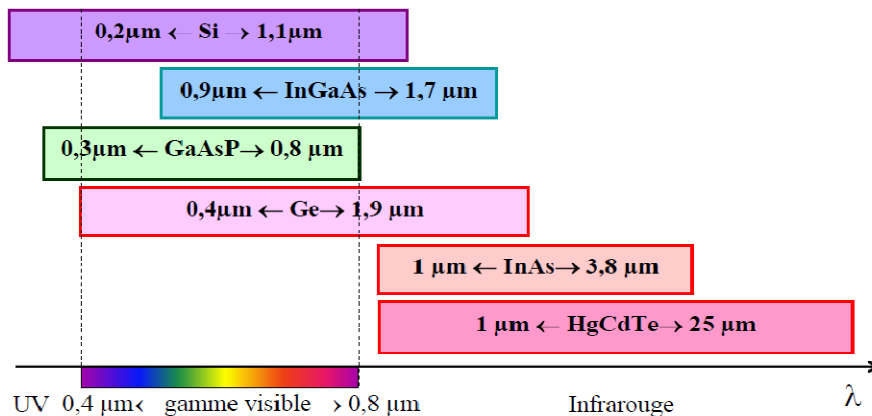


Figure III-13 : Gamme spectrale d'utilisation des différents S.C.

Il est à noter que le silicium est particulièrement intéressant car il couvre toute l'étendue du spectre visible (0,4 μm à 0,8 μm) ainsi que le proche ultraviolet et le proche infrarouge.

-6) Effets de la température :

Toutes les caractéristiques de la photodiode sont affectées par les changements de température. Ils incluent la résistance de charge, le courant d'obscurité, la sensibilité et à une ampleur moindre d'autres paramètres tels que la capacité de jonction.

-6.a) Résistance de shunte R_{sh} et le courant d'obscurité :

Il y a deux courants majeurs dans une photodiode qui contribuent au courant d'obscurité et à la résistance de shunt. Le courant de diffusion est le facteur dominant dans le mode photovoltaïque, mode d'opération qui détermine la résistance de shunte. Il varie comme le carré de la température. Au mode « photoconductrice », cependant le courant dominant c'est le courant d'obscurité et varie directement avec la température. Donc, tout changement dans la température affecte la photodiode plus au mode photovoltaïque que dans le mode « photoconductrice »

Au mode « photoconductrice », le courant d'obscurité peut doubler approximativement pour chaque augmentation de 10°C de la température. Au mode « photovoltaïque », la résistance shunt peut doubler approximativement pour chaque diminution de 6°C de la température. Le changement exact dépend des paramètres supplémentaires tels que la polarisation appliquée, la résistivité du substrat aussi bien que l'épaisseur de ce dernier.

-6.b) Tension de claquage:

Pour les photodiodes à petites régions actives, la tension de claquage est définie comme le voltage auquel le courant d'obscurité dépasse les 10 nA. Comme le courant d'obscurité augmente avec la température, par conséquent, la tension de claquage diminue de la même façon avec l'augmentation de la température.

-7) Photodiodes avec Gain :

Les formules présentées au-dessus sont affirmées sur la supposition que chaque porteur produit une charge e dans le circuit du détecteur. Cependant, beaucoup d'appareils produisent une charge q dans le circuit qui diffère de e . Le gain G est donné par :

$$G = \frac{q}{e} \quad (\text{III.18})$$

Par conséquent, les expressions du photo-courant et de la responsivité sont respectivement données par:

$$I_p = \eta q \phi = \eta e G \phi = G \frac{\eta e p_{in}}{h\nu} \quad (\text{III.19})$$

$$R_i = G \frac{\eta e}{h\nu} = G \eta \frac{\lambda}{1,24} \quad (\text{III.20})$$

-8) Conditionnement d'une photodiode :

La surface sensible est déposée sur un "plot" qui sert de cathode et conditionnée dans un boîtier hermétique standardisé (TO-5, TO-8, TO-18, céramique...). Trois connexions sortent du boîtier (Figures III-14 (a) et (b)). L'une correspond à la masse (connectée au boîtier), les deux autres à la cathode et à l'anode. L'anode est visible sur le dessus du boîtier: une jonction est apparente entre la partie supérieure de la surface sensible et un plot adjacent (Figure III-14(b)). La surface sensible est protégée par une fenêtre traitée antireflet à la longueur d'onde de travail afin d'éviter les réflexions de Fresnel sur l'interface air-verre qui engendreraient des pertes non négligeables. Dans certaines rares applications où l'on cherche à réduire le plus possible les pertes de détection (en recherche principalement), il peut être utile de retirer cette protection ("décapsulage"). La photodiode devient très fragile et sa durée de vie est réduite. Cette solution est vivement déconseillée.

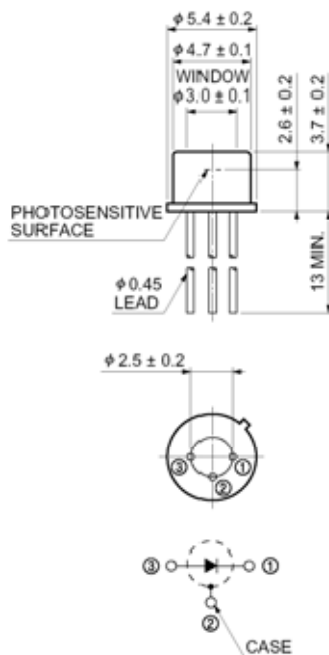


Figure III-14(a) :
Schéma constructeur du package

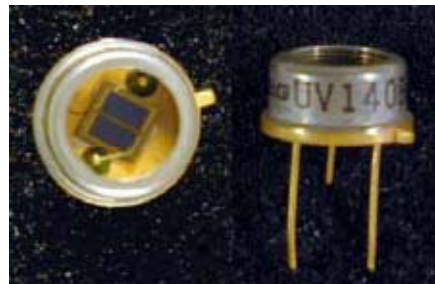


Figure III-14(b):
Photodiode à deux quadrants

III.6-3 LES DIFFERENTS TYPES DEPHOTODIODES :

Dans cette partie, nous présentons les différents types de photodiodes ainsi que les principales notions physiques à l'origine de leur fonctionnement.

III.6-3.1La photodiode à jonction PN :

-1) Définition :

La photodiode à jonction PN est un composant optoélectronique ayant deux électrodes et une caractéristique électrique non symétrique. C'est une simple jonction PN polarisée généralement en inverse (sens bloquant) afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone de déplétion favorisant la photo-détection. Elle est utilisée pour convertir des flux optiques en courant électrique.

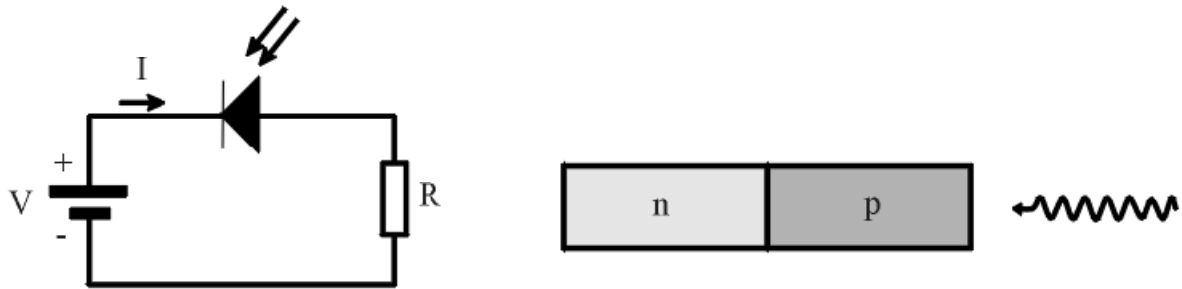


Figure III-14 : Photodiode PN.

-2) Principe de Fonctionnement :

Le fonctionnement de la photodiode est illustré dans les figures -III-14(a) et (b). Une jonction PN, 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 la jonction. Sous l'action de la lumière (Les photons incidents), des paires électron-trou peuvent être générées dans le semi-conducteur, si la longueur d'onde de la lumière est inférieure à $\lambda_c = \frac{hc}{E_g}$, ce qui correspond à une énergie de photons supérieure à la largeur de la bande interdite. La diffusion des électrons et des trous générés atteignent la ZCE de la jonction avec une longueur de diffusion adéquate. Cependant, sous l'effet d'un champ électrique fort, les paires électron-trou sont séparées et les porteurs minoritaires sont accélérés dans un côté pour devenir des porteurs majoritaire dans l'autre côté (l'électron est propulsé vers la région de type N et le trou vers la région de type P.), participant ainsi à la génération du photo-courant (I_p). 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. Ils peuvent se recombiner au cours de leur déplacement.

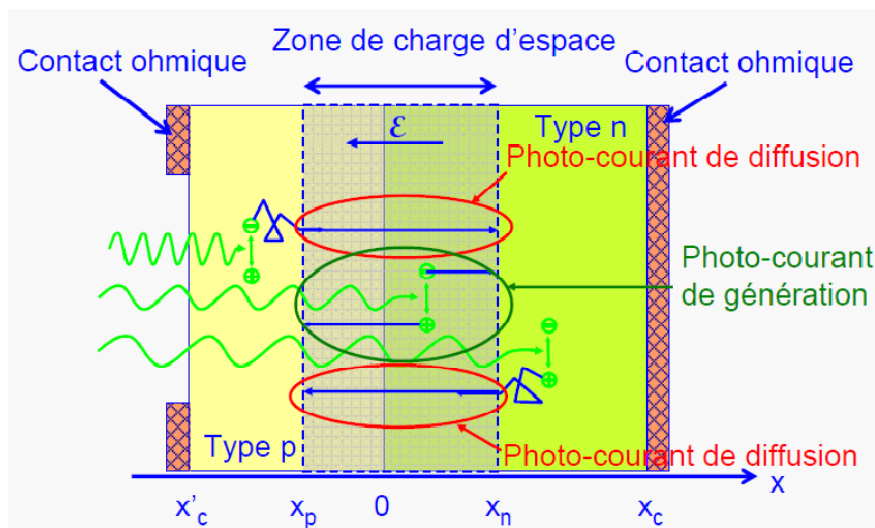


Figure III-14(a) : Fonctionnement d'une photodiode PN.

Regardons maintenant ce qui se passe si une paire électron-trou est créée dans le semi-conducteur 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 (ZCE) 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 est 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 est 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).

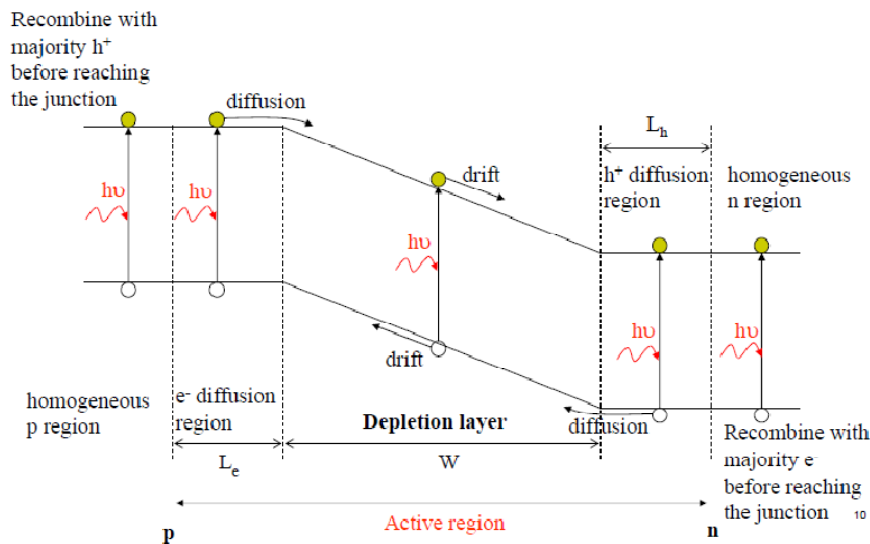


Figure III-14(b) : Diagramme de bande d'énergie d'une photodiode PN.

Dans les régions homogènes N et P, essentiellement aucun courant n'est produit parce qu'il n'y a aucun champ interne susceptible de séparer les charges.

En résumé, ce qui se passe dans les trois régions de la jonction illuminées est :

- 1- Dans la ZCE le champ électrique interne pousse l'électron photo-généré vers le côté n et le trou vers le côté p. De ce fait, un courant du mouvement qui coule dans la direction inverse du côté n (cathode) vers le côté p (anode).
- 2- Dans une des régions de diffusion, aux bords de la ZCE le porteur minoritaire photo-généré (trou dans le côté n et électron dans le côté p) peut atteindre la ZCE par diffusion.
- 3- Dans la région homogène n ou p, essentiellement aucun courant n'est produit parce qu'il n'y a essentiellement aucun champ interne pour séparer les charges, et un porteur minoritaire produit dans une région homogène ne peut pas être diffusé à la ZCE avant de se recombiner avec un porteur majoritaire.

-3) Caractéristiques d'une jonction éclairée :

*Le nombre de trous créés par seconde dans une longueur diffusion L_h de la région de l'épuisement sur le côté n est : $A \cdot L_h \cdot G$

*Le nombre d'électrons créés par seconde dans une longueur de diffusion L_e de la région de l'épuisement sur le côté p est : $A \cdot L_e \cdot G$

*Le nombre de porteurs produits dans la ZCE de largeur W est : $A \cdot W \cdot G$

*Le photo-courant de jonction résultant de N à P est : $I_p = qA(L_h + L_e + W)G$.

Le courant d'obscurité I_0 :

La jonction PN peut générer des paires électron-trou même en l'absence de lumière. Cela induit, un courant même si la photodiode est plongée dans l'obscurité (noir absolu). On appelle cette limitation; courant d'obscurité, I_0 (dark current). Il reste très faible, quelques nano-ampères ou pico-ampères en règle générale. Toutefois, même faible, dans le cas où la photodiode est utilisée pour détecter un flux lumineux très faible, cela peut s'avérer contraignant.

Équation d'une diode :

La caractéristique (I-V) d'une diode est donnée par l'équation suivante :

$$I = I_0(e^{qV/KT} - 1)$$

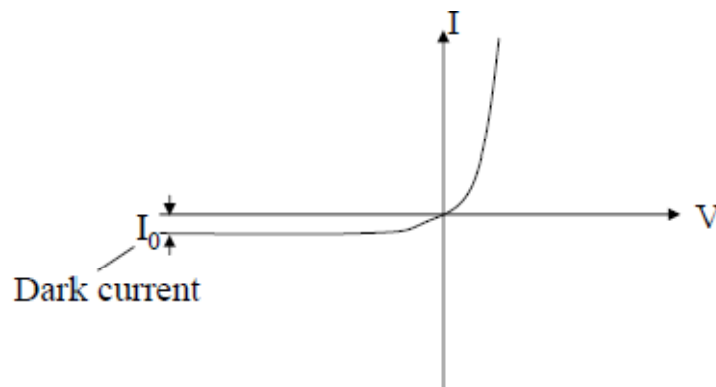


Figure III-15 : Caractéristique I(V).

Si la jonction est éclairée, alors

La photodiode a par conséquent la caractéristique (I-V) suivante :

$$\boxed{I = I_0(e^{qV/KT} - 1) - I_p} \quad \text{(III.20)}$$

Avec :

I_p : Photo-courant proportionnel au flux ϕ .

V : potentiel de polarisation.

T : température.

I_0 : courant d'obscurité (courant de saturation).

K : constant de Boltzmann.

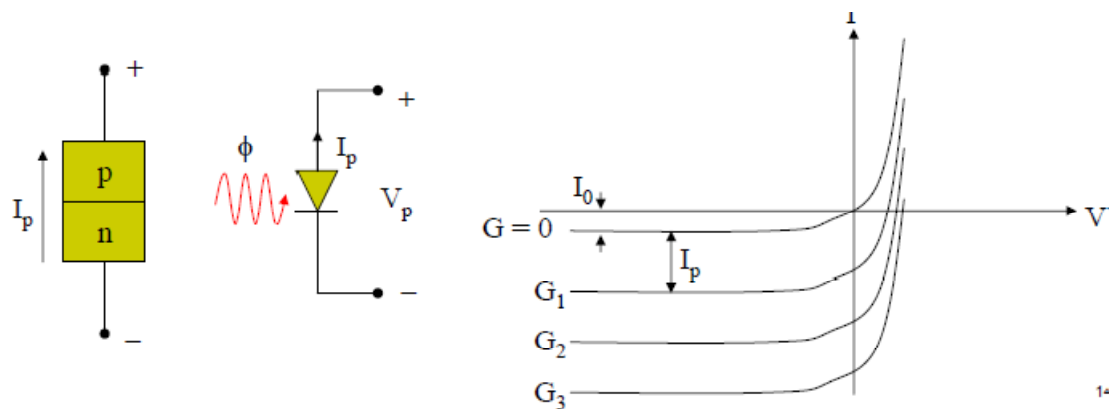


Figure III-16 : Courbent habituel d'une jonction PN éclairée.

-4 Courant du court-circuit et voltage de circuit ouvert :

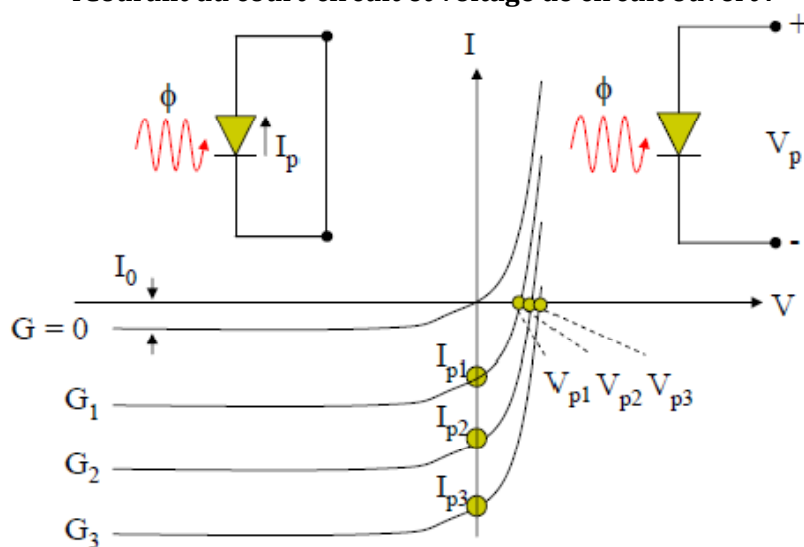


Figure III-17 : Le courant du court-circuit ($V = 0$) est le photo-courant I_p .

-La tension en circuit ouvert ($I = 0$) est le photo-voltage noté V_p .

$$(I = 0) \Rightarrow V_p = (KT/q) \ln \left(\frac{I_p}{I_0} + 1 \right) \quad (III.21)$$

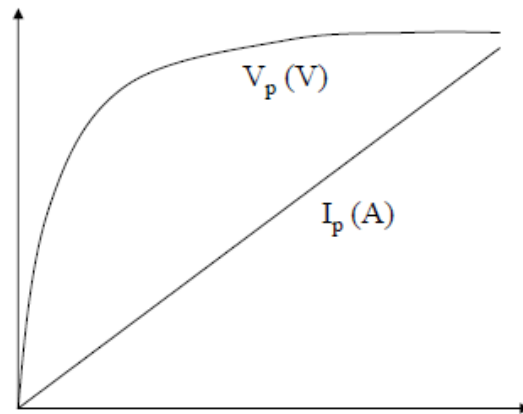


Figure III-18 : Intensité (mW/cm²)

Comme l'intensité de la lumière augmente légèrement, le courant du court-circuit I_p augmente linéairement. La tension en circuit ouvert augmente seulement logarithmiquement.

-5) Le Photo_courant I_p :

Le photo-courant dure le temps besoin pour que les électrons et les trous traversent la couche de l'épuisement W et atteindre les régions neutres N et P . Quand l'électron de la dérive atteint la région neutre n , un électron laisse le côté n dans l'électrode positif. Quand le trou de la dérive atteint la région p il recombine avec une entrée de l'électron. Les p se mettent dans l'électrode négative.

Le photo-courant dépend du nombre de paires électron-trou produit et les vitesses du mouvement des porteurs à travers la couche de l'épuisement. Il est constitué de : Courant de diffusion des électrons dans la (zone 1), Courant de génération dans la ZCE (zone 2) et Courant de diffusion des trous dans la (zone 3).

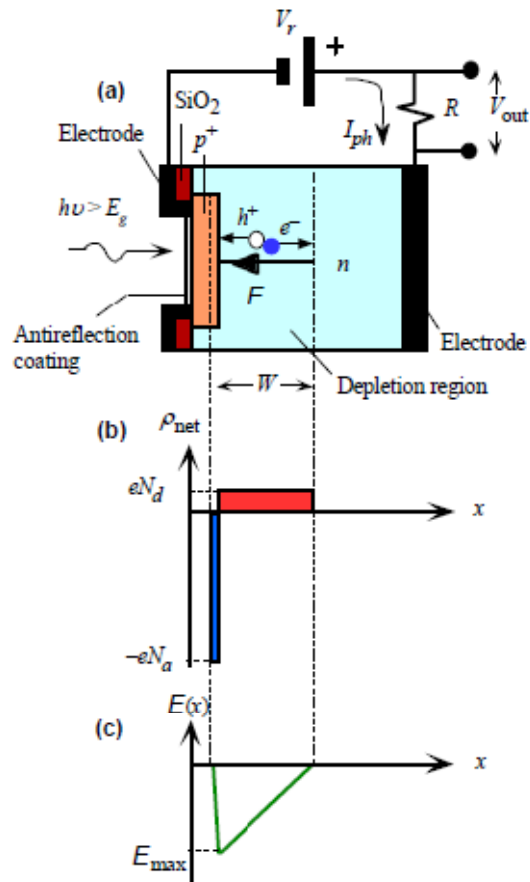


Figure III-18 : (a) Représentation schématique d'une photodiode à jonction PN polarisée en inverse. (b) charge d'espace dans la ZCE de la diode. N_d et N_a sont les concentrations en donneurs et en accepteurs dans les régions P et N. (c). Le champ dans la ZCE.

Densité du photo-courant :

$$J_p = J_{ndiff}(X_p) + J_g(X_n) + J_{pdiff}(X_n) \quad (III.22)$$

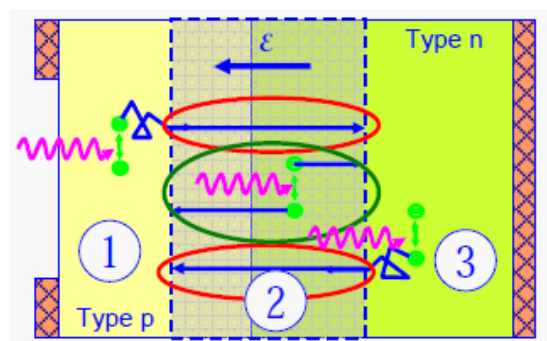


Figure III-19 : Diffusion des porteurs dans une photodiode PN. On néglige les recombinaisons dans la ZCE (Zone de Charges d'Espace). Il existe deux courants de diffusion, à savoir :

$$\begin{aligned} J_{ndiff}(x_p) &= J_{ndiff}(x_n) \\ J_{pdiff}(x_n) &= J_{pdiff}(x_p) \end{aligned}$$

Le courant de génération, dans la ZCE est : $j_g(x) = j_{gp}(x) + j_{gn}(x)$

Les conditions aux limites de la ZCE s'écrivent : $j_g(x_p) = j_{gp}(x_p)$ ou $j_g(x_n) = j_{gn}(x_n)$.

Donc :

$$J_p = J_{ndiff}(X=X_p) + J_{gn}(X=X_n) + J_{pdiff}(X=X_n) \quad (III.23)$$

Jdiff (zone 1).

Jgénération (zone 2).

Jdiff (zone 3)

Illustration :

Zone 1: Région neutre de type p

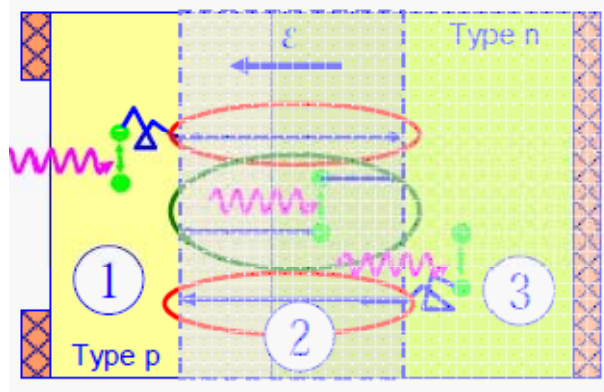


Figure III-20 : Diffusion des électrons dans la région P.

Courant de diffusion des électrons :

$$J_{ndiff} = qD_n \frac{d\Delta n}{dx}$$

$$\Delta n = Ae^{-x/L_n} + Be^{x/L_n} + \frac{\phi\alpha^2\tau_n}{1-\alpha^2L_n^2} e^{-\alpha x}$$

Conditions aux limites (constante A et B)

$\Delta n = 0$ en $x = x_p$.

Donc
$$J_{ndiff} = \left[qD_n - \frac{A_n}{L_n} e^{-x_p/L_n} + \frac{B_n}{L_n} e^{x_p/L_n} - \frac{\phi\alpha^2\tau_n}{1-\alpha^2L_n^2} e^{-\alpha x_p} \right] \quad (III.24)$$

Zone 3 : Région neutre de type n

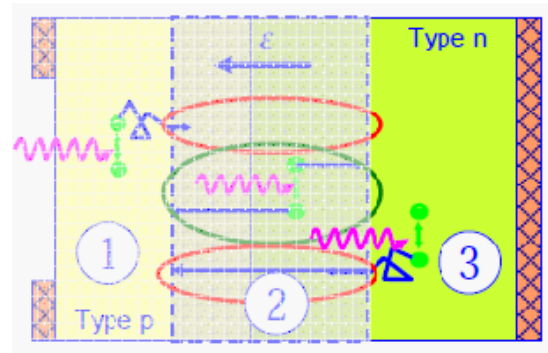


Figure III-21 : Diffusion des trous dans la région N.

Courant de diffusion des trous :

$$J_{p\text{diff}} = -qD_p \frac{d\Delta p}{dx}$$

$$\Delta p = Ae^{-x/L_p} + Be^{x/L_p} \frac{\phi\alpha\tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha x}$$

Conditions aux limites

$$\Delta p = 0 \text{ en } X = X_c \rightarrow +\infty \text{ car } L_p \ll d_n \text{ et } \frac{1}{\alpha} \Rightarrow B = 0.$$

$$\Delta p = 0 \text{ en } X = X_n \text{ à cause de } E \Rightarrow$$

$$A = -\frac{\phi\alpha\tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha X_n + X_n/L_p}.$$

$$\text{Donc } \Delta p = \frac{\phi\alpha\tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha X_n} [e^{-\alpha(X - X_n)} - e^{-(X - X_n)/L_p}]$$

D'où

$$J_{p\text{diff}}(X_n) = -q\phi \frac{\alpha L_p}{1 - \alpha L_p} e^{-\alpha X_n} \quad (\text{III.25})$$

Zone 2: ZCE

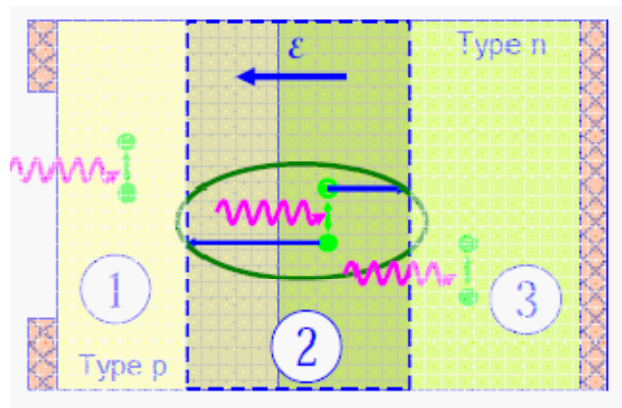


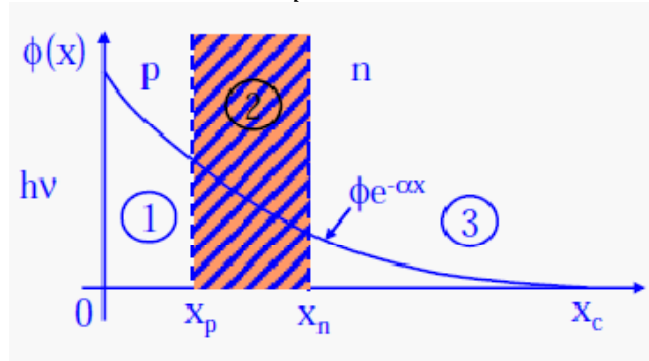
Figure III-22 : Génération des paires dans la ZCE.

Courant de génération:

$$J_{gn} = J_{gp}$$

Equation de continuité pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g + r$$



Etat stationnaire

$$0 = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g \Rightarrow J_{gn}(X_n) = -e^1 \int_{x_p}^{x_n} g dx$$

Taux de generation:

$$g = \phi \alpha e^{-\alpha x}$$

Donc :

$$\boxed{J_{gn}(X_n) = J_{gp}(X_p) = -q\phi(e^{-\alpha X_p} - e^{-\alpha X_n}) = -\alpha\phi e^{-\alpha X_p}(1 - e^{-\alpha W})} \quad (\text{III.26})$$

Simplifications :

. Si $d_p \ll 1/\alpha \Rightarrow J_{ndiff} \cong 0$ (Condition nécessaire à l'obtention d'une photodiode efficace)..On pose $X_p = 0$ et $X_n = W$

$$J_g(X_n) = -q\phi(1 - e^{-\alpha W})$$

$$J_{pdiff}(X_n) = -q\phi \left(\frac{\alpha L_p}{1 - \alpha^2 L_n^2} e^{-\alpha W} \right)$$

$$\boxed{J_p = -q \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} \right)} \quad (\text{III.27})$$

Le photo-courant est donné par : $\boxed{I_p = -A J_p}$ (III.28)

Avec A : surface active ;

Le courant est maximum pour $\alpha W \gg 1$ (utilisation de jonctions PIN). $\boxed{I_p = -A q}$ (III.29)

-6) Le photo-courant externe:

Le photo-courant dans le circuit externe est seulement dû au courant des électrons. La valeur immédiate de photo-courant dépend de la vitesse de la charge. L'intégrale de photo-courant donne le montant de charge et il est égal à N_e (pas $2N_e$).

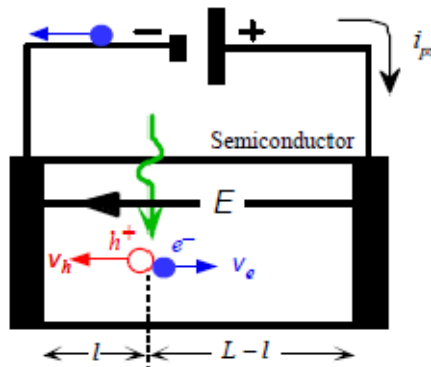


Figure III-23 : Photodiode polarisée en inverse.

-Des paires électron-trou sont générées à $x=l$. Un électron et un trou dérivent dans des directions opposées selon les vitesses du mouvement V_h et V_e . L'électron arrive à $t_e = (L-l)/V_e$ et le trou arrive à $t_h = l/V_h$.

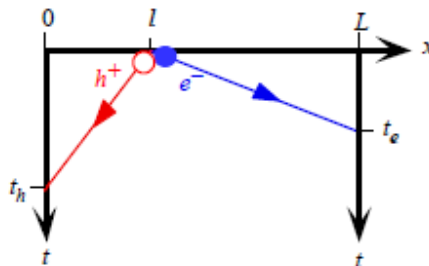


Figure III-24 : Temps de mouvement des trous et des électrons.

-Chaque mouvement d'un électron et d'un trou produit un photo-courant externe nommé :

$$i_e(t) \text{ et } i_h(t). \text{ On donne : } \begin{cases} i_e(t) = \frac{eV_h}{L}, & t < t_h \\ i_h(t) = \frac{eV_e}{L}, & t < t_e \end{cases}; \text{ Théorème de RAMO} \quad (\text{III.30})$$

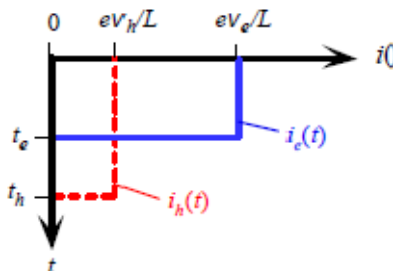


Figure III-25 : Courant des trous et des électrons.

-Le photo-courant total est la somme des photo-courants de l'électron et du trou, chacun dure le temps t_e et t_h respectivement.

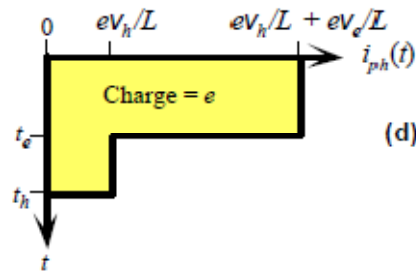


Figure III-26 : Charge totale collectée par un photon (la Zone en jaune).

Le photo-courant n'est pas instantané, il dure un temps t_e et t_h . La charge totale collectée par un photon est e .

$$Q_{\text{col}} = \int_0^{t_e} i_e(t) dt + \int_0^{t_h} i_h(t) dt = e \quad (\text{III.31})$$

-7) Le photo-voltage V_p :

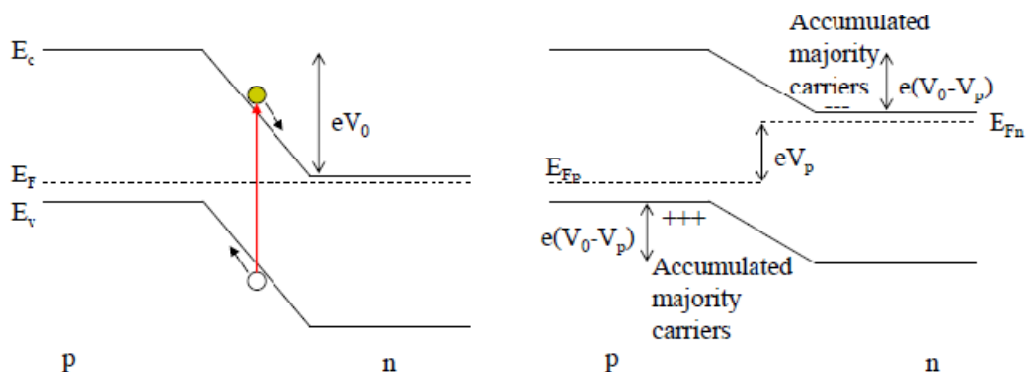


Figure III-27 : Mouvement des porteurs.

-Les porteurs majoritaires en avant influencent la jonction, l'apparence d'un voltage avancé à travers une jonction éclairée (photo voltage) est connue comme l'effet photovoltaïque. La limite sur V_p est le contact de l'équilibre potentiel (le courant du mouvement disparaît avec $V_p = V_0$).

-8) Les différents modes de fonctionnement d'une photodiode PN :

Il y a deux modes de fonctionnement pour une photodiode PN, selon sa polarisation ou non.

-Diode polarisée \Rightarrow mode photoconducteur.

-Diode non polarisée \Rightarrow mode photovoltaïque.

-L'appareil fonctionne en mode photoconductrice dans le troisième quadrant de ses caractéristiques du courant-voltage, y compris la condition du court-circuit sur l'axe vertical pour $V = 0$. (Agir comme une source de courant).

-Il fonctionne en mode photovoltaïque dans le quatrième quadrant, y compris la condition de circuit ouvert sur l'axe horizontal pour $I = 0$. (Agir comme une source du voltage avec le voltage de la production a limité par le contact de l'équilibre potentiel).

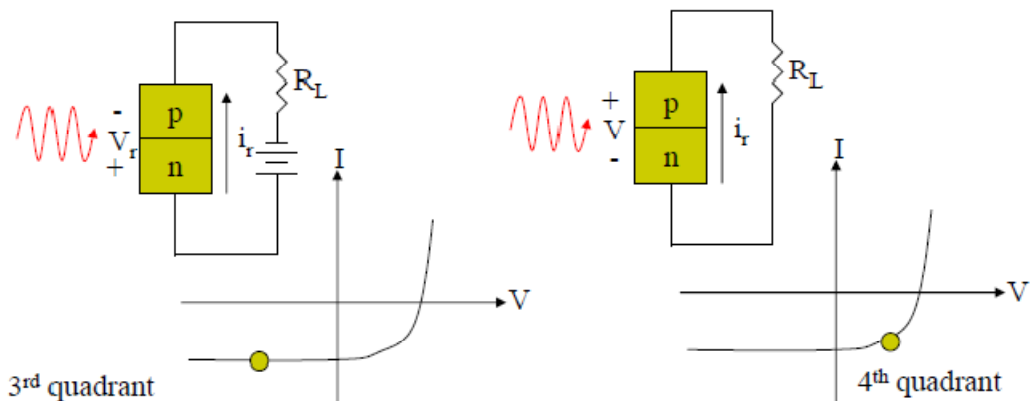


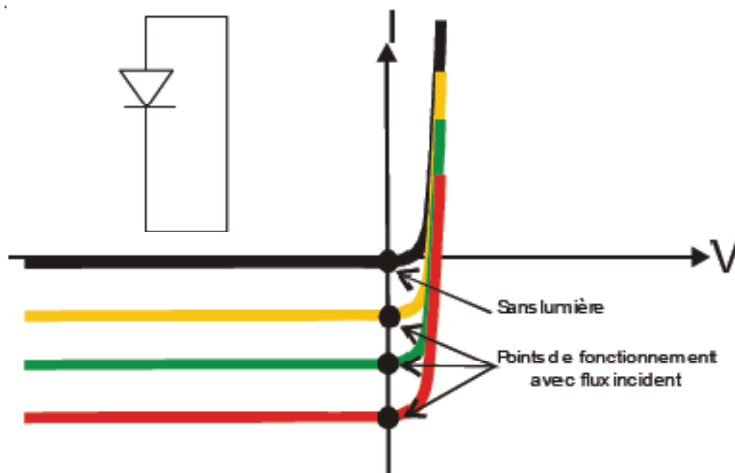
Figure III-28 : Les deux modes du fonctionnement d'une photodiode.

<p style="text-align: center;">Mode Photoconducteur</p> <p>(+Ve) est délivré à l'appareil par le circuit externe (photoconducteur)</p>	<p style="text-align: center;">Mode Photovoltaïque</p> <p>(- Ve) est délivré à la charge par l'appareil (cellule solaire / moisson d'énergie)</p>
---	--

-8.1) Le mode Photoconducteur :

La diode polarisée (avec un voltage inverse « V ») est reliée à un circuit de faible impédance (faible ou ampèremètre).

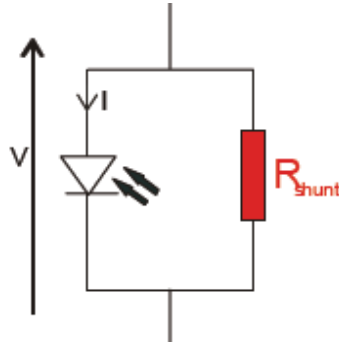
L'utilisation d'une photodiode dans le mode photoconducteur nécessite d'appliquer une tension inverse ("polarisation"), une telle polarisation se traduit par un courant d'obscurité qui augmente avec elle. Ce courant est bien sûr néfaste à la mesure précise d'un très faible flux puisqu'il s'ajoute au photo-courant. De plus, il fluctue beaucoup avec la température et il est donc très difficile à contrôler. La solution est alors d'utiliser la photodiode en court-circuit: la tension à ses bornes est toujours nulle et il n'y a donc pas de courant d'obscurité. Ce fonctionnement est à la limite du mode photovoltaïque et du mode photoconducteur. Même pour des valeurs très faibles du flux incident, le courant lui est proportionnel. La figure III-29 permet de visualiser les différents points de fonctionnement en fonction du flux.



-figure III-29 : Caractéristique I(V) dans le mode photoconducteur.

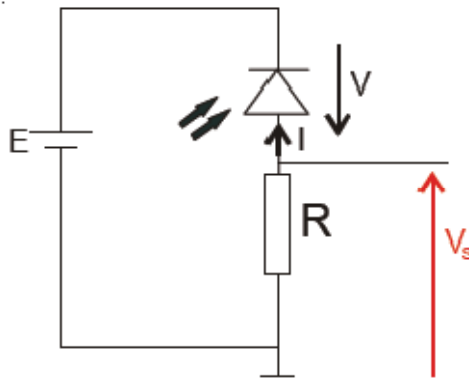
Pour aller plus avant dans la description de ce mode, il faut ajouter au schéma équivalent d'une photodiode une résistance parallèle de court-circuit dite "Shunt"

Résistance R_{sh} " (figure III-30) généralement de grande valeur et qui dépend de la fabrication de la diode. Cette résistance serait infinie pour une photodiode idéale. Plus cette résistance est grande, plus la photodiode sera sensible aux faibles signaux. C'est donc le paramètre important lors du choix d'une photodiode pour travailler dans ce mode. Cette résistance dépend très fortement de la température.



-Figure III-30 : Photodiode avec sa résistance de shunt.

L'utilisation d'une photodiode dans le mode photoconducteur nécessite d'appliquer une polarisation, une tension inverse. Un montage typique (Figure III-31) est de placer en série de la photodiode polarisée une résistance (dite résistance de charge) qui convertit le courant en tension.



-Figure III-31 : Photodiode polarisée avec sa résistance de charge.

Le terminal positif est relié au côté n et le négatif au côté p. Les électrons dans le côté n sont sortis de la région de l'épuisement et les trous sont tirés du côté p. La région de l'épuisement élargit. La barrière d'énergie augmente par la possibilité appliquée. Le courant de porteurs de la majorité de tout genre s'est arrêté et le seul courant qui peut couler est le courant inverse dû aux porteurs de la minorité.

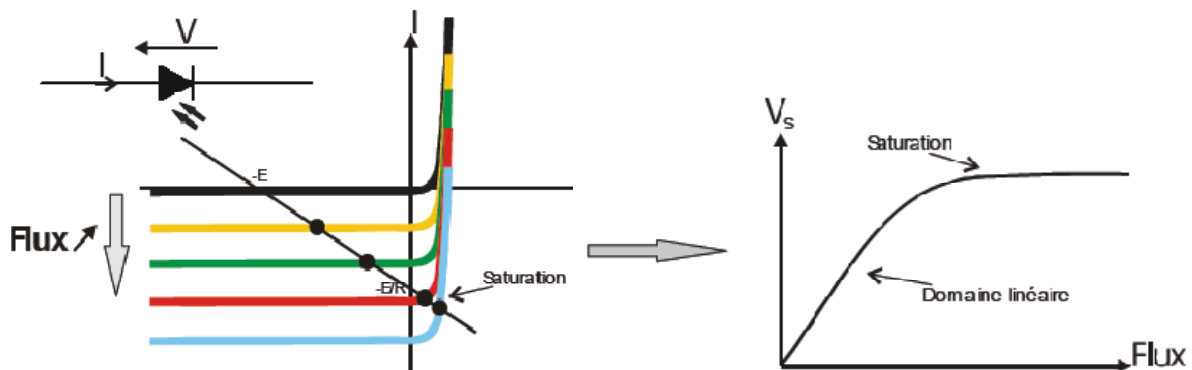
La tension $V_s (= -RI)$ est directement proportionnelle au photo-courant généré par la photodiode.

Pour trouver les points de fonctionnement (I, V) du montage, il faut superposer au réseau de caractéristique de la photodiode la "droite de charge". Cette dernière est obtenue en écrivant la loi des mailles:

$$E = V_s - V = -RI - V \Rightarrow I = -\frac{V+E}{R} \quad (\text{III.31})$$

Les points de fonctionnement sont donnés par les intersections de la droite de charge avec les caractéristiques de la photodiode. On constate sur le schéma suivant (Figure III-32) que, tant que le flux n'est pas trop grand, les points de fonctionnement sont bien distincts pour des flux différents. Le courant varie linéairement avec le flux: une mesure quantitative est donc possible. Par contre, pour des flux plus importants, les points de fonctionnement se rapprochent jusqu'à se confondre.

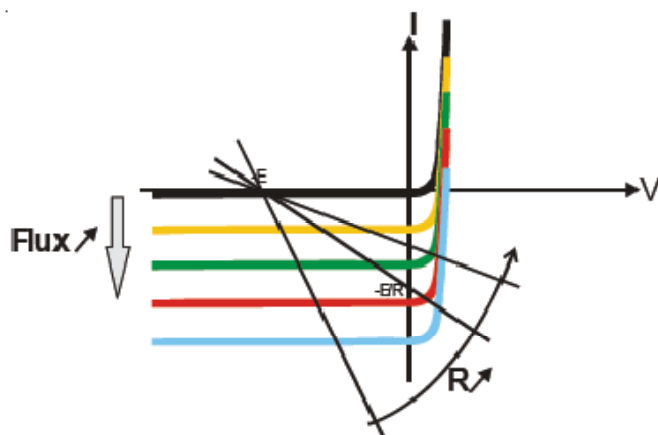
Ce phénomène est appelé "saturation". Le courant n'est plus linéaire avec le flux et tend vers une valeur limite. Une mesure dans ce régime conduirait à des valeurs totalement erronées.



-Figure III-32 : Mode photoconducteur. UN phénomène de saturation se produit aux forts flux-

Les deux paramètres libres que sont la résistance de charge et la tension de polarisation ont des effets très importants sur ce comportement et ne doivent donc pas être choisis au hasard.

Augmenter la **résistance** peut être intéressant puisque pour un photo-courant donné la tension de sortie sera d'autant plus grande que la résistance de charge sera grande (cela revient à augmenter le gain). Un flux faible sera ainsi plus facile à détecter. Cependant, augmenter R accélère le phénomène de saturation: la plage où le courant est linéaire avec le flux est réduite. Le schéma ci-dessous illustre l'influence de la valeur de la résistance sur la saturation. R impose la pente de la droite de charge: plus R est grand, plus la pente est petite. Les points de fonctionnement se confondent ainsi d'autant plus vite que R est grand.



-Figure III-33 : Augmenter R , accélère la saturation-

De la même manière, la **tension de polarisation** de la photodiode influe sur le phénomène de saturation. Plus la polarisation est grande, plus la saturation est retardée. Le schéma ci-dessous illustre cette dépendance. Les droites de charge sont parallèles (même valeur de R , donc même pente) mais l'abscisse à l'origine est différente. Attention! La tension de polarisation ne peut pas être indéfiniment augmentée.

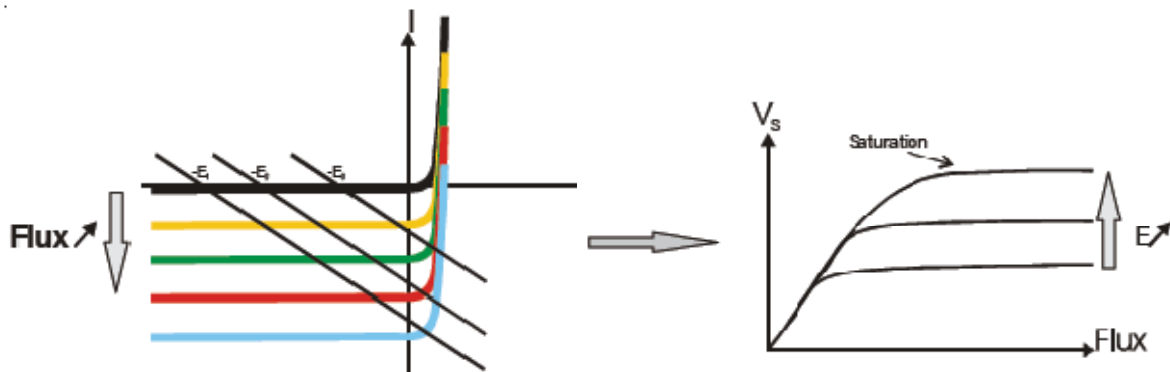


Figure III-34 : Augmenter la polarisation, retarde la saturation-

-8.1.a) Caractéristiques du mode Photoconducteur :

-Photoconducteur, mode qui influence la photodiode.

-Avec une résistance de charge $R_L < R_i$ donne la ligne de la charge.

-Gardez $V < E$ afin que la photodiode soit influencée inversement ($V = (I_p + I_0)R_L$).

$$I = I_0(e^{qV/KT} - 1) - I_p.$$

$V < 0$, Le courant total s'écrit : $I = -(I_0 + I_p)$

$$I_p \gg I_0 \Rightarrow \boxed{I \approx -I_p} \quad (\text{III.32})$$

-Le courant mesuré est égal au photo-courant (courant d'obscurité négligeable) et donc proportionnel au rayonnement incident.

-8.1.b) Les avantages de la mode photoconductrice :

Le courant produit par le photon constitue le signal de la production mesuré et pas le voltage à travers la diode.

-L'opération photoconductrice résulte en une plus haute réponse qu'en photovoltaïque à cause de la couche de l'épuisement et le temps du passage du champ électrique pour les porteurs de la charge pour atteindre leurs électrodes respectifs qui est réduit.

-8.2) Le mode photovoltaïque :

La diode est reliée à un circuit de forte impédance (R_L grand ou voltmètre), et sans polarisation extérieure. « Photo pile ».

Ce mode de fonctionnement est exploité pour réaliser des "photopiles" aux applications diverses. La plus connue est bien sûr l'installation de panneaux solaires sur une maison pour fournir une partie de l'énergie domestique. Les satellites sont également équipés de grands bras télescopiques recouverts de cellules photovoltaïques afin de leur assurer leur autonomie énergétique. Une autre application concerne la protection des structures en métal contre la corrosion. Une petite tension appliquée sur une structure en métal l'empêche de s'oxyder ou de se rouiller.

Des photopiles permettent de fournir cette tension et de protéger ainsi dans des lieux éloignés lignes ferroviaires, réservoirs ou canalisations... Un travail important est mené pour améliorer le rendement des photopiles et en faire peut être demain une source d'énergie renouvelable largement employée.

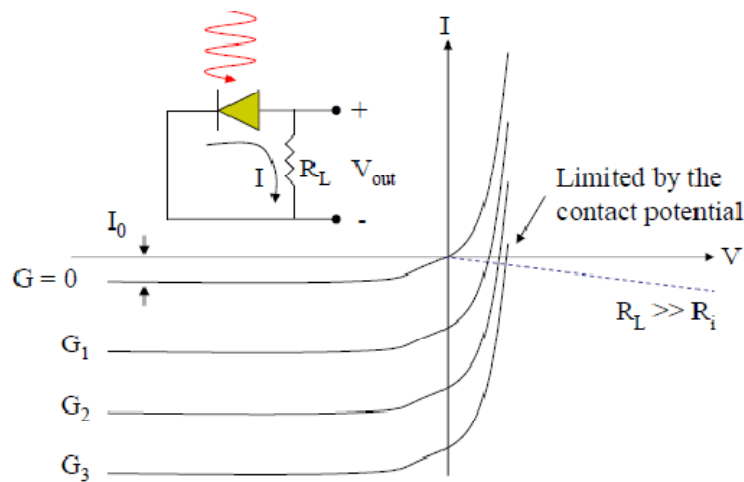


Figure III-35 : Caractéristique I(V) en mode photovoltaïque.

Le champ électrique E à travers la jonction tire des électrons vers le côté n et les trous vers le côté p . Les trous dans le côté p sont augmentés ainsi que les électrons dans le côté n . Un photon induit un courant I_p (courants à travers la diode du côté n au côté p). La barrière d'énergie est réduite. Plus de trous peuvent traverser du p vers n et plus d'électrons traversent de n vers p qui crée un courant avancé à travers la diode. Le photon induit un voltage mesuré « photovoltaïque ».

-8.2.a) Caractéristiques du mode photovoltaïque :

-Le courant produit par un photon est une fonction linéaire de la puissance lumineuse.

Dans le mode photovoltaïque la diode est connectée à une forte impédance de sorte que $I = 0$

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) - I_p = 0 \Rightarrow$$

$$\boxed{V = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{I_p}{I_0} + 1 \right]} \quad (\text{III.33})$$

(Le photo-voltage est proportionnel au logarithme du photo-courant).

-N'exigez pas de voltage (V_{out}) mais exigez une grande résistance de la charge (R_L).

Il faut que $R_L \gg R_d$, afin que le courant I qui coule à travers la diode et la résistance de la charge est petit de façon négligeable.

-La vitesse de réponse dépend d'épaisseur de la diode (généralement lente).

L'absence d'un courant de fuite fournit un bruit bas.

-8.2.b) Les avantages du mode photovoltaïque :

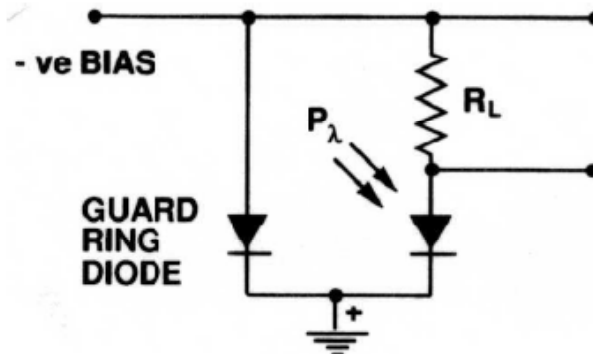
Le meilleur avantage peut être pris comme un générateur de courant extrêmement linéaire s'il est opéré dans une résistance très basse en comparaison de la résistance de la manœuvre de la diode (c'est à dire quand $R_L \ll R_{sh}$).

L'inconvénient majeur de ce mode est que le signal dépend de R_{sh} qui typiquement a une large étendue de valeurs différentes (c'est à dire quand $R_L \gg R_{sh}$).

-9) la bague de garde :

Une structure de la bague de garde est fournie sur certains photodiodes projetés pour hautes opérations de voltage et prend la forme d'une bague d'isolement qui entoure la région active. Quand cela est influencé alors à une possibilité semblable à la photodiode le courant de la fuite de la surface de la périphérie de la région active est minimisé. Une bague de garde offre la plupart des avantages considérables quand c'est nécessaire à opérer à très haut voltage du parti pris et a peu ou aucun effet dans la plupart des cas approximativement 50 volts. Un circuit du fonctionnement

typique est montré dans figure III-16. La bague du garde peut être laissée sans rapport si son usage n'est pas exigé.



-Figure III-36 : Photodiode avec sa bague de garde.

-10) Les caractéristiques d'une photodiode PN :

Comme on l'a vu précédemment, la Photodiode PN a les caractéristiques suivantes :

-1) Coefficients de l'absorption :

$$I_v(X) = I_v(0)e^{-\alpha} \quad , \quad \lambda(\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g(\text{eV})}$$

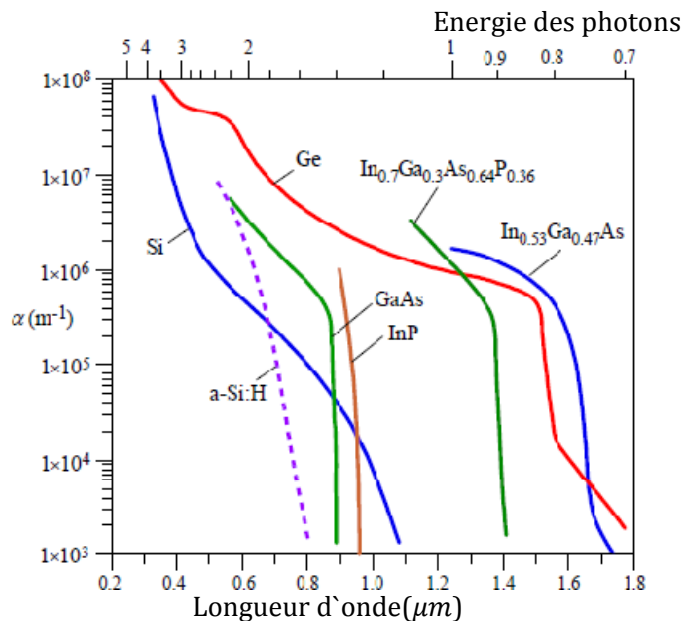


Figure III-37 : Coefficients d'absorption α en fonction de λ pour différents semi-conducteurs

-2 La Sensibilité :

Une photodiode à jonction PN n'a pas de Gain interne donc sa sensibilité est donnée par :

$$R_i = \eta \frac{1}{h\nu/q} = \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1,24} \quad (\text{A/W})$$

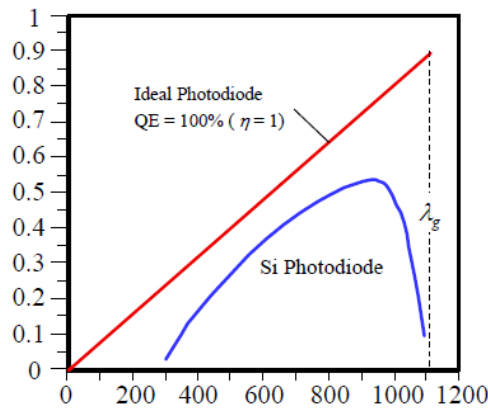


Figure III-38 : Sensibilité d'une photodiode idéale et d'une photodiode au Silicium en fonction de λ .

-3) Rendement quantique η :

$$\eta = R_i \frac{hc}{\lambda q} = 1240 \frac{R_i}{\lambda}$$

Avec ; h : constante de PLANCK ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$).

C : La vitesse de la lumière ($c = 3 \cdot 10^8 m/s$).

q : La charge de l'électron ($q = 1,9 \cdot 10^{-19} C$).

R_i : Responsivité en Ampère/Watt(A/W).et λ en nm.

-4) La Capacité de jonction C_j :

Elle est utilisée pour détecter la vitesse de réponse de la photodiode .Elle est donnée comme suit :

$$C_j = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{\sqrt{2\mu\rho(V_A - V_0)}} = \epsilon \frac{A}{d}$$

Avec ; $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-14}$ F/cm, est la permittivité d'espace libre, ϵ c'est la constante diélectrique ($\epsilon = 11.9$ pour le silicium), $\mu = 1400$ cm²/Vs est la mobilité des électrons à T=300 K, ρ est la résistivité, V_0 est le voltage encastéré de silicium, A la surface active, d la longueur de la ZCE et V_A est le voltage du parti pris inverse appliqué.

-5) Vitesse du mouvement et mobilité du porteur :

Un champ électrique constant E présenté à un semi-conducteur (ou métal) pousse ses porteurs de charge libres a s'accélérer. Les porteurs libres accélérés alors rentrent en collisions fréquents avec les ions du cristal qui laissent leurs places d'équilibre par mouvement thermique et imperfections dans le cristal. Ces collisions causent des décélérations aléatoires aux porteurs, le résultat est plutôt une vitesse moyenne du mouvement qu'à une accélération constante. La vitesse du mouvement moyenne d'un porteur est donnée par :

$$\overline{V_d} = (eE/m)\tau_{col} = \mu E \quad (III.34)$$

Avec ; m : La masse efficace ; e : La charge d'électron ; E : le champs électrique ; τ_{col} :Le temps moyen entre collisions ; $\mu = e\tau_{col}/m$: La mobilité des porteurs.

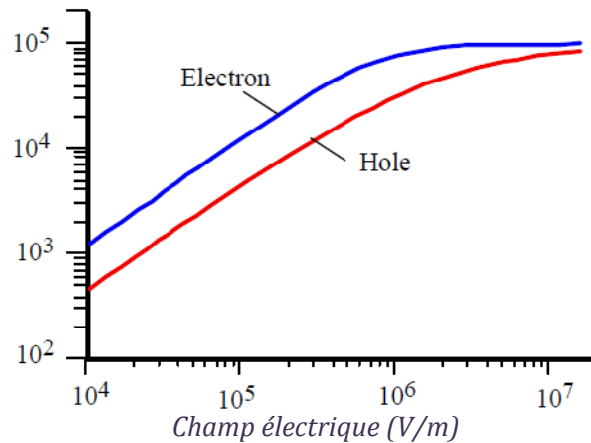


Figure III-39 : Vélécité de charge en fonction du champ électrique dans une photodiode au Silicium.

-7) Le temps de réponse :

Le temps de réponse est la durée qui s'écoule après une variation brusque (appelée : échelon) du mesurande (grandeur à mesurer ou consigne) jusqu'à ce que la variation de la sortie du capteur ne diffère plus de la valeur finale. La montée du signal est souvent de forme exponentielle. Sa valeur approchée est donnée par l'équation (III.12)

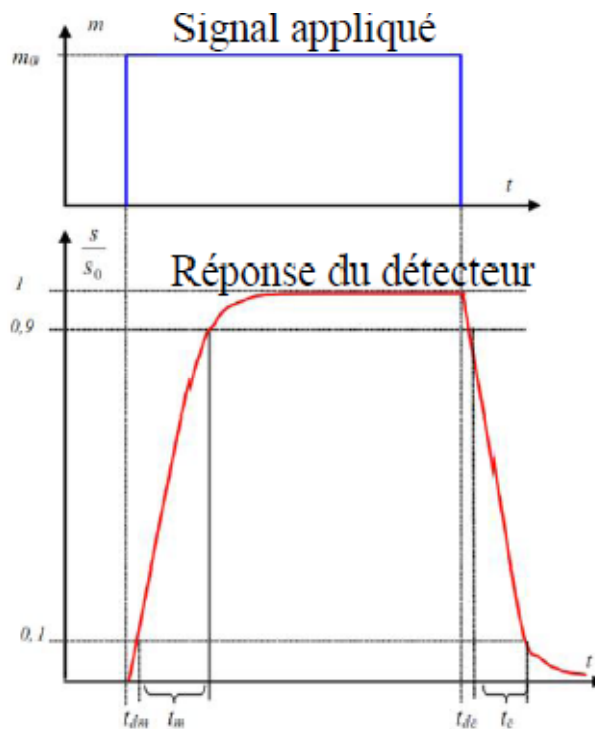


Figure II-40: Temps de réponse d'une photodiode PN à une entrée e(échelon).

tdm : temps de retard à la montée ou délai de montée. Temps nécessaire pour que la grandeur de sortie s augmente, à partir de sa valeur initiale, de 10% de sa variation totale.

tm : temps de montée. Intervalle de temps correspondant à la croissance de s de 10% à 90% de sa variation totale.

tdc : temps de retard à la chute ou délai de chute. Temps nécessaire pour que la grandeur de sortie s diminue, à partir de sa valeur initiale, de 10% de sa variation totale.

tc : temps de chute. Intervalle de temps correspondant à la décroissance de s de 10% à 90% de sa variation totale.

-8) Temps du mouvement du porteur :

Quand le champ dans la région de l'épuisement dépasse une valeur de saturation, alors les porteurs voyagent à une vitesse du mouvement maximal V_d . Le plus long temps du passage τ_{tr} est pour les porteurs qui doivent traverser la largeur de la couche de l'épuisement pleine W : $\tau_{tr} = W/V_d$.

Exemple : Une force de champ au-dessus de 2×10^4 V/cm (dites 2 V à travers distance de $1 \mu\text{m}$) dans le silicium donne une vitesse maximale du porteur d'approximativement 107 cm/s (maximum. v_d) \Rightarrow Le temps du passage à travers une largeur de la couche de l'épuisement de $1 \mu\text{m}$ est autour de 10 ps.

-11) Les inconvénients d'une Photodiode PN :

-Échec du courant inverse.

-La capacité est trop grande pour autoriser la découverte à hautes fréquences de la modulation.

-La largeur de l'épuisement est quelques microns. La profondeur de la pénétration est plus grande et les paires électrons-trous sont dans la région n.

-La diffusion a basé l'appareil.

- η est bas à longues longueurs d'ondes.

Conclusion :

La première évolution des photodétecteurs au début des années 60, s'est tournée vers l'augmentation de la zone d'absorption à l'aide d'une couche supplémentaire non dopée ou faiblement dopée, pour accroître la sensibilité, cette évolution a donné naissance à la photodiode PIN.

III.6-3.2 La PHOTODIODE A JONCTION PIN (POSITIVE-INTRINSEQUE-NEGATIVE):

.1) Définition :

L'appellation PIN fait référence aux dopages des trois couches de semi conducteurs utilisées dans leur partie active respectivement de type P, intrinsèque i et de type N, autrement dit c'est une jonction PN avec une couche intrinsèque intercalée entre les couches lourdement dopées P^+ et N^+ . Ce dopage vise à optimiser ses caractéristiques par rapport à celles des photodiodes à simples jonction PN. La concentration de charges libres dans la région 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.

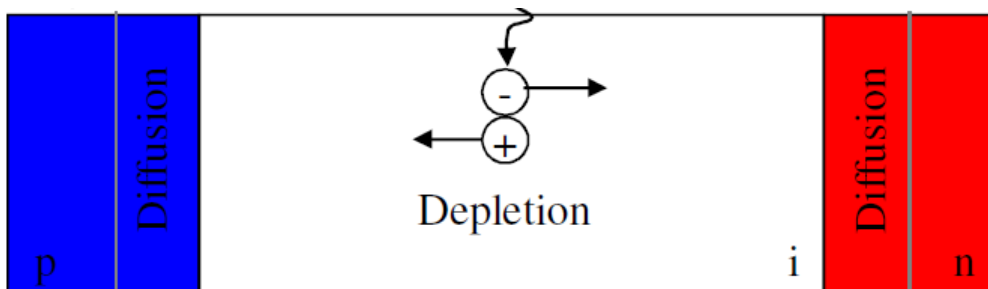


Figure III-41 : Photodiode PIN.

.2) Principe du fonctionnement :

Le fonctionnement de la photodiode PIN est le même que celui de la photodiode PN, mais que sa 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 positives et négatives sont immédiatement séparées, ce qui diminue la probabilité de recombinaison et augmente l'efficacité de la photodiode.

La couche de l'épuisement est définie presque complètement par la région intrinsèque.

Dans la pratique, la région intrinsèque ne doit pas être vraiment intrinsèque mais doit seulement être hautement résistive (Les régions N et P sont légèrement dopées).

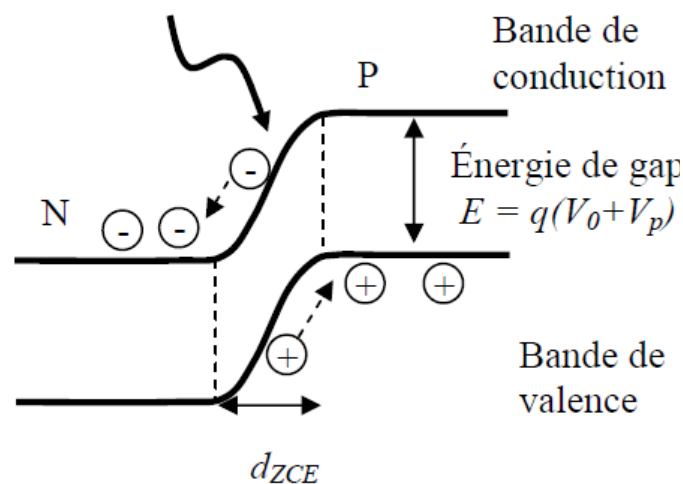


Figure III-42 : Diagramme de bandes d'énergie.

Toute l'absorption a lieu dans la région de l'épuisement. La région intrinsèque peut être de type n- légèrement dopée, et pour faire une basse résistance de contacte, une couche de type n- (n+) hautement dopée est ajoutée.

La largeur de la couche de l'épuisement W dans une diode PIN ne varie pas considérablement avec le voltage du parti pris appliqué (polarisation) mais est essentiellement déterminée par l'épaisseur, d_{ZCE} de la région intrinsèque afin que $W = d_{ZCE}$.

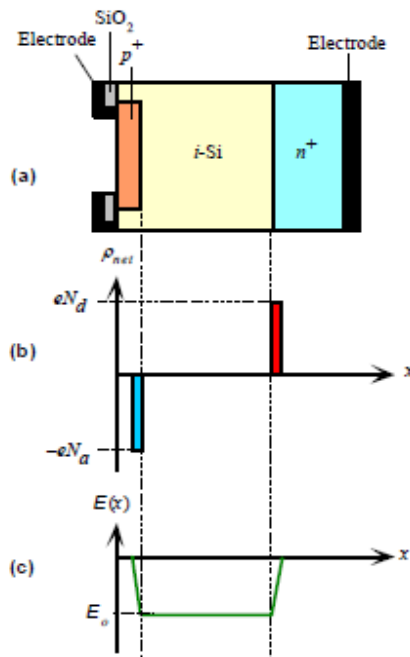


Figure III-43 : La structure schématique d'une photodiode PIN. (b) La densité de charge de l'espace nette à travers la photodiode. (c) Le champ encastré à travers la diode.

La photodiode PIN a les caractéristiques suivantes :

- Aucune charge d'espace dans la couche intrinsèque.
- Champ électrique constant. Avec voltage convenable les particules déplacent à vitesse de la saturation.
- Une couche intrinsèque entre les régions dopées n et p.

La photodiode PIN peut être illuminée verticalement ou horizontalement. La géométrie colinéaire (*flux optique et transport de charges colinéaires*) présentée dans la figure III-44(a) est employée le plus fréquemment. Elle est prise comme type de référence pour l'analyse des caractéristiques des photodiodes. La figure III-44(b) représente la géométrie orthogonale (*flux optique et transport de charges orthogonaux*).

-2.1) La photodiode PIN à éclairage vertical :

L'idée de cette structure est d'augmenter artificiellement la zone de charge d'espace et donc la zone d'absorption principale de la photodiode, sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photogénérés atteignent rapidement la vitesse de saturation. Cette structure de photodiode a très rapidement été utilisée comme démodulateur optique microonde. Dans ce type de composant, des temps de réponse très brefs sont recherchés pour pouvoir permettre des montées en débit pour les communications. On remarque que dans les premières structures PIN, certains porteurs photogénérés étaient soumis au phénomène de diffusion dans certaines zones. Or, la diffusion est un phénomène très lent qui réduit la bande passante et donc est contraire aux applications optique-microondes. De plus la réponse en fréquence des photodiodes à zone de déplétion est limitée principalement par les effets de temps de transit des porteurs et de la capacité de jonction de la diode.

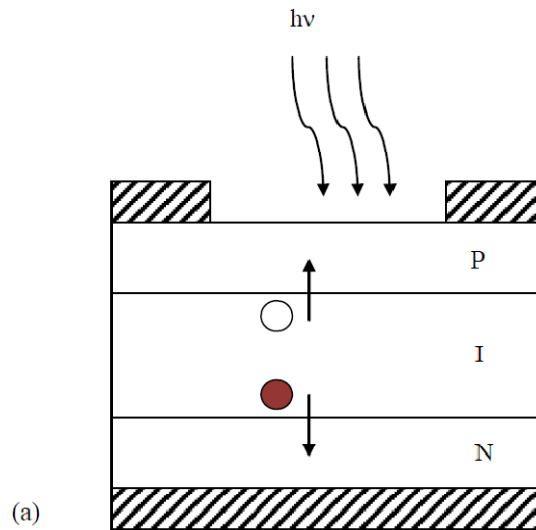


Figure III-44(a) : Flux optique et transport de charges colinéaires.

-2.2) La photodiode PIN à éclairage latéral :

Les structures à éclairage latéral permettent ce découplage optique-électrique. Elles permettent d'augmenter la bande passante tout en gardant une grande sensibilité, par élimination de la dépendance du rendement quantique avec l'épaisseur de la zone d'absorption.

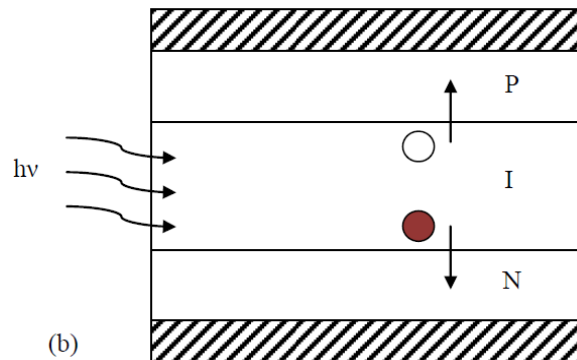


Figure III-44(b) : Flux optique et transport de charges orthogonaux.

Le concept de la photodiode PIN sert à :

- 1)-Agrandissez la région du mouvement des photo-porteurs.
- 2)-Diminuez la capacité de jonction.
- 3)-Elle peut être considérée comme une photodiode à jonction $p^+ - n^-$ ou bien à jonction n^+p^- .

-3) Photodiode PIN à Hétérojonction :

Pour que la quasi-totalité de l'absorption se fasse dans la région de l'épuisement, la solution idéale pour la diode $p-i-n$ est de fabriquer la zone intrinsèque dans un matériau S-C de gap inférieur à celui des zones p et n . De la sorte, il n'y a plus de photons absorbés dans les zones de diffusion et le rendement de la photodiode peut approcher l'unité ($\eta \rightarrow 1$) ; de même sa dynamique ne sera plus affectée par la lenteur du courant de diffusion. La figure ci-dessous représente une la structure d'une telle photodiode.

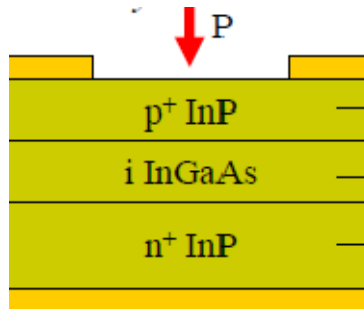


Figure III-45 : Photodiode PIN à Hétérojonction.

Hétérojonction structure offre une flexibilité supplémentaire dans l'optimisation de la performance d'une photodiode. Dans une photodiode à hétérojonction, la région active a normalement un gap qui est plus petit qu'un ou les deux des régions homogènes.

Une région homogène de large gap qui peut être la région du sommet p+ ou la région n sert comme une fenêtre pour le signal optique pour entrer.

Le petit gap de la région active détermine le raccourci de la longueur d'onde de la photo réponse, λ_{th} .

Le grand gap de la région de la fenêtre homogène met le raccourci de longueur d'onde courte de la photo réponse, λ_c . \Rightarrow Pour un signal optique qui a une longueur d'onde λ_s dans la gamme $\lambda_{th} > \lambda_s > \lambda_c$, l'efficacité quantique et la responsivité peuvent être optimisés.

-4) LE photo-courant I_p :

IL est constitué du courant de génération dans la région de l'épuisement et du courant de diffusion à l'extérieur de cette zone. En général, les porteurs photo-générés se déplacent par mouvement et diffusion, et par conséquent la densité totale du courant à l'intérieur de la région de l'épuisement est donnée par:

$$J_p = J_g + J_{diff} \quad (III.35)$$

- J_g Courant de la génération (mouvement) des porteurs dans la région de l'épuisement.

- J_{diff} Courant de diffusion des porteurs à l'extérieur de la région de l'épuisement.

L'appareil peut être optimisé pour avoir le courant de diffusion aussi petit que possible (pour une réponse plus rapide).

-4.1) La densité du courant de génération J_g :

La densité du courant de génération, J_g Qui suppose que tous les porteurs sont passés dehors près du champ électrique dans la région de l'épuisement est donnée par :

$$J_G = q\phi(1 - E^{-\alpha W}) \quad (III.36)$$

En cas où la région de l'épuisement est épaisse (ex. $\alpha W \gg 1$), $J_{gmax} = q\phi$

Avec ; ϕ : le flux du photon incident.

-4.2) La densité du courant de diffusion J_{diff} :

Ce courant contribue au courant total due au porteurs produit à l'extérieur de la région de l'épuisement. Elle est donnée par la relation suivante :

$$J_{diff} = -qD_n \left(\frac{dP_n}{dx} \right)_{x=W} \quad (III.37)$$

Sa valeur absolue est donnée par : $|J_{diff}| = qD_n \left(\frac{dP_n}{dx} \right)_{x=W}$

$$= q\phi \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} e^{-\alpha W} + qP_{n0} D_n / L_n$$

La densité totale du photo-courant est :

$$J_p = q\phi \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_h} \right) + qP_{N0} \frac{D_h}{L_h} \quad (\text{III.38})$$

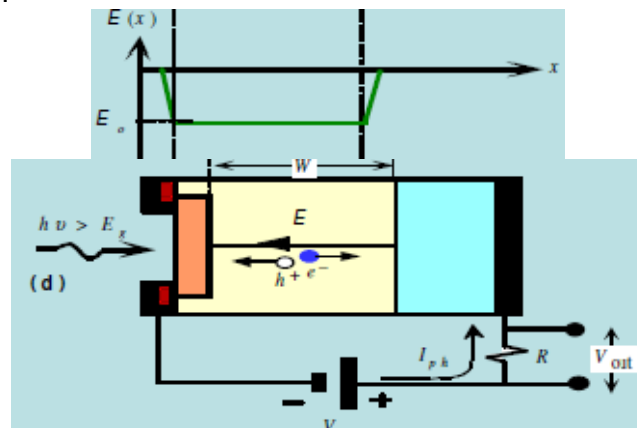
Notant que P_{N0} est très petite dans la région n-, par conséquent,

$$J_p = q\phi \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_h} \right)$$

D où le photon-courant est, I_p tel que : $I_p = AJ$.

-4) Le mode de fonctionnement d'une photodiode PIN :

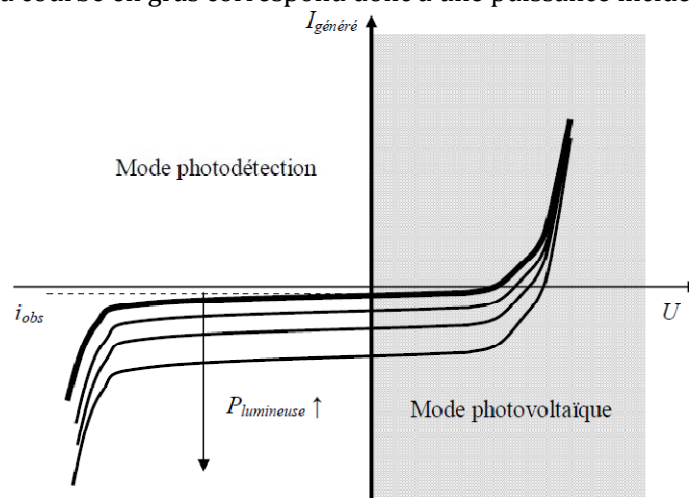
Comme les photodiodes à jonction PN les photodiodes à jonction PIN fonctionnent avec deux modes, c'est à dire : soit par polarisation inverse (mode Photoconducteur) ou bien sans polarisation (mode Photovoltaïque).



-Figure III-46 : Photodiode PIN en mode photoconducteur-

-5) La caractéristique $i = f(U)$:

La Figure III-47, représente la caractéristique courant en fonction de la tension aux bornes de la photodiode. Le réseau de courbe est tracé pour une puissance lumineuse incidente croissante dans le sens de la flèche. La courbe en gras correspond donc à une puissance incidente nulle.



-Figure III-47 : Caractéristique I(V).

L'étude de cette courbe nous apporte les informations suivantes :

Lorsque la puissance lumineuse est nulle (courbe en gras en haut), il existe tout de même un courant généré. On retrouve là le courant d'obscurité. Celui-ci augmente si la polarisation augmente, d'où la légère pente de la courbe.

Lorsque la puissance lumineuse augmente, le courant photo-généré augmente proportionnellement et se rajoute au courant d'obscurité.

Si la tension de polarisation est positive, le mode photovoltaïque est un mode comparable à une diode classique.

La polarisation ne doit pas être trop importante, il existe une tension de claquage.

-6) Schéma équivalent :

On peut maintenant associer aux différents phénomènes et caractéristiques un schéma électrique équivalent de la photodiode, représenté dans la figure 6.

Le courant photo-généré est modélisé par une source de courant, conventionnellement orienté dans le sens adopté aux paragraphes précédents. Une diode idéale est assemblée en parallèle, qui permet également de modéliser le passage du courant d'obscurité. Une résistance parasite (Notée R_{sh} , résistance de shunt) et une capacité parasite de jonction C_j sont ajoutés au modèle.

Le schéma représente une résistance de charge supplémentaire R_L sur laquelle la photodiode est branchée.

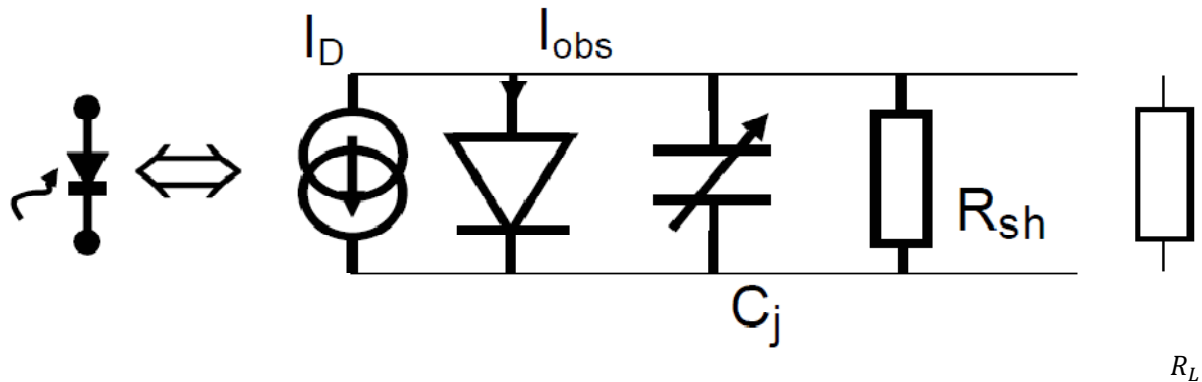


Figure III-48 : Schéma équivalent d'une photodiode PIN.

-7) Les caractéristiques de la photodiode PIN :

La photodiode PIN a les mêmes caractéristiques que la photodiode PN, mais elle a tout de même quelques différences qu'on site ici :

-Le courant d'obscurité est petit (Les cotés p- et n- sont hautement dopées), grande barrière de potentielle entre les cotés p- et n-.

-Le Photo-courant est dû au champ électrique fort dans la région i, aucune perte de porteurs, haute efficacité.

-Haut champ électrique, petit temps du mouvement, réponse du mouvement rapide.

-Grand séparation latérale de n- et p-, capacité basse, réponse RC rapide.

.1 La Sensibilité:

Une photodiode à jonction PIN n a pas de Gain interne (comme dans le cas d'une photodiode PN) donc sa responsivité est donnée par l'équation (III.16).

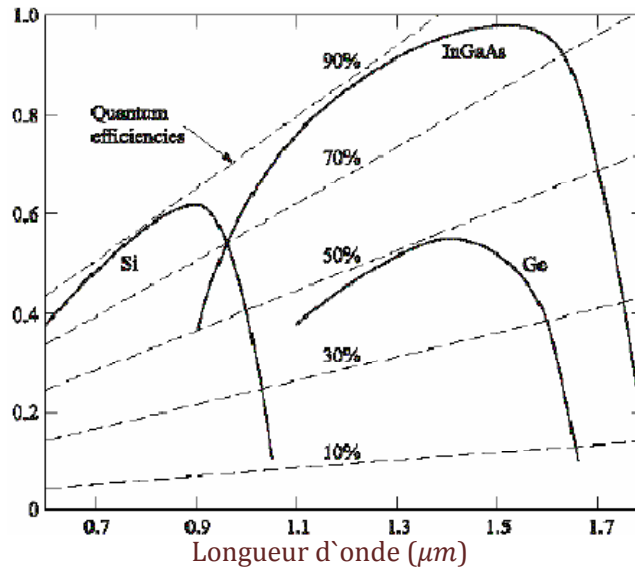


Figure III-49 : sensibilité en fonction de la longueur d'onde des différentes Photodiodes PIN-

.2) Rendement quantique η :

$$\eta = R_i \frac{hc}{\lambda q} = 1240 \frac{R_i}{\lambda}$$

Avec ; h : constante de PLANCK ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$).

C : La vitesse de la lumière ($c = 3 \cdot 10^8 m/s$).

Q : La charge de l'électron ($q = 1,9 \cdot 10^{-19} C$).

R_i : Responsivité en Ampère/Watt(A/W).et λ en nm.

.3) La Capacité de jonction C_j :

Elle est utilisée pour détecter la vitesse de réponse de la photodiode .Elle est donnée par l'équation (III.10).

d est grande $\Rightarrow C_j$ diminue D'où la diminution de la constante du temps RC.

Remarque sur la capacité de jonction :

Pour les jonctions du PN, la capacité de jonction augmente avec la polarisation directe (voltage du parti pris est direct) mais baisse avec la polarisation inverse (parti pris inverse) de la jonction (Parce que la largeur de la couche de l'épuisement baisse avec la polarisation directe mais augmente avec la polarisation inverse).

Pour les diodes PIN, la largeur de la couche de l'épuisement (intrinsèque) est arrangée (fixe) => la capacité de jonction n'est pas affectée par ses conditions.

.4 Vitesse du mouvement et mobilité du porteur :

$$V_d = (eE/m)\tau_{col} = \mu E \text{ (Cm/s)}$$

Avec ; m : La masse efficace ; e : La charge d'électron ; E : Le champs électrique ; τ_{col} :Le temps moyen entre collisions ; $\mu = e\tau_{col}/m$:La mobilité des porteurs.

.5) Le temps de réponse :

$$t_r \cong \frac{0.35}{f_{3dB}}$$

.6) Temps du mouvement du porteur :

Quand le champ dans la région de l'épuisement dépasse une valeur de saturation, alors les porteurs voyagent à une vitesse du mouvement maximal V_d . Le plus long temps du passage τ_{tr} est pour les porteurs qui doivent traverser la largeur de la couche de l'épuisement pleine W : $\tau_{tr} = W/V_d$.

Exemple : Une force de champ au-dessus de 2×10^4 V/cm (dites 2 V à travers distance de $1 \mu\text{m}$) dans le silicium donne une vitesse maximale du porteur d'approximativement 10^7 cm/s (maximum. V_d) \Rightarrow Le temps du passage à travers une largeur de la couche de l'épuisement de $1 \mu\text{m}$ est autour de 10 ps.

.7) Temps de diffusion :

Le temps de la diffusion de porteurs a produit à l'extérieur de la région de l'épuisement. La diffusion du porteur est un processus relativement lent. Le temps de la diffusion, t_{diff} , pour les porteurs pour diffuser une distance d est :

$$t_{diff} = d^2/D \quad \text{(III.36)}$$

Où ; D est le coefficient de la diffusion du porteur de la minorité.

Par exemple ; Le temps de la diffusion du trou à travers $10 \mu\text{m}$ de silicium est 40 ns . Le temps de la diffusion de l'électron sur une distance semblable est autour de 8 ns \Rightarrow pour une photodiode ultra-rapide, ce mécanisme de la diffusion doit être éliminé (en réduisant le photogénération de porteurs à l'extérieur de la couche de l'épuisement, utiliser Photodiode PIN à hétérojonction).

.8) Temps de réponse du photo-courant (photoconducteur mode) :

Le temps de réponse du photo-courant est déterminé par deux facteurs :

-1 Le mouvement des électrons et trous qui sont photo-générés dans la couche de l'épuisement.

-2 La diffusion des électrons et trous qui sont des photo-générés dans la région de la diffusion.

Le mouvement des porteurs à travers la couche de l'épuisement est un processus rapide donné par le temps du passage des électrons et trous à travers la couche de l'épuisement.

La diffusion des porteurs est un processus lent causé par l'absorption optique dans les régions de la diffusion en dehors de la région de l'épuisement de haut champ. (le courant de la diffusion peut durer aussi long que la vie du porteur).

\Rightarrow Une longue queue dans la réponse de l'impulsion de la photodiode.

\Rightarrow Une petite chute de la fréquence dans la réponse de la fréquence de l'appareil.

.9) La photodiode ultra rapide :

Les photodiodes ultra-rapides sont de loin les photo-détecteurs les plus largement utilisés dans des applications qui exigent photo-détection ultra-rapide ou à bande large.

La vitesse d'une photodiode est déterminée par deux facteurs : Le temps de la réponse du photo-courant. La constante du temps RC de son circuit équivalent.

Parce qu'une photodiode qui opère à la mode photovoltaïque a une grande constante du temps RC dû à la grande capacité de la diffusion interne \Rightarrow seulement photodiodes qui opèrent dans une mode photoconductrice est convenable pour les applications ultra-rapides ou à bande large.

.10 Limitation du temps de diffusion :

Donc, pour une photodiode ultra-rapide, le mécanisme de la diffusion doit être éliminé (en réduisant la photo-génération de porteurs à l'extérieur de la couche de l'épuisement). Quand le mécanisme de la diffusion est éliminé, la réponse de la fréquence du photo-courant est limitée seulement par les temps du passage d'électrons et trous.

Dans un semi-conducteur, les électrons ont normalement une plus haute mobilité (plus petite masse efficace), donc un plus petit temps du passage, que les trous. Pour une bonne évaluation de la réponse de la fréquence du détecteur, nous utilisons la moyenne du temps du passage du trou et d'électron:

$$\tau_{tr} = 1/2(\tau_{tr,e} + \tau_{tr,h}) \quad \text{(III.37)}$$

.11) Réponse d'une Photodiode à des pulsations de l'entrée optiques rectangulaires pour plusieurs paramètres du détecteur :

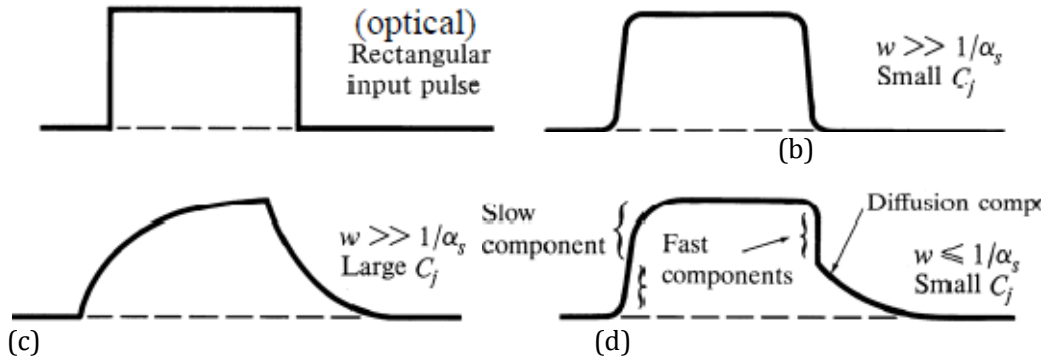


Figure III-50 : Réponse de la PIN pour une entrée rectangulaire. (a) : Pulsation d'entrée rectangulaire optique. (b) : $W \gg \frac{1}{\alpha}$ (Tous les photons sont absorbés dans la région de l'épuisement) et C_j est petite. (c) : $W \gg \frac{1}{\alpha}$, Grande capacité de jonction, donc constante du temps RC grande (temps t_{RC} limité). (d) : $W \ll \frac{1}{\alpha}$ (Quelques photons son absorbés dans la région de diffusion), le composant de la diffusion est limité.

Dans le cas simple quand le processus de mouvement du porteur est dominé par un temps du passage constant de $\tau_{tr} \Rightarrow$ la réponse temporelle du photo-courant est idéalement une fonction rectangulaire de durée τ_{tr} .

Dans le domaine fréquentielle, la réponse du photo-courant peut être donnée comme une fonction de Sinc (sinus Cardinal) tel que :

$$R_p^2(f) = |I_p(f)p_{in}(f)|^2 \approx R_p^2(f)(0)(\sin(\pi f \tau_{tr})/\pi f \tau_{tr})^2 \quad (III.38)$$

\Rightarrow Le temps de passage limité a la fréquence 3dB est donnée par :

$$f_{p,3dB} \approx \frac{0,443}{t_{tr}} \quad (III.39)$$

Réponse de la fréquence totale :

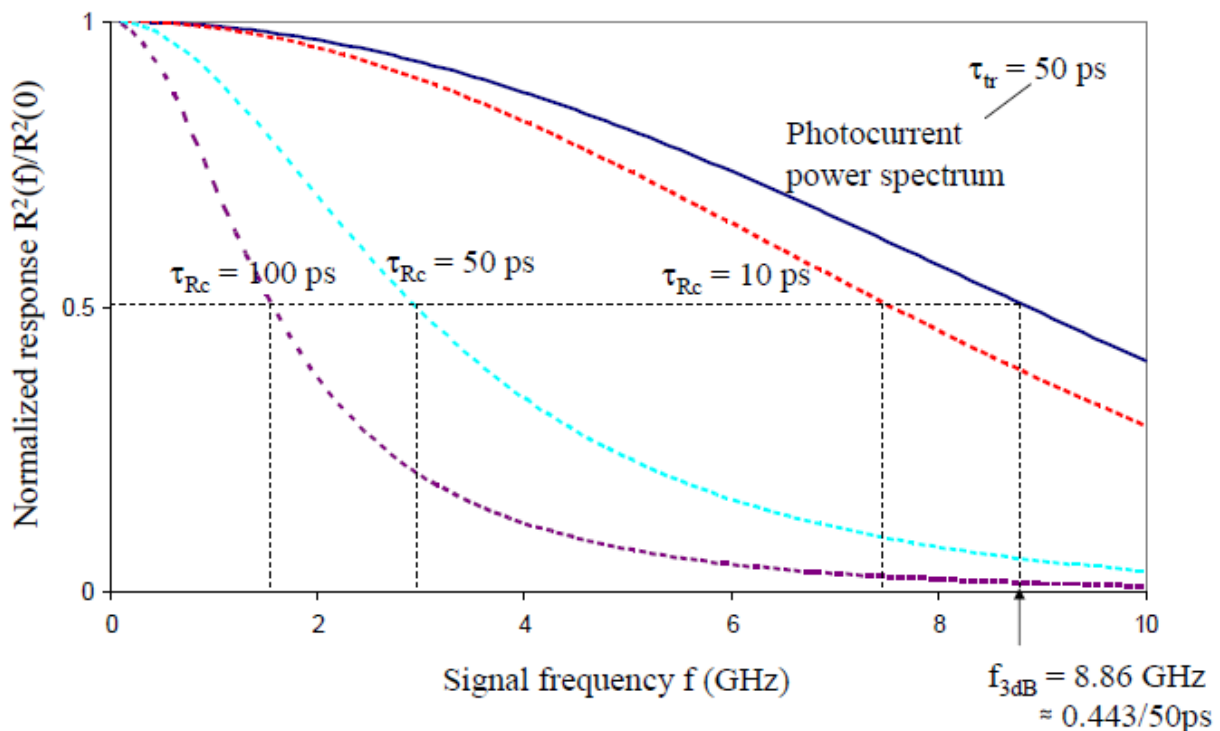


Figure III-51 : Réponse en fréquence.

.12) Circuits équivalents des petits signaux :

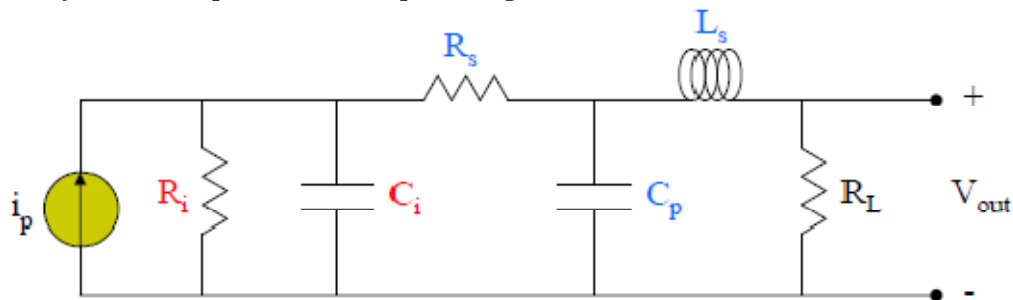


Figure III-52 : Circuit équivalent des petits signaux.

Une photodiode a une résistance interne R_i et une capacité interne C_i à travers sa jonction. La résistance de série R_s prend en considération les deux résistances dans les régions homogènes de la diode et la résistance parasite des contacts. La capacité parallèle externe C_p est la capacité parasite du contact. L'inductance de la série L_s est l'inductance parasite du fil ou rapports de la ligne de transmission. Les valeurs de R_s , C_p , et L_s peut être minimisées.

R_i et C_i dépendent de la dimension et la structure de la photodiode et varient avec le voltage à travers la jonction.

Dans la mode photoconductrice sous un voltage inverse, la diode a normalement une grande R_i de l'ordre de 1 – 100 M Ω pour une photodiode typique, et une petite C_i qui est dominée par la capacité de jonction C_j . Comme les augmentations dans le voltage inverses, R_i augmente mais C_i baisse parce que la largeur de la couche de l'épuisement augmente avec le voltage inverse.

Dans le mode photovoltaïque avec un voltage avancé (direct) à travers la jonction, la diode a une grande C_i dominée par la capacité de la diffusion C_d . Il a encore un grand R_i , pourtant plus petit que dans la mode photoconductrice.

Remarque sur la capacité de diffusion :

-Parce que la capacité de la diffusion est associée avec le stockage de la charge de porteur de la majorité dans la région de la diffusion (les électrons et trous photo-générés sont balayés de la région de l'épuisement et ils se mettent respectivement dans le côté n et p), il existe seulement quand une jonction est sous parti pris avancé (Polarisée direct).

Quand une jonction est sous parti pris avancé (Polarisation direct), les C_d peuvent être considérablement plus grands que C_j à hauts courants d'injection.

Quand une jonction est sous parti pris inverse, C_j est la seule capacité signifiante.

⇒ La capacité d'une jonction sous parti pris inverse peut être substantiellement plus petite que quand c'est sous parti pris avancé.

.12.a) La réponse en fréquence du circuit équivalent :

La réponse en fréquence du circuit équivalent est déterminée par :

-La résistance interne R_i et capacité C_i de la photodiode.

-Les effets parasites caractérisés par R_s , C_p , et L_S .

-La résistance de la charge R_L .

Les effets parasites doivent être éliminés autant que possible.

Une photodiode ultra-rapide opère normalement sous la condition qui $R_i \gg R_L, R_s$.

Résistance équivalente R_L .

Dans le cas simple, quand les inductance/capacitance parasites sont négligeables, la vitesse du circuit est dictée par la constante du temps $\tau_{RC} = R_L C_i$.

.12.b) Spectre de la fréquence :

La réponse du circuit équivalent est donnée par :

$$R_c^2(f) = R_c^2(0)/(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_{RC}^2) \quad (III.40)$$

Le temps RC à la fréquence 3dB : $f_{c,3dB} = \frac{1}{2\pi\tau_{RC}} = 1/2\pi R_L C_i$.

Combiner la réponse du photo-courant et la réponse du circuit, le spectre de la puissance totale de la production d'une photodiode optimisée qui opère à la mode photoconductrice, est :

$$R^2(f) = R_c^2(f) R_p^2(f) \approx [R_c^2(0)/(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_{RC}^2)] (\sin(\pi f \tau_{tr})/\pi f \tau_{tr})^2 \quad (III.41)$$

.13) Les avantages :

Une photodiode PIN offre ses avantages :

-Augmenter la largeur de la couche de l'épuisement (où les porteurs produits peuvent être transportés par mouvement) ⇒ augmentations de la région disponible pour capturer la lumière.

-Le champ empêche diffusion supplémentaire des porteurs de la charge ⇒ bruit inférieur.

-Les Photodiode PIN ont un volume de détection augmenté comparé à celui d'une simple photodiode PN, et cela donne :

-plus grande région de la capture.

-capacité diminuée (réponse plus rapide). Rendement quantique élevé.

-Temps de réponse très court large bande passante (>30 GHz).

.14) Les inconvénients :

Il y a une saturation du courant qui est due à une accumulation de charge dans la zone d'absorption. De cette accumulation de charge résulte un champ électrique qui s'oppose au champ de déplétion. Cette diminution de champ réduit alors la vitesse des porteurs et accentue encore l'accumulation de charges.

Conclusion :

Pour augmenter la responsivité (Sensibilité) R de la photodiode (ce qui en télécom optique a un intérêt immédiat puisque cela conduit à un plus grand espacement des récepteurs) on ajoute entre les zone i et n une couche p légèrement moins dopée de façon à créer une zone de champ de dérive plus élevé. Les électrons qui arrivent dans cette zone sont accélérés au point de pouvoir envoyer, par collision, un électron de valence dans la bande de conduction. C'est le processus d'ionisation d'impact. Ce processus conduit à une multiplication du nombre de porteurs et donc à une augmentation de la sensibilité. C'est le cas de la Photodiode a avalanche (APD).

III.6-3.3 PHOTODIODE A AVALANCHE (APD) :

-1) L'effet Avalanche:

Lorsque la polarisation inverse de la diode est voisine de la tension de claquage, les photo-porteurs créés dans la zone de transition sont multipliés (Effet avalanche). Cet effet se produit pour un champ électrique de l'ordre de 10^5 V/cm. Sous l'effet d'un tel champ, les quelques porteurs photo-crées peuvent acquérir une accélération suffisante pour leur permettre de générer des paires électron/trou par ionisation par choc des atomes du cristal. Ces paires sont à leur tour accélérées, et peuvent créer d'autres paires. Il en résulte un processus en chaîne qui amplifie le photo-courant.



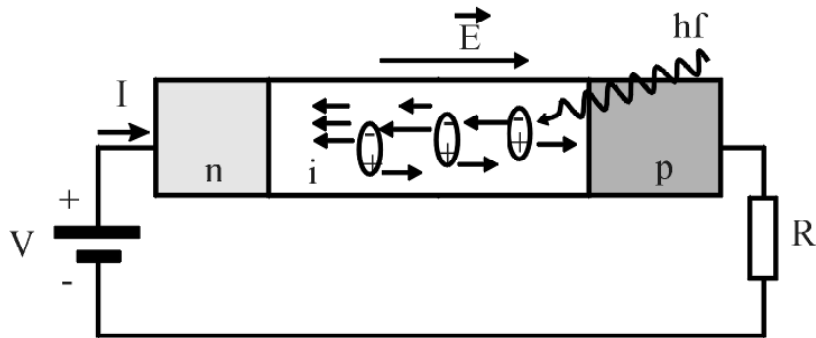
Figure III-53 : (a): Processus d'ionisation d'impact pour générer des paires électron-trou et la multiplication par l'effet avalanche. (b) : Impact d'un électron de la conduction avec les vibrations du cristal transfère l'énergie cinétique de l'électron à un électron de la valence et de cette façon il l'excite au bande de la conduction.-

-2) Définition d'une APD :

Une APD est une photodiode PIN a qui on applique une tension inverse élevée figure III-53, pour obtenir un champ électrique intense dans la région intrinsèque, aussi appelée région semi-isolante. Si le champ est suffisamment intense, de l'ordre de 500V, les charges générées dans la zone semi-isolante peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour ioniser un atome neutre.

De cette manière, une nouvelle paire électron-trou est créée, et le processus peut continuer.

Pour chaque paire créée par l'absorption d'un photon, on obtient ainsi M paires au total: on dit qu'il y a multiplication des paires électron-trou par avalanche. Par rapport à une photodiode PIN sans multiplication par avalanche, on obtient donc un gain en courant égal à M.



-Figure III-54 : Multiplication par avalanche des paires électron-trou dans la région intrinsèque dans une diode PIN polarisée dans le sens bloquant-

.3) Principe de fonctionnement :

Pour atteindre les champs intenses nécessaires à la multiplication par avalanche dans une photodiode PIN dont la région intrinsèque a en général une épaisseur de l'ordre de 20 – 40 μm , il est nécessaire d'appliquer une tension de l'ordre de 500 V. Ceci est difficile à mettre en œuvre dans des circuits miniaturisés de faible consommation. Une solution serait de réduire l'épaisseur de la zone intrinsèque, mais celle-ci doit rester de l'ordre de $1/\alpha$ (α = coefficient d'absorption de la lumière) pour obtenir une génération de paires électron-trou suffisante.

La diode $p^+ \pi p \pi n^+$ (Figure III-55) est une variante de la diode PIN qui combine une couche d'absorption suffisamment épaisse avec une zone de multiplication étroite. Les régions p^+ et n^+ sont les zones déjà connues de la diode PIN. Elles sont fortement dopées pour avoir une résistivité faible. Les zones π sont très légèrement dopées, "presque intrinsèques". La chute de potentiel est localisée principalement entre les régions p et n^+ , à travers la région π étroite. En effet, on n'obtient presque pas de chute de potentiel entre une zone p et une zone p^+ . Par conséquent, le champ électrique est intense dans la zone π étroite.

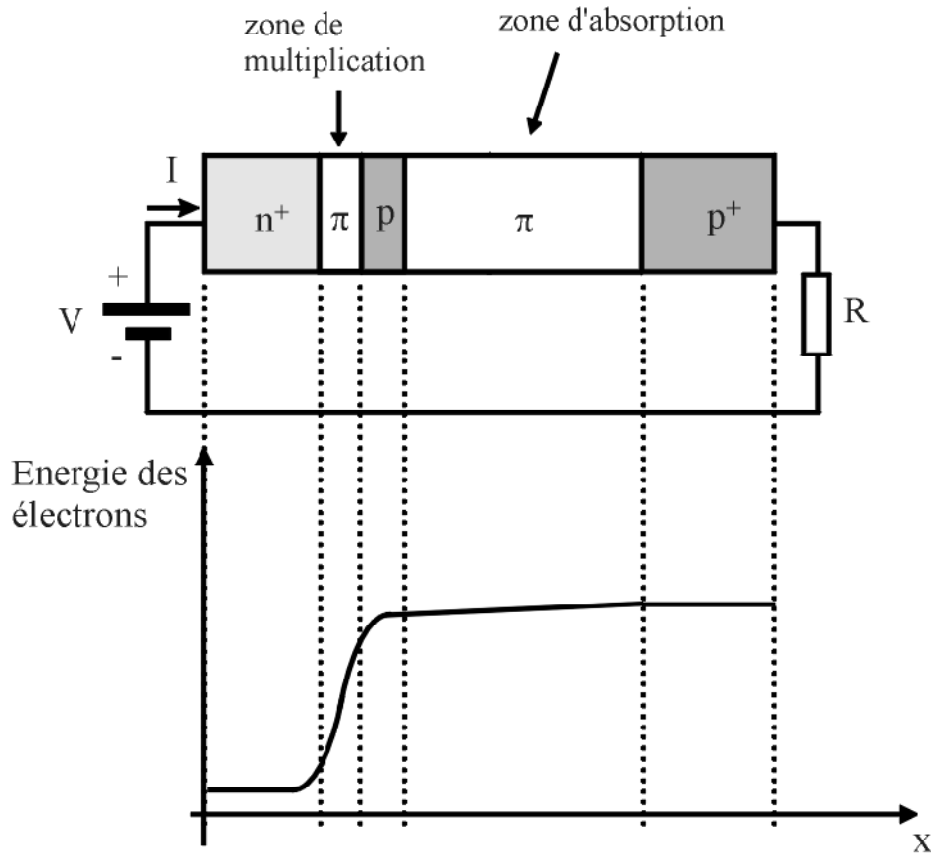
L'absorption a lieu principalement dans la zone π épaisse. Les trous générés se déplacent vers la zone p^+ où ils sont collectés et contribuent au courant inverse. Les électrons se déplacent dans le sens contraire au champ électrique. Quand ils atteignent la zone p entre les deux zones π , ils sont accélérés vers la zone π étroite où le champ est intense. La multiplication par avalanche se produit alors dans cette zone étroite, et les charges sont séparées sous l'action du champ électrique. Comme la région de multiplication est étroite, une tension faible suffit pour produire le champ nécessaire à la multiplication.

Le nombre de paires électron-trou produit pendant le temps qu'un porteur déplace une distance de l'unité est connu sous le nom du taux de l'ionisation. Habituellement, l'ionisation d'électrons est définie comme β et celle des trous comme γ . Ces taux d'ionisation sont des facteurs importants pour déterminer le mécanisme de la multiplication. Dans le cas de Silicium, le taux d'ionisation d'électrons est plus grand que cela de trous ($\alpha_n > \alpha_p$), donc les électrons contribuent plus à la multiplication. La ration de α_n et α_p est appelée, la ration de l'ionisation (k) et elle est utilisée comme un paramètre pour indiquer le bruit Dans une APD.

$$k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \quad (\text{III.42})$$

Le ratio de l'ionisation k est une fonction forte de champ électrique à travers la structure APD, et prend sa valeur la plus basse à champs électriques bas (seulement dans Silicium). Depuis que le profil de champ électrique compte sur le dopant, le facteur k est aussi une fonction du dopant. Selon la structure APD, le profil de champ électrique traversé par un porteur photo-produit et les porteurs avalanche-ionisés subséquents peuvent varier par conséquent d'après la profondeur de l'absorption du photon. Pour semi-conducteurs du gap indirect tels que silicium, le coefficient de

l'absorption varie lentement aux plus longues longueurs d'onde, et la moyenne de la profondeur de l'absorption est par conséquent une fonction de longueur d'onde.



-Figure III-55 : Énergie des électrons dans les différentes zones d'une APD.

Les caractéristiques :

- La couche π^- légèrement dopée.
- Sous un parti pris inverse suffisant, la région de l'épuisement dans la couche p élargit pour atteindre la couche π^- (portée à travers APD).
- La photo-génération se produit principalement dans la région π^-
- Le champ électrique est maximal à la jonction n+p.
- Les électrons du mouvement acquièrent l'énergie suffisante dans la couche p pour ioniser quelques bonds covalents d'où la parution des paires électron-trou.
- Les paires électron-trou produites peuvent en outre gagner de l'énergie cinétique suffisante pour causer l'ionisation d'impact et publier plus de paires, en menant à une avalanche de processus de l'ionisation d'impact.
- Le grand nombre de Paires peut donc soit produit par un seul électron qui entre dans la couche p.
- Les électrons du silicium ont la plus haute efficacité d'ionisation d'impact.

.4) Mode de fonctionnement :

La photodiode à Avalanche fonctionne en mode photoconducteur (avec polarisation inverse élevée). Elle fonction en deux modes ; Le mode linéaire et le mode Geiger.

.4-1) APD en mode linéaire :

Dans ce mode, la tension de polarisation doit être inférieure à la tension de claquage de la photodiode c.à.d. ($V_r < V_B$) Pour des opérations à moyen ou bas gain ($M < 10^4$)

.4-2) APD en mode Geiger :

Dans la mode Geiger, un APD est influencé au-dessus de sa tension de claquage ($V_r > V_B$) pour des opérations à très haut gain (typiquement 10^5 à 10^6). Quand la polarisation est au-dessus de la tension de claquage, un APD mènera normalement un grand courant. Cependant, si ce courant est limité à moins que l'APD verrouille le courant, il y a une probabilité statistique forte que le courant fluctuera (agitera) pour mettre à zéro dans la région de la multiplication, et l'APD restera alors dans l'état fermé jusqu'à ce qu'une pulsation de l'avalanche soit déclenchée par un porteur en vrac ou porteur photo-généré. Si le nombre des pulsations de porteur en vrac produit est bas, l'APD peut être utilisé par conséquent pour compter des pulsations du courant individuel des photons incidents. La valeur du courant sombre en vrac est par conséquent un paramètre considérable dans la sélection de l'APD pour compteur de photons, et peut être réduit exponentiellement en refroidissant.

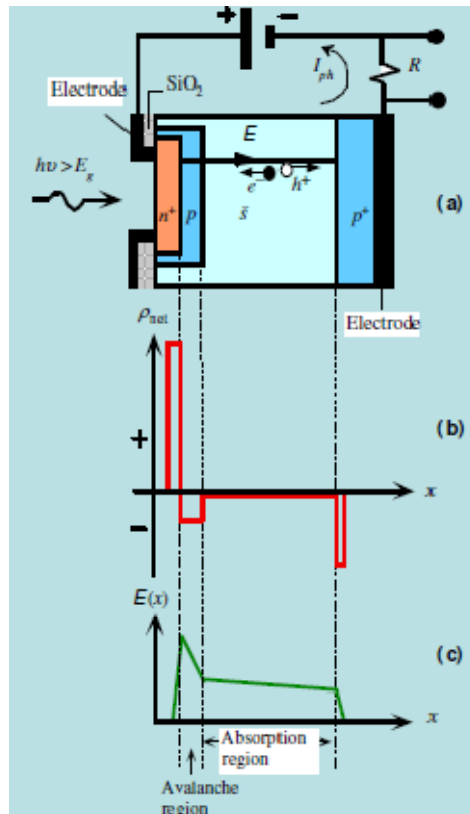


Figure III-56 : (a) : Une illustration schématique de la structure d'une photodiode à l'avalanche polarisée en inverse. (b) : La densité de charge de l'espace nette à travers la photodiode. (c) : Le champ à travers la diode et l'identification d'absorption et régions de la multiplication.-

.4-3) Comparaison entre les deux modes :

	APD classique (linéaire)	APD Geiger
Résistance	Très peut fragile	Très peut fragile
Résolution temporelle (Temps de détection)	Non sensible à un photon	50ps à 200 ps
Temps de réaction	Non sensible à un photon	5ns a 50ns
Efficacité quantique	50% à 80%	50% à 80%
Surface sensible active	100%	100%
Bruit à 20°C	1pA a 1nA	30Hz a 20000Hz
Surface ou diamètre de détection	200µm à quelques mm	10µm à 200µm
Gain	50 à 100	10⁵ a 10⁷
Détection du photon unique	Non	Oui

Tableau III.3 : Les caractéristiques d'une APD dans Les deux modes de fonctionnement (Linéaire et Geiger)

.5) Applications :

Dans les deux modes d'opération APD, c.-à-d. Linéaire et Geiger, APDs ont et continueront à être utilisés dans beaucoup d'applications diverses. L'APD est bien adaptée pour applications qui exigent haute sensibilité et temps de réponse rapide dans le mode linéaire. Par exemple, les inventeurs de la gamme laser qui incorporent des détecteurs APD résultent en instruments plus sensibles que ceux qui utilisent des photodiodes PIN. De plus, APDs sont utilisées dans cette application peut opérer avec les niveaux de lumière bas et des pulsations du laser plus courtes, donc faire l'inventeur de la gamme plus 'œil sûr'. Autres applications pour mode linéaire APDs incluent des modules du receveur rapides pour les communications de la donnée. Silicium APD opérant dans le mode Geiger est utilisé pour détecter des photons seuls pour corrélation du photon étudié et est capable d'accomplir de temps de résolution très petits. Opéré dans cette mode, Excelitas SLiKTM détecteur fournit des gains de jusqu'à 10⁸ et efficacités quantiques de 70% à 633nm et 50% à 830nm. Autres applications dans lesquelles APD opère dans ce mode sont : Lidar, observations Astronomiques, découverte de la gamme Optique, la fibre Optique, fluorescence sensible extrême,...etc.,

.6 L'énergie d'ionisation par impact :

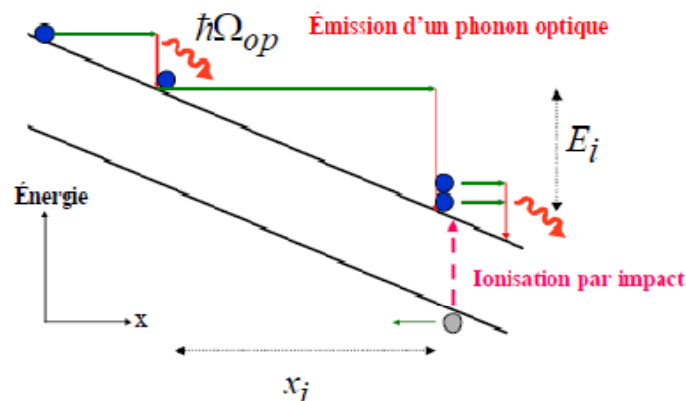


Figure III-57 : Principe d'ionisation par impact dans une APD.

L'Énergie nécessaire pour une ionisation par impact est donnée par : $E_i = qFx_i$ (1)

La probabilité d'acquérir l'énergie d'ionisation par impact est donnée par : $P_i = e^{-x_i/\lambda}$(2)

De (1) et (2) :

$$P_i = e^{-E_i/qF\lambda}$$

.7) Coefficients d'ionisation par impact α_i :

Conservation d'énergies : $qF\lambda = h\nu \Rightarrow \alpha = \frac{qF}{h\nu}$(3)

Probabilité d'ionisation par impact : $\alpha_i = \alpha P_i$ (4)

De (3) et (4) :

$$\alpha_i = \frac{qF}{h\nu} e^{-\frac{E_i}{qF\lambda}} \quad (cm^{-1}) \quad (III.43)$$

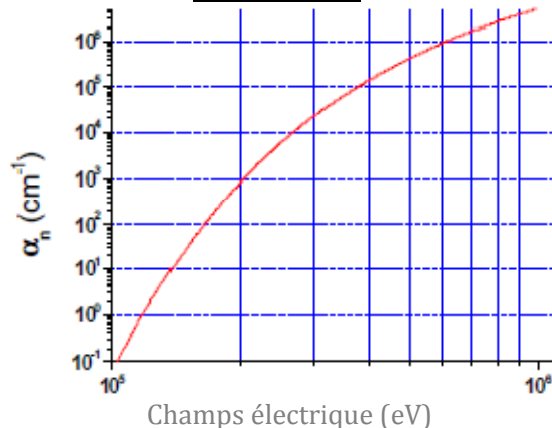


Figure III-58 : Variation de coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique.

.8) Le courant dans une APD :

Le courant dans une Photodiode à avalanche est donné par :

$$I = M * I_p \quad (III.44)$$

Il est représenté par trois sources :

- Photo-génération ou création thermique : $AqG dx$ dans une épaisseur dx .
- Génération par impacts dus aux électrons : $\alpha_n I_n dx$ (α_n coefficient de multiplication des électrons).
- Génération par impacts dus aux trous : $\alpha_p I_p dx$ (α_p coefficient de multiplication des trous).

Courant totale $I = I_n(x) + I_p(x)$

$$\frac{dI_p}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)I_p + \alpha_n I + AqG$$

$$I_p(x) = C e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x} + \frac{\alpha_n + AqG}{\alpha_n - \alpha_p}$$

La constante C est définie par les conditions aux limites.

Cas idéal :

Tous les photons sont absorbés dans la zone de déplétion.

- Le contact n ne peut pas injecter de trou ($I_p(0) = 0$).
- Contact p ne peut pas injecter d'électron ($I_n(L) = 0$).

Conservation du courant total : $\Rightarrow I = I_n(0) = I_p(L)$

$$I = AqG \frac{e^{((\alpha_n - \alpha_p)L)} - 1}{\alpha_n - \alpha_p e^{((\alpha_n - \alpha_p)L)}} \quad (III.45)$$

Courant en absence d'effet d'avalanche ($\alpha_p = \alpha_n = 0$) : $I = AqGL$.

D'où le Gain :

$$M = \frac{I}{AqGL} \quad (III.46)$$

Remarque1 : Si L augmente M tend vers l'infini. Cela pourra détruire la diode (claquage). Donc pour L minimale il faudra trouver un matériau dont les coefficients d'avalanche sont très différents.

Remarque2 :

Divergence pour : $\alpha_n L = \frac{\ln 1/k}{1-k}$

Avec $k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$.

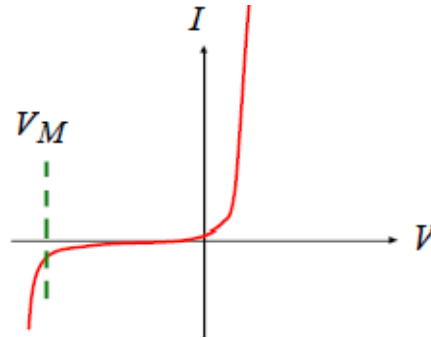


Figure III-59 : Avalanche sur une caractéristique I(V).

Remarque3 :

Pour : $\alpha_n = \alpha_p$ Optimum avec $M = \frac{1}{1-\alpha L}$.

.9) Caractéristiques d'une photodiode à Avalanche :

Comme La photodiode APD a un gain interne M, alors ses paramètres sont multiplies par son gain.

.9-1) Le Gain M :

La caractéristique principale de la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication (Gain) M qui dépend des coefficients d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p , il

Le gain APD est déterminé par l'ionisation, et le taux de l'ionisation dépend du champ électrique à travers la couche de l'épuisement. Le gain M varie avec le voltage pris inverse appliqué (La polarisation inverse) La figure III-22 représente la variation du gain avec le voltage inverse. Il est donné par la relation suivante :

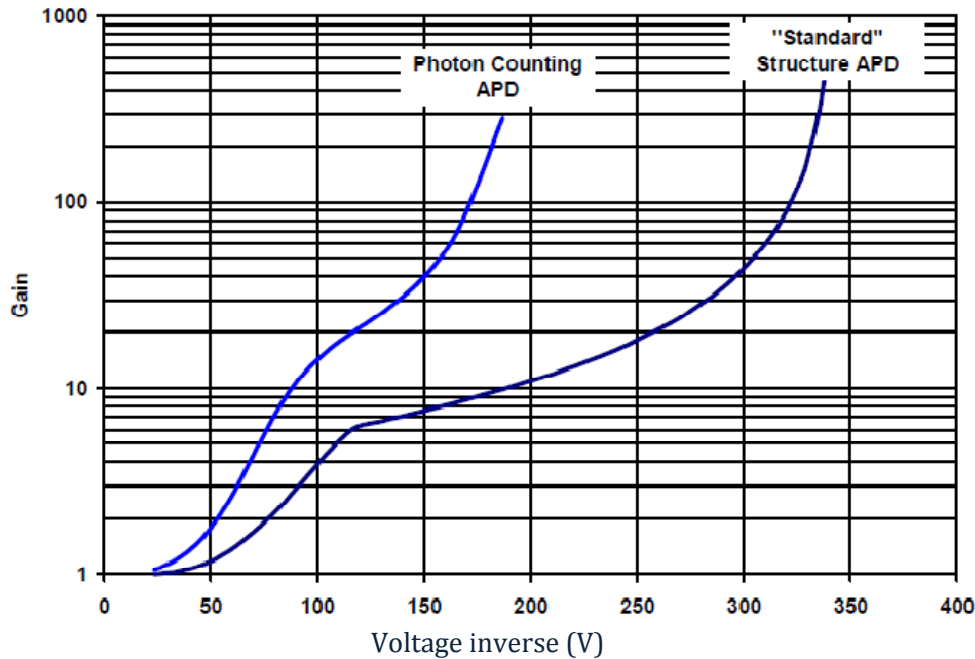
$$M = \frac{1}{L} \frac{e^{-((\alpha_n - \alpha_p)L)} - 1}{\alpha_n - \alpha_n e^{-((\alpha_n - \alpha_p)L)}} \quad (III.47)$$

Le gain est donne aussi par : $M = K \left(1 - \frac{V_r}{V_B}\right)^{-1}$

Avec ; K : constante qui dépend de la réalisation de la diode ;

V_B : Tension de claquage de la diode; V_r : Tension de polarisation.

Ce coefficient de multiplication peut atteindre 10^4 et permet à la photodiode à avalanche d'être très utile pour la détection de faibles signaux, notamment en sortie de fibre optique.



-figure III-60 : Le Gain comme une fonction du voltage inverse appliqué qui varie avec la structure de l'APD-

La table au-dessous fournit des valeurs typiques de k et M pour silicium, germanium et InGaAs APDs. Notez que pour germanium et InGaAs, une valeur k est citée généralement à M=10.

Type	Ration k	Gain M
Silicium	0,02	150
Germanium	0,9	10
Indium Galium Arsenic	0,45	10

Tableau III.4 : Valeur de K et M pour différentes APD

.9-2) La Sensibilité :

La responsivité d'une Photodiode a avalanche est égale a celle d'une photodiode normale (PIN,..) multipliée par son gain (m), elle donnée par : $R_{i,APD} = R_{i,PIN} * M$

$$R_{i,APD} = \frac{\eta\lambda}{hv} * M = \frac{\eta\lambda}{1,24} * M \quad (A/W) \quad (III.47)$$

.9-3) Le rendement quantique :

Comme pour le cas de la responsivité ce paramètre est aussi multiplié par le gain M.

$$\eta = R_{i,PIN} \frac{hc}{\lambda q} * M = 1240 \frac{R_{i,APD}}{\lambda} \quad (III.48)$$

.9-4) Temps de réponse :

À part le temps de passage, de diffusion, et la constante du temps RC dont gouverne le temps de la réponse des photodiodes, APDs souffrent d'un temps de la multiplication supplémentaire a appelé le temps de l'intensification de l'avalanche. Le temps de réponse d'une multiplication de deux porteurs APD est illustré dans Figure III-61, en suivant l'histoire d'un photoélectron produit au bord de la région de l'absorption (point 1). L'électron dérive avec une vitesse de la saturation v_s , atteindre la région de la multiplication (point 2) après un temps du passage ($\frac{W_d}{v_s}$). Dans la région de la multiplication l'électron voyage aussi avec une vitesse v_e . Par ionisation par impact il crée l'électron trou assortit, dit aux points 3 et 4, en produisant deux paires de l'électron-trou supplémentaires. Les trous voyagent dans la direction opposée avec leur vitesse de la saturation v_s .

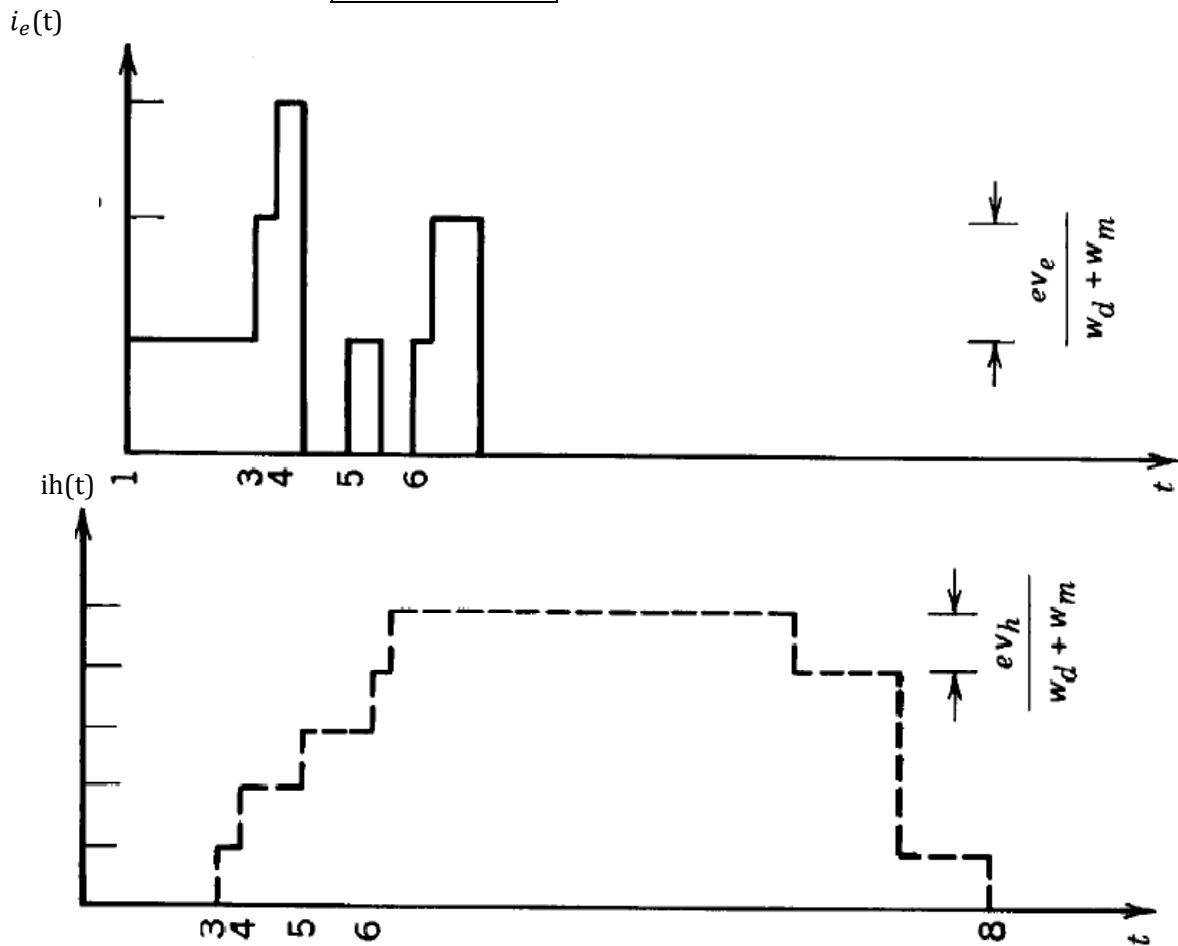
Les trous peuvent causer aussi des ionisations de l'impact qui résultent en électron trou assortit comme montré, par exemple, aux points 5 et 6. Les porteurs résultants se conservent ionisations de l'impact de la cause, en soutenant la boucle de la réaction. Le processus est terminé quand le dernier trou laisse la région de la multiplication (à point 7) et croix la région du mouvement en pointer 8. Le temps total τ exigé pour le processus entier (entre points 1 et 8) est la somme du passage chronomètre (de 1 à 2 et de 7 à 8) et le temps de la multiplication dénoté τ_m :

$$\tau = \frac{W_d}{v_e} + \frac{W_d}{v_h} + \tau_m \quad (\text{III.49})$$

(Avec W_d : la région d'absorption ; W_m : la région de multiplication).

Puisque le processus de la multiplication est aléatoire donc le temps de la multiplication est aléatoire. Dans le cas spécial $k = 0$ (aucune multiplication de trou) sa valeur maximale est donnée par :

$$\tau_m = \frac{W_m}{v_h} + \frac{W_m}{v_e} \quad (\text{III.50})$$



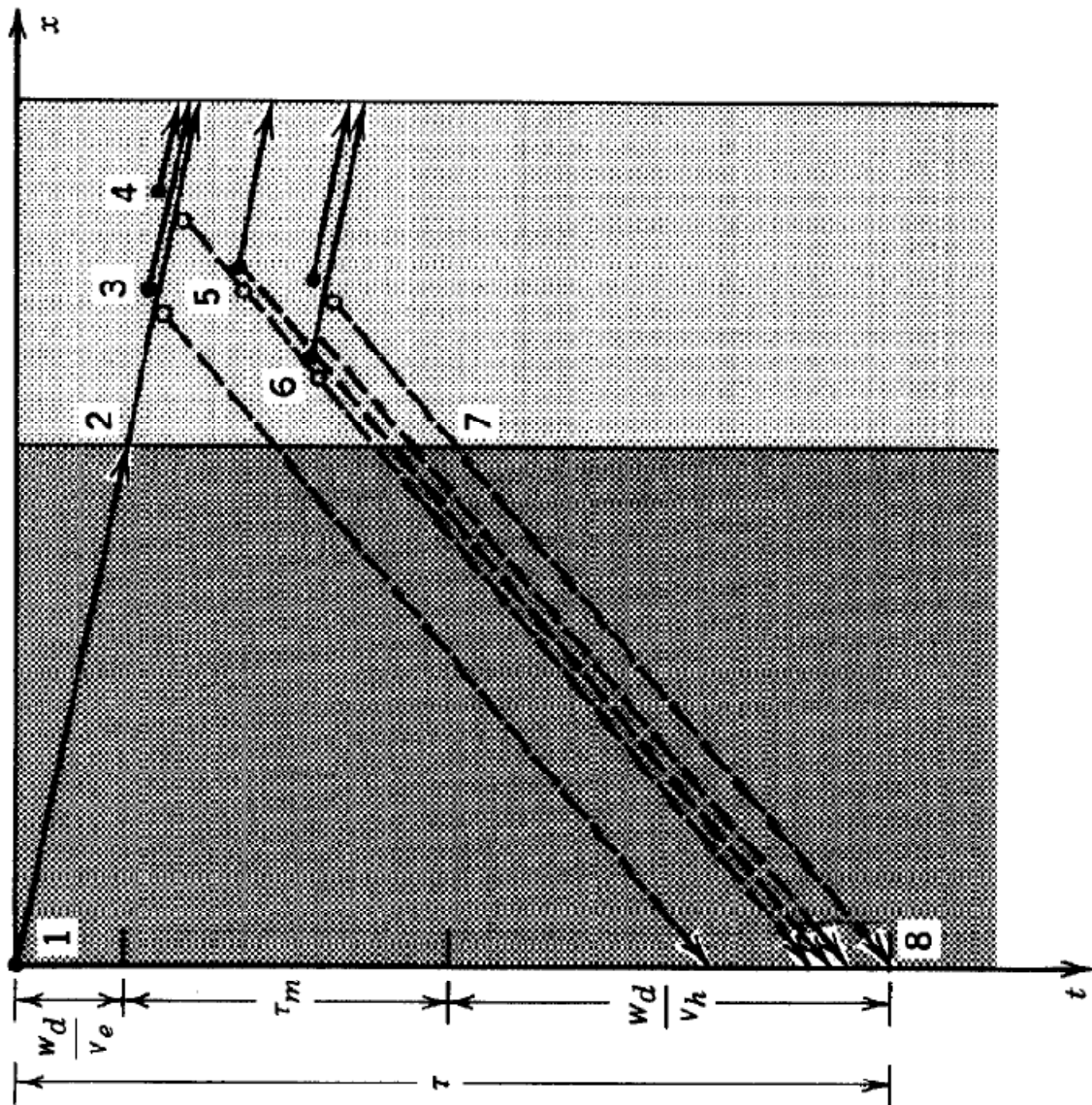


Figure III-61 : Tracer du cours du temps de l'intensification de l'avalanche dans un APD avec l'aide d'un graphique du place-temps. Les lignes solides représentent des électrons, et les lignes sacrées représentent des trous. Les électrons déplacent à droite avec vélocité v_e , et les trous déplacent à gauche avec vélocité v_h . Les paires d'Électron-Trou sont produites dans la région de la multiplication. Les porteurs cessent de déplacer quand ils atteignent le bord de la matière. Chaque paire du porteur induit une charge e dans le circuit-

Remarque:Le temps de réponse est limité par le circuit électrique équivalent, représenté ci-dessous.

-Si on néglige r_s (quelques dizaines d'ohms), la constante de temps du circuit s'écrit :

$$\tau = (C_d + C_p) \frac{r_d R_m}{r_d + R_m} \quad (\text{III.49})$$

Avec C_p : Capacité de câblage (Parasite) et R_m : Résistance de charge.

Soit pour $R_m \ll r_d \approx 10^{10} \Omega$: $\tau = (C_d + C_p) R_m$

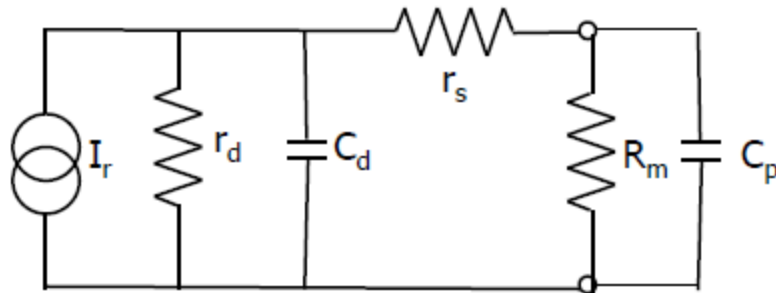


Figure III-62 : Circuit électrique équivalent.

τ : Dépend de :

- Le mode d'utilisation de la photodiode qui détermine la valeur de C_d (Ici c est le mode photoconducteur, C_d est faible et elle diminue avec la tension inverse appliqué donc temps de réponse faible \Rightarrow Grande rapidité).
- La valeur de la résistance de charge.

.9-5) Réponse en fréquence :

*Fixée par le circuit électrique :
$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi(C_d+C_p)R_m} \quad (III.50)$$

{ Responsivité élevée \Rightarrow Emplois d'une résistance de charge plus faible \Rightarrow Plus grande BP.
 { Tension inverse élevée \Rightarrow C_d faible

Et par diminution du gain M aux fréquences élevées (Gain BP=constante).

.9-6) Le photo-courant :

Il est donné par :
$$I_{P,APD} = \eta_{APD} \frac{\lambda}{hc} \Phi = I_{P,PIN} * M \quad (III.51)$$

.10) Les avantages d'une APD:

- très grande sensibilité,
- amplification de courant (Multiplié par 100).

.11) Les inconvénients d'une APD:

- sensibilité à la température et tension de polarisation,
- bruit dû à la multiplication des charges

Les inconvénients de ce composant sont liés à sa réalisation difficile, à la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et à la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est un phénomène bruyant. Signalons aussi que pour les systèmes de télécommunications par fibre optique modernes, l'intérêt de la photodiode à avalanche a tendance à diminuer à cause de l'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA).

Conclusion :

Les photodiodes à avalanche offrent une très bonne sensibilité, de l'ordre de quelques dizaines d'A/W, soit 20 à 100 fois plus qu'une diode PIN. Elles sont linéaires pour des puissances optiques entre une fraction de nanowatt et quelques μW . Pour des puissances supérieures, une diode à avalanche n'est pas nécessaire ; une simple diode PIN ou PN suffit. Leur bande passante est élevée, avec un temps de montée de l'ordre de quelques 100 ps.

COMPARAION DES TROIS PHOTODIODES ÉTUDIÉES :

PHOTODIODE	AVANTAGES	INCONVINIENTS
PN	<ul style="list-style-type: none"> - passante est élevée. - un temps de montée de l'ordre de quelques 100 ps. 	<ul style="list-style-type: none"> -Échec du courant inverse. -La capacité est trop grande pour autoriser la découverte à hautes fréquences de la modulation. -La largeur de l'épuisement est quelques microns. La profondeur de la pénétration est plus grande et les pairs électrons-trous sont dans la région n. -La diffusion a basé l'appareil. -η est bas à longues longueurs d'ondes.
PIN	<ul style="list-style-type: none"> -Augmenter la largeur de la couche de l'épuisement (où les porteurs produits peuvent être transportés par mouvement) \Rightarrow augmentations de la région disponible pour capturer la lumière. -Le champ empêche diffusion supplémentaire des porteurs de la charge \Rightarrow bruit inférieur. -Les Photodiode PIN ont un volume de détection augmenté comparé a celui d'une simple photodiode PN, et cela donne : -plus grande région de la capture. -capacité diminuée (réponse plus rapide). Rendement quantique élevé. -Temps de réponse très court large bande passante (>30 GHz). 	<p>Il y a une saturation du courant qui est due à une accumulation de charge dans la zone d'absorption. De cette accumulation de charge résulte un champ électrique qui s'oppose au champ de déplétion. Cette diminution de champ réduit alors la vitesse des porteurs et accentue encore l'accumulation de charges.</p>
APD	<ul style="list-style-type: none"> -très grande sensibilité, -amplification de courant (Multiplié par 100). 	<ul style="list-style-type: none"> -sensibilité à la température et à la tension de polarisation, -bruit dû à la multiplication des charges.

CONCLUSIONS GENERALE :

Les photodiodes PN et PIN ont une très bonne linéarité avec la puissance optique, ils affichent un contraste ultraviolet / visible de l'ordre de 10^4 . Toutefois, leur temps de réponse est ordinairement limité par la présence de niveaux de pièges liés au magnésium, qui peut également être responsable de certains dégradations de leur réponse spectrale.

La photodiode à avalanche (APD) a des inconvénients liés à sa réalisation difficile, à la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et à la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est un phénomène bruyant. Signalons aussi que pour les systèmes de télécommunications par fibre optique modernes, l'intérêt de la photodiode à avalanche a tendance à diminuer à cause de l'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA).

Une photodiode peut être considérée comme un générateur de courant proportionnel à la puissance lumineuse incidente, De nombreux défauts entachent ce générateur de courant : courant d'obscurité, capacité parasite, sources de bruit intrinsèque,...etc.

L'utilisation que l'on peut faire d'une photodiode est avant tout histoire de compromis : non polarisée pour optimiser le rapport signal à bruit, polarisée pour optimiser la rapidité et la bande passante. La valeur de la résistance de charge est choisie selon l'application et influe fortement sur les performances du montage.

BÉBLIOGRAPHIE:

[1] : Henry Mathieu, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ». 6e édition, Dunod (2001).

[2]: HANDBOOK on semiconductors. Ed. North-Holland publishing Company Amsterdam Series editor T.S. Moss (1981).

[3]:D. Decoster, “détecteurs optoélectronique”, hermès science, Lavoisier, 2002.

[4] : I.H. Oguzman, E. Bellotti, K. F. Brennan, J. Kolnik, R. Wang, and P. P. Ruden, J. Appl. Phys. 81, 7827, (1997).

Web:

www.rp-photonics.com/photodetectors.html

www.google.com