

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

Centre Universitaire Ahmed Zabana – Relizane –
Institut des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de La vie
Département de Physique



Polycopié pédagogique

PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

Destiné aux étudiants de 3^{ème} année Licence « L3 – S6 »

Domaine : Sciences de la Matière « SM »

Filière : Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Par

Dr SLAMANI Amel

Année universitaire : 2018-2019

Avant-propos

Conformément au programme officiel de la spécialité physique des matériaux, ce cours destiné aux étudiants de la troisième année LMD physique est composé de quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré aux définitions des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité et par rapport aux bandes d'énergies, la variation de la résistivité en fonction de la température, les différentes formes des semi-conducteurs ainsi que leurs structures cristallines, les semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques avec calcul des concentrations des porteurs de charges, phénomènes de dérive et de diffusion, les densités de courant et les diagrammes d'énergie, on termine cette partie par l'étude de quelques équations d'évolution pour analyser le mécanisme de génération recombinaison.

Dans le deuxième chapitre, on décrit les techniques utilisées pour le dopage des semi-conducteurs, deux techniques seront détaillées : diffusion thermique et implantation ionique.

Le troisième chapitre est réservé à la jonction PN, définition d'une jonction PN à l'équilibre, détermination des grandeurs indispensables qui caractérisent la jonction comme le potentiel de diffusion, le champ et le potentiel électrique, la concentration des charges, l'épaisseur de la zone transition suivie d'une analyse du comportement d'une jonction PN polarisée.

Dans le dernier chapitre, on décrit quelques applications de la jonction PN et autres types de jonctions utilisées dans le domaine de la physique des semi-conducteurs et dispositifs électroniques.

Dr A.SLAMANI

Table des matières

Avant-propos	i
Table de matières	ii
Chapitre I : Définition des semi-conducteurs	1
I-1-Définition par rapport à la conductivité	1
I-2-Variation de la résistivité en fonction de la température	1
I-3-Définition par rapport aux bandes d'énergies	1
I-4-Les différentes formes des semi-conducteurs	3
I-5 Structure des semi-conducteurs	3
I-6-Statistique de Fermi-Dirac	4
I-7-Semi-conducteur intrinsèque	5
I-7-1-Semi-conducteurs non excités	5
I-7-2-Ionisation thermique : génération d'une paire électrons-trous	5
I-7-3-Diagramme des bandes d'énergies	6
I-7-4-Hauteur de bande d'énergie	6
I-7-5-Recombinaison	7
I-7-6-La concentration des porteurs	7
I-7-8-La loi d'action de masse	8
I-8-Semi-conducteurs extrinsèques : type N et type P (La concentration des porteurs-Diagramme énergétique)	9
I-9-Dopage successifs du semi-conducteur	12
I-10-Mécanisme du transport de charges	12
I-10-1-La conduction	13
I-10-2-La densité de courant de dérive	14
I-10-3-Diffusion	14
I-10-4-La densité de courant de diffusion	14
I-11-Relation d'Einstein	15
I-11-L'équation de continuité	16
I-13-L'équation de Poisson	18
I-14-Mécanisme de génération recombinaison	18

I-14-1-Le taux de génération recombinaison	18
I-4-2-Durée de vie des porteurs	19
I-4-3-La longueur de diffusion	20
Chapitre II : Techniques de dopage	22
II-1-La diffusion thermique	22
II-2-Implantation ionique	23
Chapitre II : La jonction PN	25
III-1-Définition	25
III-2-Les différents types de jonctions	25
III-3-La jonction PN à l'équilibre	26
III-3-1-Description du phénomène	26
III-3-2-Diagramme des bandes d'énergies	27
III-3-3-La concentration des porteurs à l'équilibre	28
III-3-4- Calcul du potentiel de diffusion	28
III-3-5- Calcul du champ électrique $E_P(x)$ et $E_N(x)$	29
III-3-6-Calcul du potentiel électrique $V_P(x)$ et $V_N(x)$	30
III-3-7-Epaisseur de la zone de transition :	31
III-3-7-Le courant à l'équilibre	32
III-4-Jonction PN polarisée	32
III-3-4-1- Jonction PN polarisée en directe ou en inverse	33
III-3-4-2-Diagramme des bandes d'énergie	33
III-3-4-3-Concentration des porteurs (hors équilibre)	34
III-3-4-4-Le courant à travers une jonction polarisée	35
III-4-5-La densité de courant	35
III-5-Caractéristique I-V d'une jonction PN polarisée	37
III-6-Calcul des capacités (de transition, de diffusion ou de stockage)	39
III-7-Jonction fortement polarisée en inverse	39
III-7-1- Effet Zener	39
III-7-2- Effet d'Avalanche	40
Chapitre IV : Quelques applications de la jonction PN	41
IV-1-Redressement	41
IV-2-Commutation	42

IV-3- Autres type de jonctions	43
IV-3-1-Les cellules solaires	43
IV-3-2-Diode Schottky	43
IV-3-3-Les photodiodes	43
IV-3-4- Les diodes électroluminescentes	44
IV-3-5-Les diodes lasers	44
IV-3-6-Introduction aux transistors	44
Bibliographie	47

Chapitre I : Définition des semi-conducteurs :

Les semi-conducteurs sont des solides cristallins dont les électrons des couches périphériques des atomes sont libres et peuvent se déplacer dans le cristal qui devient conducteur d'électricité sous certaines conditions.

I-1-Définition par rapport à la conductivité :

La conductivité électrique des semi-conducteurs σ à la température ambiante est comprise entre celle des métaux et celle des isolants $10^{-9} < \sigma < 10^3 (\Omega^{-1} \text{m}^{-1})$. Elle peut varier sur plusieurs ordres de grandeurs sous l'effet de la température, de l'éclairement et la présence d'impuretés (dopage).

I-2-Variation de la résistivité en fonction de la température :

La résistivité des semi-conducteurs (ρ) à la température ambiante est comprise entre $10^{-3} \Omega \cdot \text{m}$ et $10^9 \Omega \cdot \text{m}$. La différence la plus caractéristique réside dans le sens de la variation de la résistivité avec la température, elle diminue quand la température augmente. En effet le nombre d'électrons libres dans un cristal de semi-conducteur est relativement faible, lorsque la température augmente les atomes du cristal libèrent plus d'électrons, les semi-conducteurs deviennent donc des bons conducteurs.

I-3-Définition par rapport aux bandes d'énergies :

Pour mieux comprendre la définition des semi-conducteurs par rapport aux bandes d'énergies, il est nécessaire de comprendre la notion des bandes d'énergies, dans un seul atome de silicium Si isolé, les électrons occupent des niveaux énergétiques bien déterminés formés des sous niveaux comme le montre la figure 1.

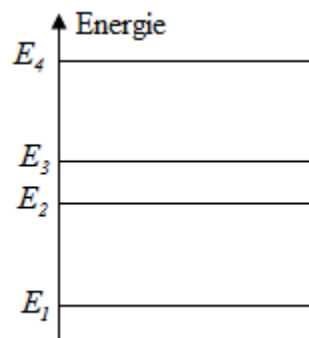


Figure (I-1) : Les niveaux énergétiques d'un atome de silicium isolé.

Pendant la formation du cristal du silicium, les atomes deviennent très proches, il y'aura des interactions, les niveaux énergétiques s'élargissent en constituant des nouveaux états discrets qui vont être doublés pour former deux bandes permises occupées par les électrons voir figure (I-2) :

Bande de valence (BV) : c'est la bande inférieure, correspond à l'ensemble des niveaux d'énergies occupés par des électrons qui participent dans les liaisons covalente (les électrons de valence).

Bande de conduction (BC) : est une bande supérieure, comprenant l'ensemble des niveaux d'énergies occupés par les électrons excités arrivant de la bande de valence, qui peuvent participer aux phénomènes de conduction.

Les deux bandes permises peuvent être séparé par une bande non permise, ceci produit des distances interatomiques faibles et donnant une bande d'énergie interdite de largeur E_g (gap), qui présente en effet la quantité d'énergie que doit avoir un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. Généralement les semi-conducteurs présentent une énergie de gap inférieure à 3eV.

Avec : $E_g = E_c - E_v$

E_c : L'énergie de conduction.

E_v ; L'énergie de valence.

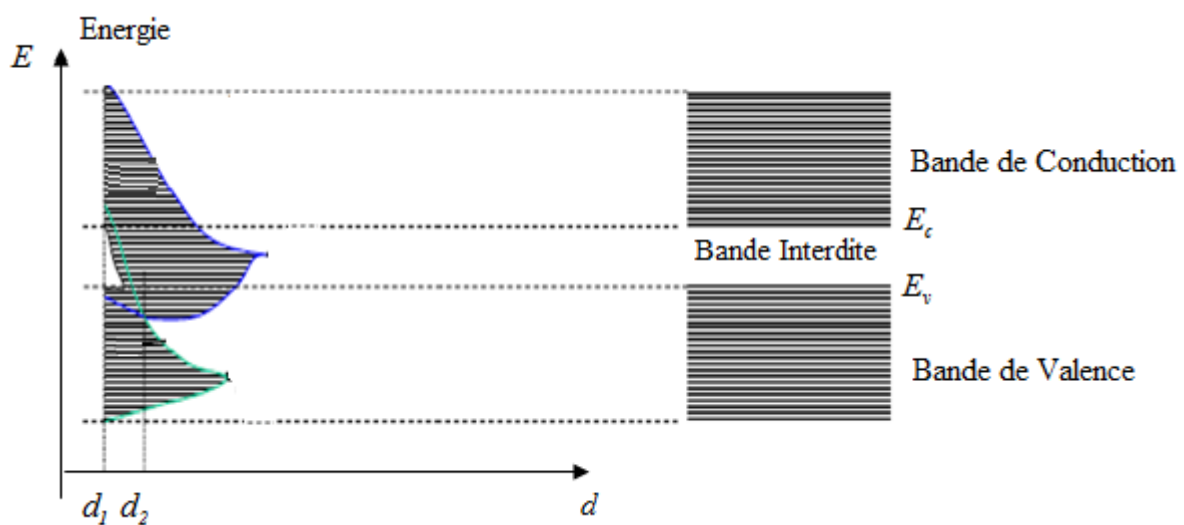


Figure (I-2) : structure de bande du silicium

I-4-Les différentes formes des semi-conducteurs :

Les semi-conducteurs sont classés suivant leur forme en deux catégories :

1-Les semi-conducteurs élémentaires :

Simple : Le silicium, Germanium (élément de la colonne VI).

Complexe : Sélénium (Se).

2-Les semi-conducteurs composés :

-Alliages binaires : GaAs, InP, SiC.....

-Alliages ternaires : GaAsN, InGaAs, GaAsP.....

-Alliages quaternaires : GaAsSbN, InAlAsN.....

-Alliages quinaires : GaInNAsSb, GaInAsSbP.....

I-5-Structure cristalline des semi-conducteurs :

Structure diamant : Le silicium, germanium et le carbone cristallisent dans la structure diamant formée de deux réseaux cubiques à face centrées (cfc) enchevêtrés et décalés du quart de la diagonal. Dans le cas d'un réseau de silicium, la maille élémentaire contient deux atomes de Si, occupent les positions $(0,0,0)$ et $(1/4,1/4,1/4)$.

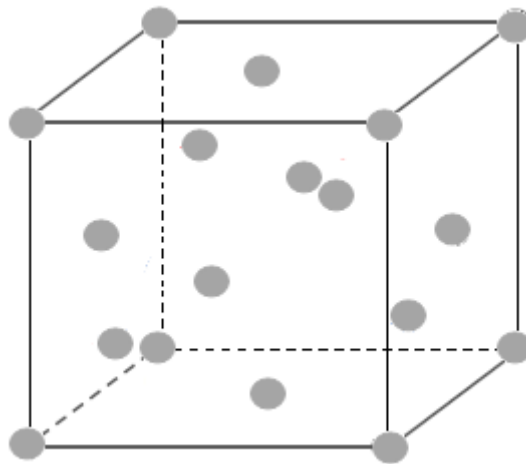


Figure (I-3) : La structure du diamant.

Structure Zinc blende : Cette structure dérivée de la structure diamant avec deux atomes différents, formée de deux réseaux cubiques à faces centrées (cfc), l'un est Zn et l'autre est S séparés par un vecteur $(1/4,1/4,1/4)$ de la diagonale principale.

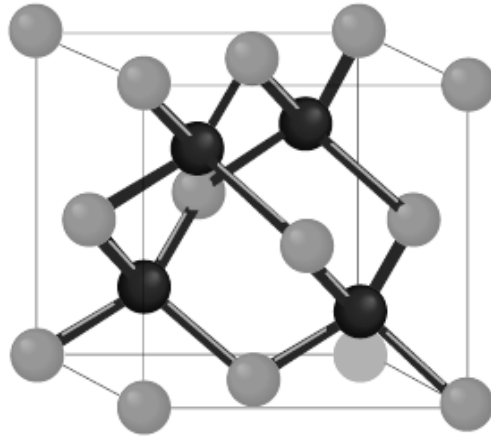


Figure (I-4) : Structure zinc blende

Structure NaCl : La structure NaCl appartient au groupe d'espace $Fm\bar{3}m$ (n°225), elle est formée de deux sous réseaux de types cubique à faces centrées est décalé de $1/2$ l'arrête, les atomes du chlorure occupent les sommets et les centres des faces du cube, les atomes du sodium occupent les milieux des arrêts et le centre du cube.

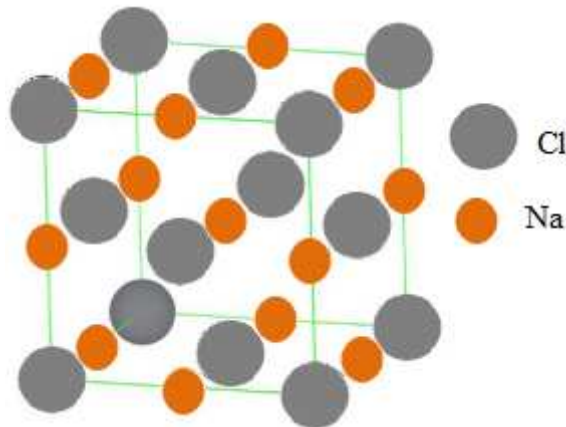


Figure (1-5) : Structure NaCl.

I-6-Statistique de Fermi-Dirac :

La statistique de Fermi-Dirac nous permet de calculer la probabilité pour qu'un niveau d'énergie E soit occupé par des électrons à la température T , cette statistique est exprimée par la fonction suivante :

$$P_n(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \quad (\text{I-1})$$

E_F : Le niveau de l'énergie de Fermi.

k_B : La constante de Boltzmann.

I-7-Semi-conducteur intrinsèque :

C'est un matériau idéalement pur, constitué d'un seul élément chimique. Dans ce type de semi-conducteur le nombre d'électrons n dans la bande de conduction est égal au nombre de trous p dans la bande de valence égale à la concentration intrinsèque $n_i = n = p$.

Les semi-conducteurs intrinsèques les plus connus sont le germanium et le silicium, le plus utilisé étant ce dernier est un atome tétravalent : Il possède 4 électrons de valence qui vont se mettre en commun avec d'autres atomes de Silicium pour avoir la forme cristalline.

I-7-1-Semi-conducteurs non excités :

Dans un semi-conducteur non-excité comme le cas du cristal de silicium (Si) à $T = 0\text{ K}$ et dans l'obscurité, les électrons de valence sont fortement liés aux atomes et sont mis en commun avec les électrons de valence des atomes voisins par des liaisons de covalence. Aucun électron libre n'apparaît à la surface et par conséquent pas de courant électrique. Donc ce matériau peut être considéré comme un isolant où sa bande de valence est saturée, alors que sa bande de conduction est vide.

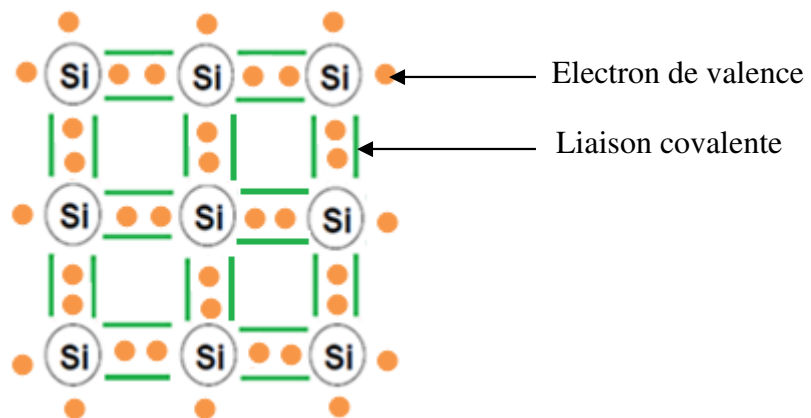


Figure : (I-6) : Silicium non excité.

I-7-2-Ionisation thermique : Génération de paires électrons-trous :

Si la température du cristal de silicium est supérieure au zéro absolu ($T > 0\text{ K}$), un des électrons participant aux liaisons covalentes acquiert une énergie supérieure à l'énergie du gap E_g pour franchir la barrière mesurant à cette énergie, il devient libre, en quittant la bande de valence vers la bande de conduction en laissant derrière lui un trou donc il se génère une paire électron-trou. Le déplacement de l'électron dans le cristal autorise la circulation du courant électrique et le silicium devient un semi-conducteur.

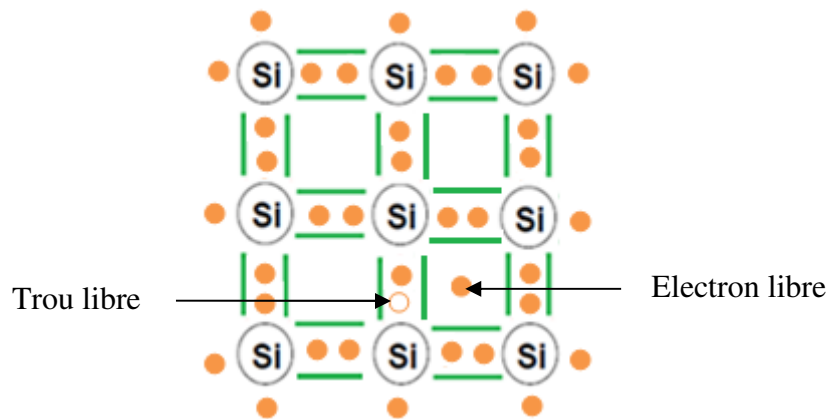


Figure (I-7) : Génération de paires électrons-trous : Silicium à $T > 0K$

I-7-3-Diagramme des bandes d'énergies :

Dans un semi-conducteur intrinsèque, le niveau de Fermi E_F aussi bien au zéro absolu qu'à la température ordinaire se trouve très proche du milieu de la bande interdite, dans ce cas, le diagramme d'énergie à l'aspect illustré dans la figure (1-8) et à chaque électron de la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence.

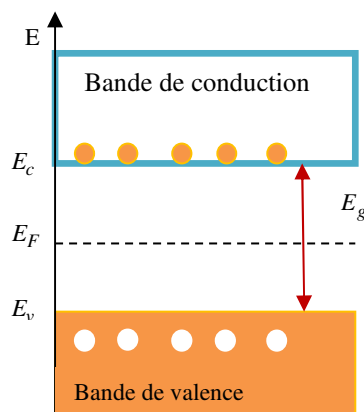


Figure (I-8) : Diagramme des bandes d'énergie d'un semi-conducteur intrinsèque.

I-7-4-Hauteur de bande d'énergie :

La hauteur de bande d'énergie est dominée par qui se passe en haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction ce qu'on appelle la largeur de la bande interdite caractérisée par une énergie du gap $E_g = E_c - E_v$. Plus la température augmente plus le nombre d'électrons libres augmente.

La largeur de E_g varie d'un semi-conducteur à un autre et sont indiqués dans le tableau suivants :

Cristal	E_g (eV) à T= 0°K	E_g (eV) à T= 300°K
Si	1.17	1.12
Ge	0.74	0.66
GaAs	1.52	1.42
GaSb	0.81	0.72
InAs	0.42	0.36
InP	1.42	1.35

Tableau (I-1) Hauteur de la bande interdite des différents semi-conducteurs.

I-7-5-Recombinaison :

En fait la génération des paires électrons-trous peut être compensée par le phénomène de recombinaison, lors du déplacement de l'électron libre dans le cristal, il rencontre un trou, il peut être capté dans la case vacante représentée par ce trou à côté de l'ion positive et la liaison de covalence sera rétablie. Ce déplacement de l'électron de la bande de conduction vers la bande de valence permet au cristal de revenir à l'état d'équilibre.

I-7-6-La concentration des porteurs :

a) La concentration en électrons notée n par unité de volume exprimée en cm^{-3} dans la bande de conduction est donnée par la relation :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) \quad \text{avec} \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (\text{I-2})$$

D'où :

N_c : La densité effective d'état d'électrons dans la bande de conduction :

k_B : La constante de Boltzmann

E_c : L'énergie de conduction en (eV).

E_F : L'énergie de Fermi.

h : La constante de Planck.

m_n^* : La masse effective d'électrons.

b) La concentration en trous p dans la bande de valence s'exprime par la formule :

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right) \text{ avec } N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (\text{I-3})$$

N_v : La densité effective d'état des trous dans la bande de valence.

E_v : L'énergie de la bande de Valence

m_p^* : La masse effective des trous.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, la concentration intrinsèque $n_i = n = p$.

On exprime le niveau de Fermi intrinsèque E_I pour un semi-conducteur intrinsèque qui est obtenu à partir des équations des concentrations des électrons et des trous en écrivant :

$$E_F = E_I$$

$$n = p \Rightarrow N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right)$$

$$E_I = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{1}{2} k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_v}\right) \quad (\text{I-4})$$

Ou bien

$$E_I = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \quad (\text{I-5})$$

En donnant l'expression de E_I en fonction des masses effectives, on obtient :

$$E_I = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) \quad (\text{I-6})$$

I-7-7-La loi d'action de masse :

Le produit du nombre d'électrons n dans la bande de conduction par le nombre des trous p dans la bande de valence, nous donne une expression indépendante de la position du niveau de Fermi, cette loi appelée la loi d'action de masse.

$$n_i^2 = n.p = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{k_B T}\right)$$

$$\Rightarrow n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (\text{I-7})$$

I-8-Semi-conducteurs extrinsèques : type N et P (Concentration des porteurs - diagramme énergétique) :

Un semi-conducteur extrinsèque est obtenu en ajoutant de faibles quantités d'atomes astucieusement choisis que l'on appelle impuretés dopantes dans un semi-conducteur intrinsèque. Le but de ce procédé est de modifier d'une façon considérable la concentration des porteurs de charge.

On obtient un semi-conducteur de type N, en ajoutant au cristal de silicium un élément de la 5^{ème} colonne du tableau périodique (par exemple : Le phosphore (P) ou de l'arsenic (As)) ces derniers possèdent 5 électrons de valences, 4 parmi 5 électrons ont mis en commun avec les électrons de valence des autres atomes voisins de silicium pour réaliser des liaisons de covalence, le cinquième électron inutilisé est très faiblement lié à l'atome de phosphore. À des températures supérieures à 0 K, le 5^{ème} électron qui est faiblement lié à l'atome dopant devient libre, il quitte son orbital et circule dans le cristal donc il se retrouve libre dans la bande de conduction. L'atome dopant qui a fourni un électron libre est appelé donneur et il devient un ion positif.

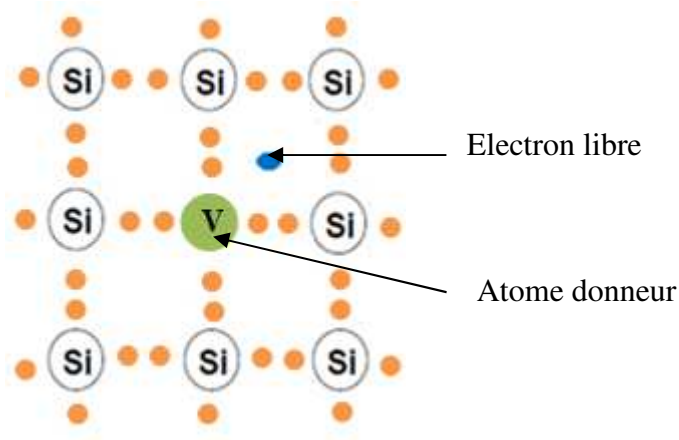


Figure (I-9) : Silicium dopé avec un atome donneur (SC type N).

Pour obtenir un semi-conducteur de type P, en injectant dans le cristal de silicium le bore, l'indium ou le gallium (élément de colonne III) qui possèdent 3 électrons périphériques dans leurs couches externes, il lui manque un électron pour réaliser une liaison covalente avec les quatre électrons des atomes voisins de silicium, dès que l'énergie thermique sera suffisante, un électron de valence d'un atome voisin va quitter son orbite pour remplacer l'électron manquant dans l'atome dopant créant dans ce cas un trou dans la bande de valence

du silicium et l'atome dopant qui a capté un électron est appelé atome accepteur, il perd sa neutralité pour devenir un ion négatif.

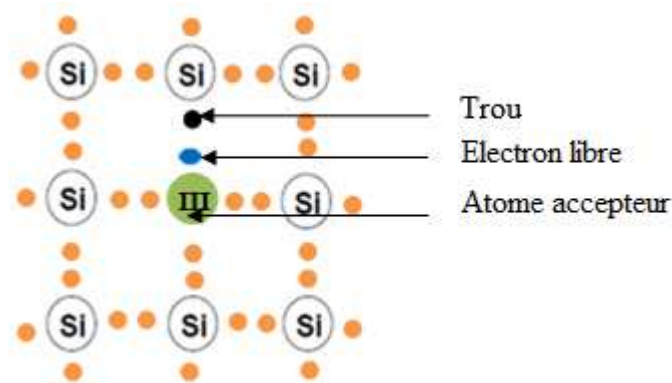


Figure (I- 10) : Silicium dopé avec un atome accepteur (SC type P).

Dans un semi-conducteur type N les électrons sont les porteurs majoritaires, leur concentration est égale à la concentration des donneurs, les trous présentent les porteurs minoritaires, les concentrations des électrons et des trous sont respectivement n_n et p_n dans un semi-conducteur de type N sont :

$$n_n = N_D \quad (\text{I-8})$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (\text{I-9})$$

Pour un Semi-conducteur de type P : les trous sont porteurs majoritaires et les électrons sont les minoritaires, leurs concentrations sont respectivement : p_p et n_p .

$$p_p = N_A \quad (\text{I-10})$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (\text{I-11})$$

N_D et N_A : présentent les concentrations des atomes donneurs et accepteurs respectivement.

Les concentrations N_D et N_A sont exprimées par les expressions suivantes :

$$N_D = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{FN}}{kT}\right) \quad (\text{I-12})$$

$$N_A = N_v \exp\left(-\frac{E_{FP} - E_v}{kT}\right) \quad (\text{I-13})$$

Remarque : E_{FN} indique le niveau de Fermi d'un semi-conducteur de type N et E_{FP} le niveau de Fermi d'un semi-conducteur de type P :

$$E_{FN} = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right) = E_i + kT \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (\text{I-14})$$

$$E_{FP} = E_v + kT \ln\left(\frac{N_v}{N_A}\right) = E_i - kT \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{I-15})$$

On remarque que pour chaque type de semi-conducteur le niveau de Fermi est proche de la bande des porteurs majoritaires que le dopage est important.

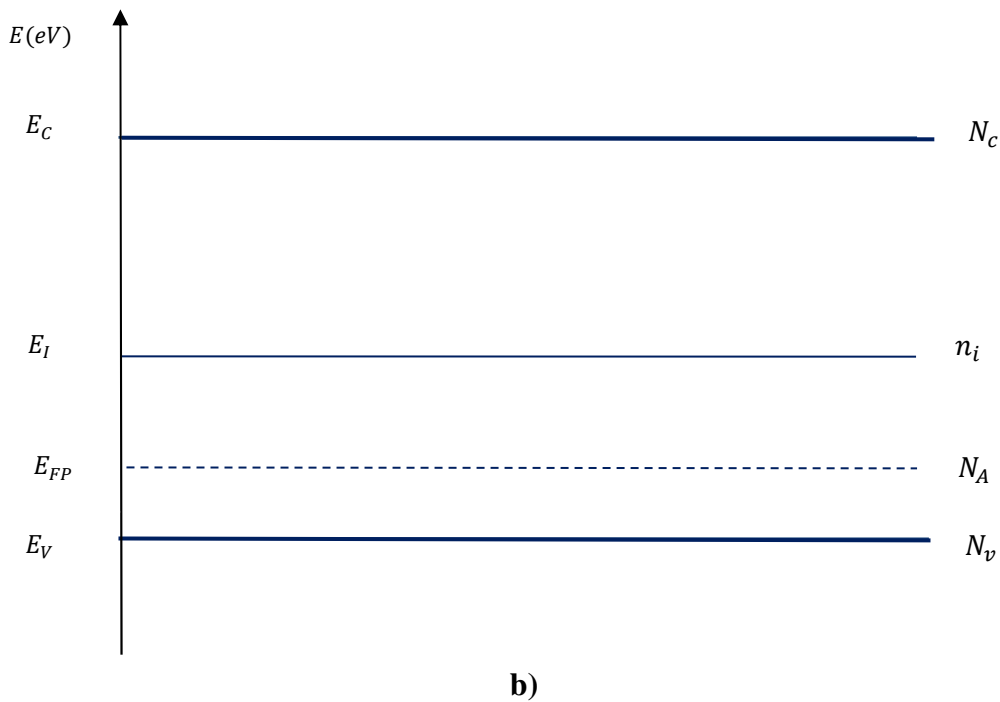
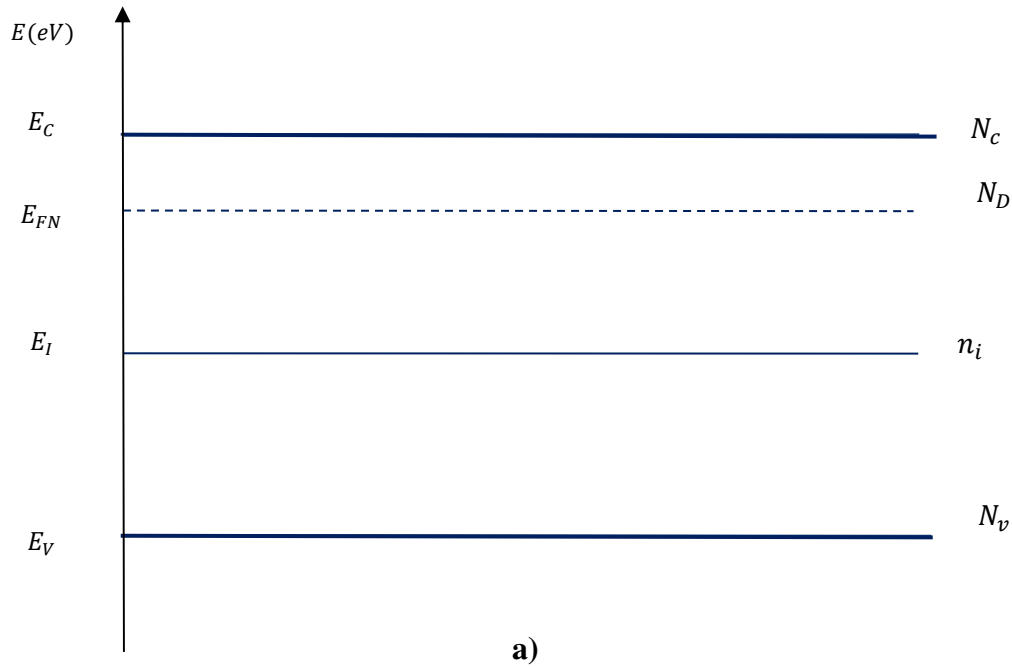


Figure (I-11) : Diagramme des bandes d'énergie.
a) Semi-conducteur type N. **b)** Semi-conducteur type P.

I-9-Dopage successifs du semi-conducteur :

Le semi-conducteur peut subir deux types de dopage successif par injection d'atomes accepteurs et d'atomes donneurs.

Selon la concentration des donneurs et accepteurs la plus importante, semi-conducteur sera soit de type N soit de type P, les concentrations des électrons et des trous seront calculées à partir des formules suivantes :

$$\text{Si } N_D > N_A \text{ on aura : } n_n = \frac{I}{2} \left[(N_D - N_A) + \left((N_D - N_A)^2 + 4n_i^2 \right)^{1/2} \right] \quad (\text{I-16})$$

$$\text{Si } N_A > N_D : p_p = \frac{I}{2} \left[(N_A - N_D) + \left((N_A - N_D)^2 + 4n_i^2 \right)^{1/2} \right] \quad (\text{I-17})$$

I-10-Mécanisme du transport de charges :

En absence de toutes forces extérieures les charges se meuvent de façon aléatoire. Chaque charge subit une force électrostatique $\vec{F} = q\vec{E}$ en présence d'un champ électrique, l'équation du mouvement s'écrit :

$$\vec{F} = q\vec{E} = m^* \frac{d\vec{v}_i(t)}{dt} \quad (\text{I-18})$$

La vitesse de déplacement des charges s'écrit : $v_i(t) = \frac{qE}{m^*} t$

La vitesse d'entraînement (la vitesse des charges) est exprimée par :

$$v(t) = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} v_i(t) dt = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} \frac{qE}{m^*} t dt = \frac{qE}{m^*} \frac{t_c}{2} \quad (\text{1-19})$$

m^* : La masse effective des charges.

t_c : Temps moyen entre deux collisions successives des charges.

On pose $\tau = \frac{t_c}{2}$ donc la formule de la vitesse d'entraînement devient :

$$v = \frac{q\tau}{m^*} E = \pm \mu E$$

La vitesse des charges est proportionnelle au champ électrique, la constante $\frac{q\tau}{m^*} = \mu$ est appelée la mobilité.

Les mobilités des électrons et des trous se diffèrent principalement par la valeur des masses effectives, ce qui permet d'écrire la vitesse d'entraînement des électrons :

$$v_n = -\mu_n E \quad (\text{I-20})$$

$$\text{Et celle des trous : } v_p = +\mu_p E \quad (\text{I-21})$$

μ_n et μ_p représentent la mobilité d'électrons et la mobilité des trous respectivement.

I-10-1-La conduction :

L'existence d'un champ électrique dans un semi-conducteur induit la conduction des charges simultanément, les trous se déplacent dans le même sens que le champ électrique tandis que les électrons dans la direction opposée, il y aura donc apparition de deux courants pour chaque type de charges dont la densité de courant représente la quantité de flux de charge qui traverse une surface, elle est égale à la vitesse des charges multipliée à la concentration des charges.

Pour chaque type de charges on a :

$$J_n = -qn v_n = qn \mu_n E \quad (\text{I-22})$$

$$J_p = qp v_p = qp \mu_p E \quad (\text{I-23})$$

D'après la loi d'ohm : $J = \sigma E \Rightarrow$

$$\sigma_n = qn \mu_n = q^2 \frac{n \tau_n}{m_n^*} \quad (\text{I-24})$$

$$\sigma_p = qp \mu_p = q^2 \frac{p \tau_p}{m_p^*} \quad (\text{I-25})$$

σ_n et σ_p sont les conductivités des électrons et des trous respectivement, elles sont définies comme le coefficient de proportionnalité entre la densité de courant et le champ électrique ; τ_n et τ_p sont les temps moyens entre deux collisions des électrons et des trous respectivement.

La conductivité totale d'un semi-conducteur σ est la somme de la conductivité des électrons σ_n et des trous σ_p .

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q(n \mu_n + p \mu_p) \quad (\text{I-26})$$

Puisque $\rho = \frac{1}{\sigma}$, la résistivité d'un matériau s'exprime par :

$$\rho = \frac{1}{q(n \mu_n + p \mu_p)} \quad (\text{I-27})$$

le semi-conducteur est intrinsèque, la conductivité devient intrinsèque :

$$\sigma_{in} = qn_i(\mu_n + \mu_p) \quad (1-28)$$

I-10-2-La densité de courant de dérive :

La densité de courant totale de dérive dans un semi-conducteur présente la somme des densités des courants des électrons J_n et des trous J_p qui correspond au courant résultant du déplacement des électrons et des trous sous l'effet du champ électrique :

$$J_{déri_{total}} = J_{déri_n} + J_{déri_p} = (qn\mu_n + qp\mu_p)E \quad (I-29)$$

$$\Rightarrow J_{déri_{total}} = (\sigma_n + \sigma_p)E = \sigma E \quad (I-30)$$

I-10-3-Diffusion :

Dans semi-conducteur, le phénomène de diffusion est lié à l'existence d'un gradient de concentration des charges, générer un flux de ces charges dans le sens inverse du gradient de concentration, dans la région de forte concentration vers la région de faible concentration. Le mouvement de diffusion tend à uniformiser la concentration des charges pour que l'équilibre soit établi.

I-10-4-La densité de courant de diffusion :

Le courant de diffusion c'est un courant crée par le déplacement des électrons et des trous sous l'action d'un gradient de concentration. D'après la loi de Fick, le flux des charges est donné par la relation suivante :

$$\phi(x) = -D \frac{dC}{dx} \quad (1-31)$$

ϕ : Le flux des charges.

D : Le coefficient de diffusion.

C : La concentration des charges.

Nous exprimons le flux des électrons et des trous comme suit :

$$\phi_n(x) = -D_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (1-32)$$

$$\phi_p(x) = -D_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (I-33)$$

D_n et D_p : Les coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement.

Le déplacement des charges sous l'effet du phénomène de diffusion donne naissance à des courants de diffusion des électrons et des trous sont présentées par les relations suivantes :

$$J_{dif_n} = (-q)\phi_n = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (I-34)$$

$$J_{dif_p} = q\phi_p = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (I-35)$$

La densité de courant total de diffusion crée par les électrons et les trous :

$$J_{dif_{total}} = J_{dif_n} + J_{dif_p} = q \left(D_n \frac{dn(x)}{dx} - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right) \quad (I-36)$$

La densité de courant totale des électrons et des trous :

$$J_{total_n} = J_{déri_n} + J_{dif_n} = q \left(n\mu_n E + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right) \quad (I-37)$$

$$J_{total_p} = J_{déri_p} + J_{dif_p} = q \left(p\mu_p E - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right) \quad (I-38)$$

I-11-Relation d'Einstein:

On considère un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique et isolé (le niveau de Fermi reste constant) de concentration variable suivant la direction x (n'est pas homogène) donnée par l'expression suivante :

$$n(x) = N_c \exp \left(-\frac{E_c(x) - E_F}{k_B T} \right) \quad (I-39)$$

En effet à l'équilibre thermodynamique, le courant total est nul $\Rightarrow j_{total_n} = 0$.

Le niveau de Fermi est constant : $E_F = C^{ste} \Rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0$

$$\begin{aligned} J_{déri_n} + J_{dif_n} &= q \left(n(x) \mu_n E(x) + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right) = 0 \\ \Rightarrow \frac{dn(x)}{dx} &= -\frac{\mu_n}{D_n} n(x) E(x) \end{aligned} \quad (I-40)$$

Nous pouvons exprimer la concentration $n(x)$ en fonction de la concentration intrinsèque n_i et les niveaux de Fermi :

$$\begin{aligned} n(x) &= N_c \exp \left(-\frac{E_c(x) - E_I(x) + E_I(x) - E_F}{k_B T} \right) \\ \Rightarrow n(x) &= N_c \exp \left(-\frac{E_c(x) - E_I(x)}{k_B T} \right) \exp \left(-\frac{E_I(x) - E_F}{k_B T} \right) \end{aligned}$$

E_I : Le niveau de Fermi intrinsèque

$$\Rightarrow n(x) = n_i \exp\left(-\frac{E_I(x) - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{I-41})$$

Nous dérivons l'équation (I-41) par rapport à dx , on obtient :

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{n_i}{k_B T} \exp\left(-\frac{E_I(x) - E_F}{k_B T}\right) \left(-\frac{dE_I(x)}{dx}\right)$$

$$\text{Or } \frac{dE_I(x)}{dx} = qE(x)$$

Le gradient de concentration devient :

$$\frac{dn(x)}{dx} = -\frac{n(x)}{k_B T} qE(x) \quad (\text{I-42})$$

Par compatibilité des équations (I-40) et (I-42), nous déduisons la relation d'Einstein :

$$\Rightarrow \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T}{q} \quad (\text{I-43})$$

Nous suivons le même raisonnement pour les trous, nous trouverons :

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q} \quad (\text{I-44})$$

La relation d'Einstein déduite à partir des équations (I-43) et (I-44) est :

$$\frac{k_B T}{q} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = V_T \quad (\text{I-45})$$

V_T : Le potentiel thermodynamique.

À partir de cette relation on peut exprimer la densité de courant total des électrons et des trous par les expressions suivantes :

$$J_{total_n} = q\mu_n \left(nE + \frac{k_B T}{q} \frac{dn(x)}{dx} \right) = qD_n \left(\frac{q}{k_B T} nE + \frac{dn(x)}{dx} \right) \quad (\text{I-46})$$

$$J_{total_p} = q\mu_p \left(pE - \frac{k_B T}{q} \frac{dp(x)}{dx} \right) = qD_p \left(\frac{q}{k_B T} pE - \frac{dp(x)}{dx} \right) \quad (\text{I-47})$$

I-12-L'équation de continuité :

L'équation de continuité traduit la variation de la concentration des électrons et des trous en fonction du temps dans un élément de volume d'épaisseur Δx et de section S .

L'expression de la variation des trous par unité de temps s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{1}{q} J_p(x) - \frac{1}{q} J_p(x + \Delta x) \right] + (g_p - r_p) \quad (\text{I-48})$$

$J_p(x)$: La densité de courant des trous au point x .

$J_p(x + \Delta x)$: La densité de courant au point $(x + \Delta x)$.

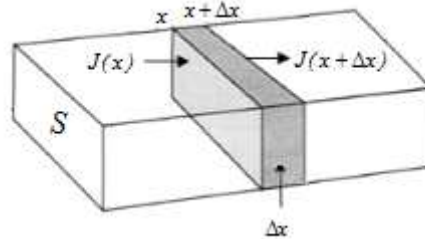


Figure (1-12) : Géométrie de l'équation de continuité

g_p : Le taux de génération des trous.

r_p : Le taux de recombinaison des trous.

En utilisant le développement en série de Taylor pour simplifier l'expression de la densité de courant au point $(x + \Delta x)$, on obtient :

$$J_p(x + \Delta x) = J_p(x) + \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} \Delta x \quad (\text{I-49})$$

Nous remplaçons l'équation (I-49) dans l'équation (I-48), nous trouverons l'équation de continuité pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} + g_p - r_p \quad (\text{I-50})$$

L'équation de continuité pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n - r_n \quad (\text{I-51})$$

En remplaçant J_n et J_p par leurs formules nous obtenons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - r_n \quad (\text{I-52})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + g_p - r_p \quad (\text{I-53})$$

1-13-L'équation de poisson :

On suppose un volume délimité (borné) par une surface de Gauss fermée S contenant une charge Q, le flux du champ électrique sortant est donné par l'expression de Maxwell-Gauss :

$$\iint_S \vec{E} \cdot \vec{n} \, ds = \frac{Q}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \iiint_V \rho(\vec{r}) \, dV = \iiint_V \text{div} \vec{E} \, dV$$

L'équation de Poisson dérivée de la 1^{ère} équation de Maxwell est exprimée par :

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (\text{I-54})$$

L'expression de la densité de charge $\rho(x)$ en présence des impuretés :

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A) \quad (\text{I-55})$$

I-14-Mécanisme de génération recombinaison :

Dans un semi-conducteur, l'existence des électrons et des trous dans la bande de valence et la bande de conduction est interprétée par la présence du processus d'échanges entre elles appelé génération et recombinaison.

Quand on expose un semi-conducteur à une excitation extérieure ou bien une augmentation soudaine de la température, les électrons de valence reçoivent assez d'énergie pour rendre la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction possible en créant une paire électron-trou, ce processus est appelé génération d'une paire électron-trou.

Au bout de certain temps ce processus de génération peut être inversé par la disparition des électrons et des trous appelés la recombinaison, c'est est une opération qui ramène un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, d'où le semi-conducteur tente de revenir à son état initial d'équilibre.

I-14-1-Le taux de génération recombinaison :

Soient :

g_{th} : Le taux de génération thermique provoquée par l'agitation thermique, $g_{th} = \alpha np$.

α : Coefficient de proportionnalité.

g : Le taux de génération due aux excitations extérieurs.

g' : Le taux de génération, en effet présente le nombre des paires électrons-trous créés par unité de temps et unité de volume ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).

$$g' = g_{th} + g$$

r' : Le taux de recombinaison des charges produites par excitations extérieures, ce taux est proportionnel aux nombres des électrons et des trous : $r' = \alpha n' p'$.

r : Le taux de recombinaison directe, présente le nombre des paires électron-trou qui disparaissent par unité de volume et unité de temps.

$$r = r' - g_{th}$$

La variation de la concentration de charges résultantes du phénomène de la génération et recombinaison ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right) = g' - r' = g_{th} + g - r'$$

À l'équilibre on a :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right) = 0 \Rightarrow g_{th} + g - r' = 0$$

$$\Rightarrow g = r' - g_{th} = r$$

$$\Rightarrow r = \alpha (n' p' - np) \tag{I-56}$$

En présence d'excitations extérieures, les concentrations des charges sont plus grandes qu'à leurs valeurs d'équilibre c'est-à-dire :

$$\begin{cases} n' = n + \delta n \\ p' = p + \delta p \\ \delta n = \delta p \end{cases}$$

L'expression du taux de recombinaison (I-55) devient :

$$r = \alpha [(n + \delta n)(p + \delta p) - n_i^2]$$

$$\Rightarrow r = \alpha (n + p + \delta p) \delta p = \alpha (n + p + \delta n) \delta n \tag{I-57}$$

I-14-2-Durée de vie des porteurs :

La durée de vie des porteurs est le temps moyen que prend une concentration donnée de porteurs minoritaires pour revenir à un état d'équilibre après deux collisions.

➤ Présence d'excitations extérieures :

L'expression du taux de recombinaison directe peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Rightarrow r = \alpha (n + p + \delta p) \delta p = \alpha (n + p + \delta n) \delta n = \frac{\delta n}{\tau_n} = \frac{\delta p}{\tau_p}$$

On pose : $r_n = \alpha(n + p + \delta n) \delta n = \frac{\delta n}{\tau_n}$

et $r_p = \alpha(n + p + \delta p) \delta p = \frac{\delta p}{\tau_p}$

Avec : $\tau_n = \frac{l}{\alpha(n + p + \delta n)}$ et $\tau_p = \frac{l}{\alpha(n + p + \delta p)}$

τ_n et τ_p sont Les durées de vie des électrons et trous en présence d'excitations extérieurs.

➤ Si le semi-conducteur est type N : $n' \gg p'$, $n' = n + \delta n \approx n \approx N_D$, $p' = p + \delta p$

Le taux de recombinaison devient :

$$r = \alpha(n' p' - np) = \alpha n(p' - p) = \frac{\delta p}{\tau_p}$$

La durée de vie des trous minoritaires τ_p est :

$$\tau_p = \frac{\delta p}{\alpha n(p' - p)} = \frac{l}{\alpha n} = \frac{l}{\alpha N_D} \quad (\text{I-58})$$

➤ Si le semi-conducteur est de type P :

$$p' \gg n', p' = p + \delta p \approx p = N_A, n' = n + \delta n$$

Avec $r = \alpha p(n' - n) = \frac{\delta n}{\tau_n}$

La durée de vie des électrons minoritaires : $\tau_n = \frac{l}{\alpha p} = \frac{l}{\alpha N_A}$ (I-59)

I-14-3-La longueur de diffusion :

La longueur de diffusion des charges correspond à la distance moyenne parcourue par ces charges entre l'instant où ils sont générés et celui où ils se recombinent.

Pour trouver la longueur de diffusion des porteurs de charges, on considère un barreau semi-conducteur de type N excité en surface par un flux lumineux (éclairage) de faible pénétration qui va créer à la surface un excès de trous de concentration Δp , la diffusion à l'intérieur du barreau crée un courant de diffusion :

La concentration des trous en excès obéit à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + g_p - r_p$$

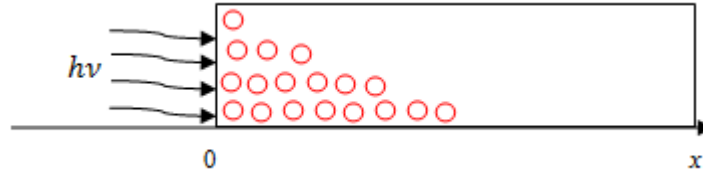


Figure (I-13) : Calcul de la longueur de diffusion dans un semi-conducteur

En régime permanent la concentration des porteurs ne varie pas avec le temps, la dérivée par rapport au temps s'annule et $g_p = 0$. Pour raison de faible pénétration, le taux de génération localisé en $x = 0$ est nul. On obtient une équation différentielle du second ordre :

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p} = 0 \quad \text{avec} \quad r_p = \frac{\delta p}{\tau_p}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{D_p \tau_p} = 0 \quad \text{(I-60)}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 p}{dx^2} - \frac{\delta p}{L_p^2} = 0 \quad \text{(I-61)}$$

On remarque que la dimension du terme $D_p \tau_p$ est en cm^2 avec $L_p^2 = D_p \tau_p$

$$\Rightarrow L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \text{(I-62)}$$

L_p : La longueur de diffusion des trous (porteurs minoritaires) dans le semi-conducteur type N, de la même façon on trouve la longueur de diffusion des électrons dans un semi-

conducteur de type P est $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$. (I-63)

Chapitre II : Techniques de dopage :

Le dopage consiste à introduire de faibles quantités d'impuretés dans un semi-conducteur pur, ces impuretés sont des atomes donneurs ou accepteurs selon le type de dopage voulu.

Le dopage sert à modifier la conductivité des matériaux, contrôler la tension de seuil des transistors MOS et à la fabrication des jonctions ultra fines. Parmi les techniques de dopage utilisées on peut citer : la diffusion thermique et l'implantation ionique.

II-1- La diffusion thermique :

Elle consiste à chauffer le matériau dans un four en quartz à une température de l'ordre de $1000^{\circ}C$. La diffusion mis en jeu dans le cristal à partir de la région voisine de la surface dépend de la présence des défauts soient : des lacunes ou dislocations, du gradient de concentration, la nature du dopant ainsi que la température.

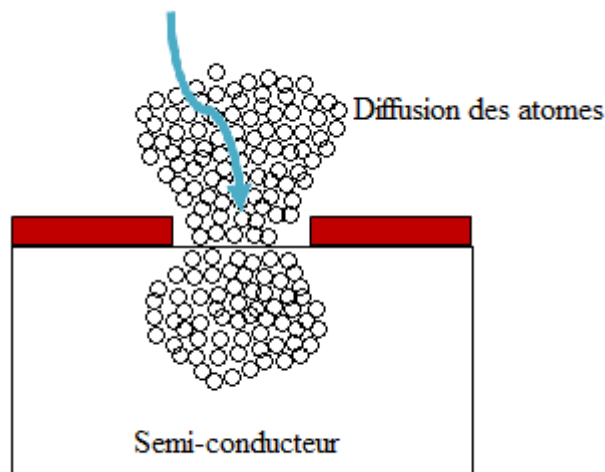


Figure (II-1) : La diffusion thermique

La deuxième loi de Fick permet d'écrire la variation de la concentration en fonction du temps :

$$\frac{dC(x)}{dt} = -\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\frac{d}{dx}\left(-D\frac{dC(x)}{dx}\right) = D\frac{d^2C(x)}{dx^2} \quad (\text{II-1})$$

Cette loi admet une solution analytique en décrivant la distribution des impuretés en profondeur, ce qui nous ramène à deux étapes de diffusion :

a) étape d'une source de diffusion constante (étape Pré-dépôt) : La concentration des impuretés C_s est constante à la surface du semi-conducteur. La solution de la loi de Fick est donnée par :

$$C(x, t_1) = C_s \left(1 - \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4D_1 t_1}} \right) = C_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4D_1 t_1}} \quad (\text{II-2})$$

C_s : La concentration des impuretés à la surface.

D_1 : Le coefficient de diffusion à la température de dépôt.

t_1 : Temps de dépôt

b) étape d'une source de diffusion limitée (Redistribution) : Dans ce cas la quantité d'impureté initiale déposée à la surface sous forme limitée va graduellement pénétrer à l'intérieur du semi-conducteur, la concentration en surface décroît pendant le processus de diffusion. Le profil de concentration suit une loi Gaussienne à l'intérieur du semi-conducteur dopée est :

$$C(x, t_1, t_2) = \frac{2C_s}{\pi} \sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_2 t_2}\right) \quad (\text{II-3})$$

D_2 : Le coefficient de diffusion à la température de redistribution.

t_2 : Temps de redistribution.

II-1-Implantation ionique :

Cette technique permet d'implanter une dose d'impureté dans un semi-conducteur sous forme d'ions par bombardement, ces ions incidents sont accélérés par un champ électrique d'énergie assez suffisante comprise entre 3 KeV et 600 KeV vont pénétrer dans le semi-conducteur et cèdent une partie de leur énergie lors des interactions avec les atomes du matériau dopée d'où leur trajectoire s'arrête à distance moyenne R_p appelée longueur de pénétration peut aller de 100Å à 1nm, avec un écart type longitudinal ΔR_p et un écart type transversal ΔR_{II} perpendiculaire à la direction d'implantation.

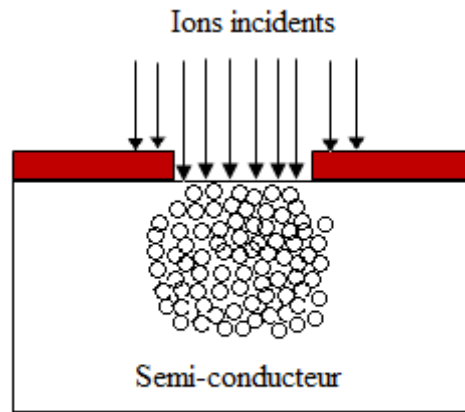


Figure (II-2) : Implantation ionique

Le profil de la concentration des ions implantés s'écrit sous une forme Gaussienne :

$$C(x) = C_{max} \exp \left[- \left(\frac{x - R_p}{\sqrt{2} \Delta R_p} \right)^2 \right] \quad (\text{II-4})$$

La concentration des ions est maximal à $x = x_p$ avec :

$$C_{max} = C(x = x_p) = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p} = \frac{0.4\phi}{\Delta R_p} \quad (\text{II-5})$$

ϕ : La dose implantée.

Chapitre III : La jonction PN :

III-1-Définition : La jonction PN est la juxtaposition d'une région dopée type N avec une région dopée de type P du même semi-conducteur.

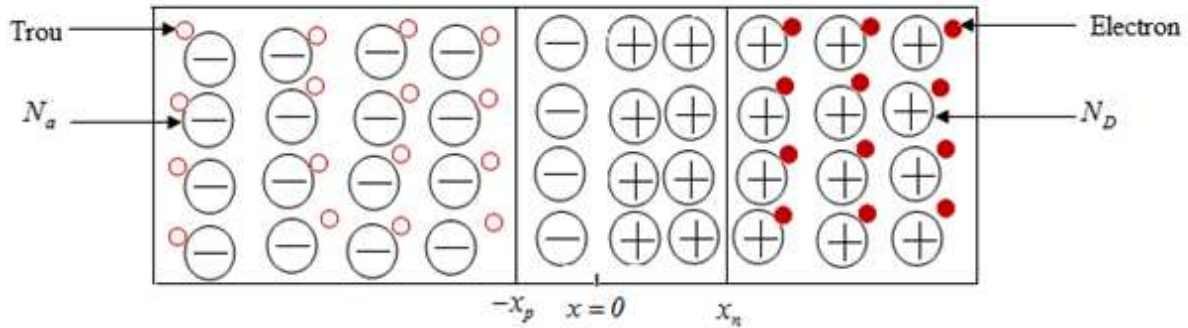


Figure (III-1) : La jonction PN

III-2-Les différents types de jonctions :

Jonction PN abrupte : Le passage du profil de dopage $N_D - N_A$ de la région P à la région N s'effectue d'une manière brutale en $x = 0$.

Jonction PN graduelle : le passage du profil de dopage $N_D - N_A$ de la région P à la région N est graduel s'effectue selon une loi linéaire entre x_p et x_n .

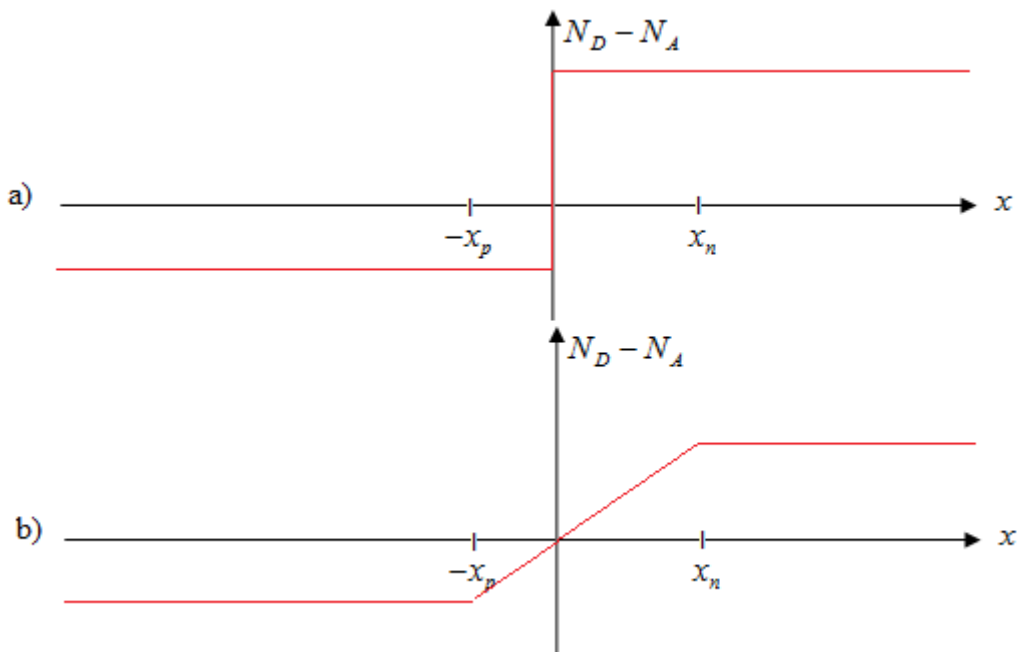


Figure (III-2) : Les deux types de jonction PN. a) abrupte. b) graduelle.

III-3-La jonction PN à l'équilibre :

Lors de la formation de la jonction PN, il apparait un champ électrique de direction opposée à celle de diffusion des porteurs majoritaires. L'équilibre thermodynamique sera établi lorsqu'une force électrique résultante du champ électrique équilibre la force de diffusion associée au gradient de concentration des charges, les deux phénomènes de dérive et de diffusion se compenseront.

III-3-1-Description du phénomène :

À la température ambiante, tous les donneurs et des accepteurs seront ionisés. Dans la région dopée N, il y aura autant d'électrons libres que les donneurs et dans la région type P, il aura autant de trous libres que des accepteurs, la formation de la jonction PN fait apparaitre un gradient de concentration en électrons et en trous dans la zone de contact des deux régions, ce qui entrainerait un phénomène de diffusion des porteurs de charges libres, c'est-à-dire les électrons se déplacent de la région N vers la région P et les trous de la région P vers la région N, ils se créent des ions positifs et négatifs dans la région de contact cela engendre un champ électrique qui bloque la diffusion des charges majoritaires et favorise le déplacement des charges minoritaires, c'est-à-dire il va renvoyer les électrons de la région P vers la région N et les trous de la région N vers la région P donc l'équilibre sera établi entre le phénomène de dérive et de diffusion.

Lorsque l'équilibre sera établi, dans la région de contact dépeuplée de porteurs, appelée zone de transition, le champ reste constant et la recombinaison électrons-trous s'arrête, puisque les porteurs majoritaires ne peuvent plus traverser la jonction, on dit qu'il existe une barrière de potentiel au niveau de celle-ci qui empêche ce passage.

L'expression de la densité de charge d'espace est :

$$\rho(x) = q(N_D - N_A + p - n) \quad (\text{III-1})$$

La densité de charge d'espace est variable dans chaque région, dans la zone de transition la densité de charge est composée des donneurs N_D dans le coté N et d'accepteurs N_A dans le coté P par contre elle est nulle ailleurs, l'évolution de la densité de charge s'écrit :

$$x \langle -x_p \text{ et } x \rangle x_n \Rightarrow \rho(x) = 0$$

$$-x_p \langle x \langle 0 \Rightarrow \rho(x) = -qN_A$$

$$0 \langle x \langle x_n \Rightarrow \rho(x) = qN_D$$

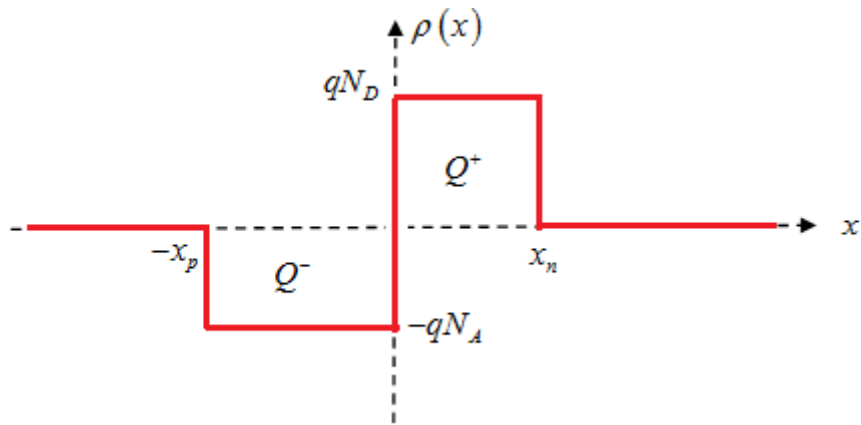


Figure (III-3) : Variation de la densité de charge en fonction de x .

III-3-2-Diagramme des bandes d'énergies :

À l'équilibre thermodynamique le niveau de Fermi reste constant. La différence entre la bande de valence et la bande de conduction est égale au gap, l'écart entre la position de la bande de conduction dans la région N et dans la région P est égal à qV_d (de même pour la bande de valence).

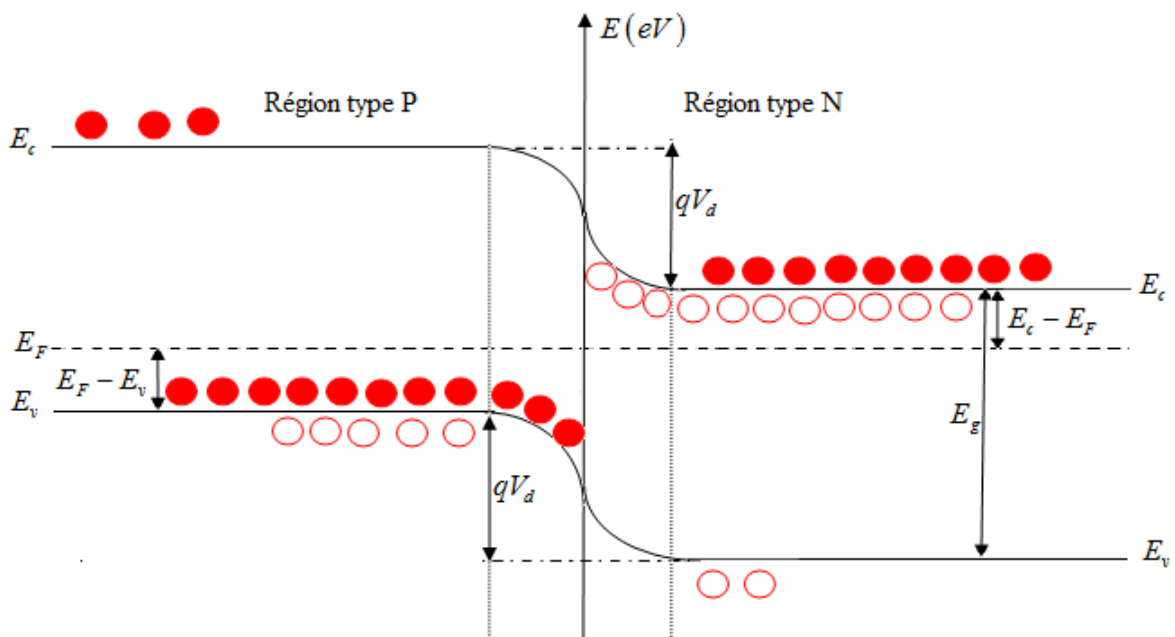


Figure (III-4) : Diagramme de bande d'énergie de la jonction PN à l'équilibre.

III-3-3-La concentration des porteurs à l'équilibre :

Zone N : C'est la région où les électrons sont les charges majoritaires et les trous présentent les charges minoritaires, leurs concentrations vaut respectivement :

$$n_n = N_D \text{ et } p_n = n_i^2 / N_D \quad (\text{III-2})$$

Zone P : Les trous sont les porteurs majoritaires, et les électrons sont les minoritaires:

$$p_p = N_A, \quad n_p = n_i^2 / N_A \quad (\text{III-3})$$

III-3-4- Calcul du potentiel de diffusion :

Le potentiel de diffusion est déduit de la différence de potentiel qui apparue entre la région N et la région P de la jonction.

Quand la jonction PN est à l'équilibre thermodynamique, aucun courant ne circule à l'intérieur :

$$\begin{aligned} J_{total_p} &= q\mu_p \left(pE - \frac{kT}{q} \frac{dp(x)}{dx} \right) = 0 \\ \Rightarrow \frac{dp}{p} &= \frac{q}{k_B T} E dx \\ \Rightarrow \frac{dp}{p} &= \frac{q}{k_B T} (-dV) \\ \int_{-x_p}^{x_n} \frac{dp}{p} &= -\frac{q}{k_B T} \int_{-x_p}^{x_n} dV \\ \Rightarrow \ln \left(\frac{p_n}{p_p} \right) &= -\frac{q}{k_B T} (V(x_n) - V(-x_p)) \\ \Rightarrow \ln \left(\frac{n_i^2 / N_D}{N_A} \right) &= -\frac{q}{k_B T} (V_n - V_p) \\ \Rightarrow V_d = V_n - V_p &= \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{III-4}) \end{aligned}$$

Nous pouvons exprimée la concentration des porteurs minoritaires dans chaque région en

fonction du potentiel de diffusion, on pose : $n_i^2 = n_n p_n = n_p p_p \Rightarrow n_n = \frac{n_i^2}{p_n}$

$$V_d = \left(\frac{k_B T}{q} \right) \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \Rightarrow V_d = \left(\frac{k_B T}{q} \right) \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2}$$

$$\Rightarrow V_d = \left(\frac{k_B T}{q} \right) \ln \frac{p_p \cdot \frac{n_i^2}{p_n}}{n_i^2}$$

$$\Rightarrow p_n = p_p \exp \left(-\frac{qV_d}{k_B T} \right) \quad (\text{III-5})$$

$$\text{De la même façon on trouve l'expression de } n_p : \Rightarrow n_p = n_n \exp \left(-\frac{qV_d}{k_B T} \right) \quad (\text{III-6})$$

III-3-5- Calcul du champ électrique $E_N(x)$ et $E_P(x)$:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon} = \frac{q(N_D + N_A + p - n)}{\epsilon} \quad (\text{III-7})$$

$$\text{a) Région : } -\infty < x < -x_p : \rho(x) = 0 \Rightarrow E(x) = 0 \quad (\text{III-8})$$

$$\text{b) Région : } -x_p < x < 0 : \rho(x) = -qN_A \quad (\text{III-9})$$

$$\Rightarrow \frac{dE_P(x)}{dx} = -\frac{qN_A}{\epsilon}$$

$$\Rightarrow E_P(x) = \int -\frac{qN_A}{\epsilon} dx$$

$$\Rightarrow E_P(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon} x + C^{ste}$$

$$\text{Conditions aux limites on a : } x = -x_p \Rightarrow E(-x_p) = 0 \Rightarrow E_P(-x_p) = -\frac{qN_A}{\epsilon}(-x_p) + C^{ste} = 0$$

$$\Rightarrow C^{ste} = -\frac{qN_A}{\epsilon} x_p$$

$$\Rightarrow E_P(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon} x - \frac{qN_A}{\epsilon} x_p = -\frac{qN_A}{\epsilon} (x + x_p) \quad (\text{III-10})$$

$$\text{c) région : } 0 < x < x_n : \rho(x) = qN_D$$

$$\Rightarrow \frac{dE_N(x)}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon} \quad (\text{III-11})$$

$$\Rightarrow E_N(x) = \int \frac{qN_D}{\epsilon} dx$$

$$\Rightarrow E_N(x) = \frac{qN_D}{\epsilon} x + C^{ste}$$

$$\text{Conditions aux limites on a : } x = x_n \Rightarrow E(x_n) = 0 \Rightarrow E_N(x_n) = \frac{qN_D}{\epsilon} x_n + C^{ste} = 0$$

$$\Rightarrow C^{ste} = \frac{qN_D}{\epsilon} x_n$$

$$\Rightarrow E_N(x) = \frac{qN_D}{\epsilon} (x - x_n) \quad (\text{III-12})$$

$$\text{d) région : } x_n < x < +\infty : \rho(x) = 0 \Rightarrow E(x) = 0 \quad (\text{III-13})$$

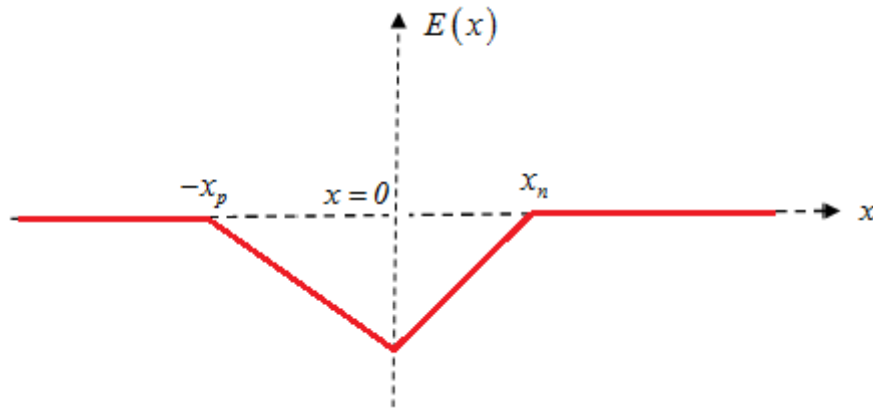


Figure (III-5) : Variation du champ électrique E en fonction de x.

III-3-6- Calcul du potentiel électrique $V_N(x)$ et $V_P(x)$:

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \Rightarrow V(x) = \int -E(x) dx = \int \int \underbrace{\frac{\rho(x)}{\epsilon}}_{E(x)} dx \quad (\text{III-14})$$

$$\text{a) Région : } -\infty < x < -x_p : E(x) = 0 \Rightarrow V(x) = V_p \quad (\text{III-15})$$

$$\text{b) Région : } -x_p < x < 0 : V_p(x) = \int -E_p(x) dx = \frac{qN_A}{\epsilon} \int (x + x_p) dx \quad (\text{III-16})$$

$$\Rightarrow V_p(x) = \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x \right) + C^{ste}$$

Conditions aux limites on a :

$$x = -x_p \Rightarrow V_p(-x_p) = V_p \Rightarrow V_p(-x_p) = \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x_p^2}{2} - x_p^2 \right) + C^{ste} = V_p$$

$$\Rightarrow C^{ste} = \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x_p^2}{2} \right) + V_p$$

$$\Rightarrow V_p(x) = \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} + x x_p \right) + \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x_p^2}{2} \right) + V_p$$

$$\Rightarrow V_p(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon} (x^2 + x_p^2 + 2x x_p) + V_p$$

$$\Rightarrow V_p(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon} (x + x_p)^2 + V_p \quad (\text{III-17})$$

c) Région $0 < x < x_n$: $V_N(x) = \int -E_N(x) dx = -\frac{qN_D}{\epsilon} \int (x - x_n) dx$ (III-18)

$$\Rightarrow V_N(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - x_n x \right) + C^{ste}$$

Conditions aux limites on a :

$$x = x_n \Rightarrow V_N(x_n) = V_n \Rightarrow V_N(x_n) = -\frac{qN_D}{\epsilon} \left(\frac{x_n^2}{2} - x_n^2 \right) + C^{ste} = V_n$$

$$\Rightarrow C^{ste} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \left(\frac{x_n^2}{2} \right) + V_n$$

$$\Rightarrow V_N(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon} (x - x_n)^2 + V_n \quad (\text{III-19})$$

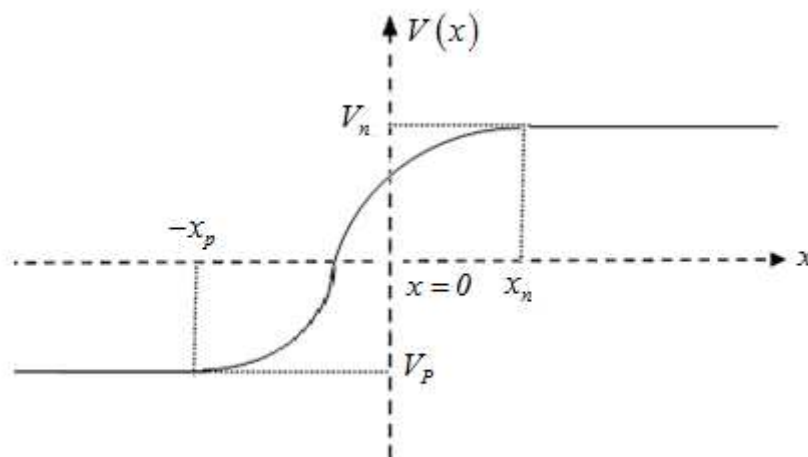


Figure (III-6) : Variation du potentiel électrique V en fonction de x.

III-3-7-Epaisseur de la zone de transition :

L'épaisseur de la zone de transition x présente la somme des extensions x_n de la zone N et x_p de la zone P :

Avec :

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} V_d} \quad (\text{III-20})$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} V_d} \quad (\text{III-21})$$

L'épaisseur de la zone de transition x est calculée de la manière suivante :

$$x = (x_n + x_p) \quad (\text{III-22})$$

$$\Rightarrow x^2 = (x_n + x_p)^2$$

$$\Rightarrow x^2 = \frac{2\varepsilon V_d}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} + \frac{2\varepsilon V_d}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} + 2 \sqrt{\frac{2\varepsilon V_d}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}} \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon V_d}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}}$$

$$\Rightarrow x^2 = \frac{2\varepsilon}{q} V_d \frac{N_A^2 + 2N_A N_D + N_D^2}{(N_A + N_D) N_A N_D}$$

Finalement l'expression de l'épaisseur de la zone de transition :

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{N_D + N_A}{N_A N_D} V_d} \quad (\text{III-23})$$

On constate que l'épaisseur de la zone de transition va dépendre du potentiel de diffusion V_d et là plus particulièrement de la concentration du dopage N_A et N_D .

III-3-8-Le courant à l'équilibre :

À l'équilibre thermodynamique, en absence de toute tension extérieure ($V = 0$) le potentiel de diffusion crée par les porteurs majoritaires va jouer le rôle d'une barrière qui va empêcher la circulation du courant électrique dans la jonction PN, donc le courant total qui traverse la jonction est nul :

$$J_{total_n} = q \left(n\mu_n E + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right) = 0 \quad (\text{III-24})$$

$$J_{total_p} = q \left(p\mu_p E - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right) = 0 \quad (\text{III-25})$$

III-4-Jonction PN polarisée :

Une jonction PN est dite polarisée si on applique une différence de potentiel entre une de ces deux extrémités, soit la région N soit la région P. La différence de potentiel appliquée va varier la diffusion des porteurs de charges d'une région à l'autre qui est due à la variation du potentiel de diffusion, cela entraîne une extension de la zone de charge d'espace et autorise la conduction du courant dans les régions dopées.

Selon la région polarisée N ou P, on distingue deux types de jonction PN polarisées, Jonction PN polarisée en directe et jonction PN polarisée en inverse.

III-4-1- Jonction PN polarisée en directe ou en inverse :

On dit qu'une jonction PN est polarisée en directe lorsqu'une tension positive V est appliquée sur la région P (la région P relié à la borne + du générateur et la région N reliée à la masse), cette différence de potentiel appliquée a tendance de diminuer le champs électrique interne $\overline{E_{int}}$ et devient inférieure à $\overline{E_{ext}}$ créée par le générateur externe à ce qui entraîne une diminution de la barrière de potentiel qui devient $q(V_d - V)$ va donc favoriser le processus de diffusion des électrons de N vers P et des trous de P vers N, il se crée un courant de diffusion fort dans la jonction qui devient passante.

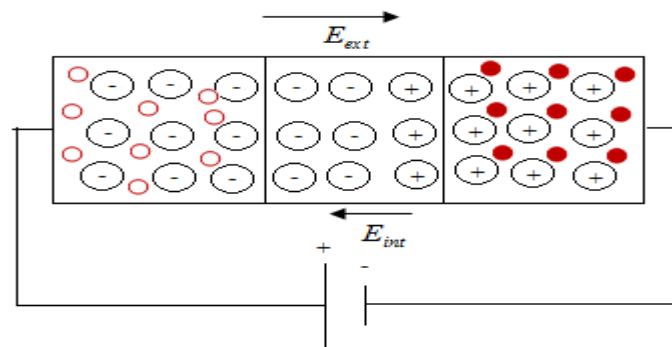


Figure (III-7) : Jonction PN polarisée en directe.

III-4-2-Diagramme des bandes d'énergie :

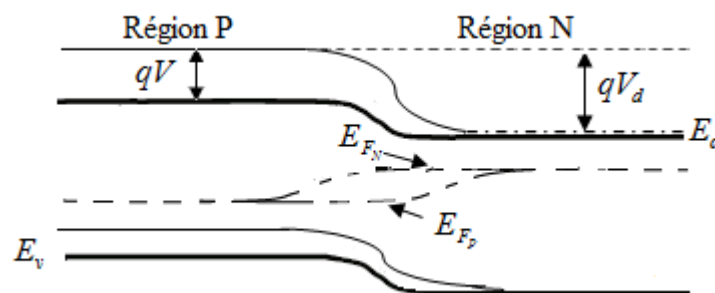


Figure (III-8) : diagramme des bandes d'énergie d'une jonction PN polarisée en directe.

Lorsqu'une polarisation directe est appliquée à la partie P de la jonction, la différence de potentiel entre les régions N et P au niveau de la jonction devient $V_n - V_p = (V_d - V)$, la hauteur de la barrière de potentiel diminue et devient $q(V_d - V)$, cela est expliqué par le décalage des niveaux de Fermi dans les régions neutres. La position de la bande de

conduction et de la bande de valence dans les régions neutres par rapport au niveau de Fermi sont en fonction des concentrations du dopage.

III-4-3-Concentration des porteurs (hors équilibre) :

Si on applique une tension aux deux extrémités d'une jonction PN, celle-ci va modifier la barrière de potentiel et on remarque une augmentation de la concentration des charges minoritaires qui varie d'une région à l'autre au long de la jonction :

1) Concentration des porteurs minoritaires aux extrémités de la zone de transition : Les concentrations des trous et des électrons minoritaires aux points $x = -x_p$ et $x = x_n$ respectivement sont :

$$n'_p = n_p \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (\text{III-26})$$

$$p'_n = p_n \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (\text{III-27})$$

n_p et p_n sont les concentrations des électrons minoritaires et des trous minoritaires dans la région P et N respectivement à l'équilibre.

V : La tension de polarisation directe.

2) La concentration des porteurs de charge dans les régions neutres de la jonction est reliée à une source de tension en deux points de contacts, au point z_c c'est le point de contact avec la région N et point z'_c celui de la région P, on pose aussi :

$$M_n = z_c - x_n \text{ et } M_p = z'_c - x_p$$

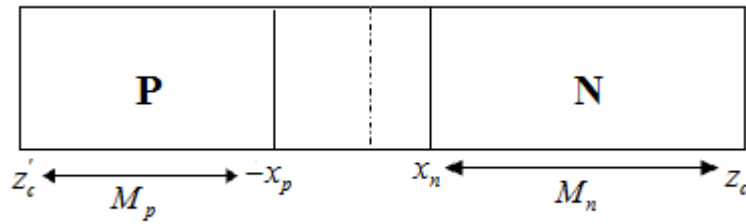
La concentration des trous et des électrons minoritaires dans la région N et la région P :

$$p'_n(x) = \frac{p_n}{\text{sh}\left[\frac{M_n}{L_p}\right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \text{sh}\left[\frac{z_c - x}{L_p}\right] + p_n \quad (\text{III-28})$$

$$n'_p(x) = \frac{n_p}{\text{sh}\left[\frac{M_p}{L_n}\right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \text{sh}\left[\frac{x + z'_c}{L_n}\right] + n_p \quad (\text{III-29})$$

Vous trouverez les étapes du développement des équations (III-26) et (III-27) dans la référence [1] page 148.

Ces concentrations changent vis-à-vis les variations des dimensions des régions neutres par rapport aux longueurs de diffusion des charges minoritaires, on distingue deux cas :



2-a) Cas des régions longues : $M_n = z_c - x_n \gg L_p$ et $M_p = z_c' - x_p \gg L_n$

$$p_n'(x) = p_n + p_n \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right) e^{(M_n - x)/L_p} \quad (\text{III-30})$$

$$n_p'(x) = n_p + n_p \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right) e^{(x + M_p)/L_n} \quad (\text{III-31})$$

2-b) Cas des régions courtes : $M_n = z_c - x_n \ll L_p$ et $M_p = z_c' - x_p \ll L_n$

$$p_n'(x) = p_n + \frac{p_n}{M_n} \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right) (z_c - x) \quad (\text{III-32})$$

$$n_p'(x) = n_p + \frac{n_p}{M_p} \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right) (z_c' + x) \quad (\text{III-33})$$

III-4-4-Le courant à travers une jonction polarisée :

Le courant directe qui traverse une jonction PN polarisée en directe est :

$$I_D = I_{dif} - I_S \quad (\text{III-34})$$

$$I_{dif} : \text{Le courant de diffusion à travers la jonction PN : } I_{dif} = I_0 e^{-q(V_d - V)/k_B T} \quad (\text{III-35})$$

$$I_S : \text{Le courant de saturation : } I_S = I_0 e^{-qV_d/k_B T} \quad (\text{III-36})$$

L'expression du courant total direct qui traverse la jonction est :

$$I_D = I_0 e^{-qV_d/k_B T} \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

$$\Rightarrow I_D = I_S \left(e^{qV/k_B T} - 1 \right) \quad (\text{III-37})$$

III-4-5-La densité de courant :

La densité de courant total qui traverse la jonction est due essentiellement au courant de diffusion des électrons et des trous minoritaires :

$$J_{tot} = J_n(x) + J_p(x) \quad (\text{III-38})$$

$J_n(x)$ et $J_p(x)$ présentent les densités de courant de diffusion des électrons et des trous minoritaires dans les régions P et N respectivement, ces densités de courant peuvent être calculées à partir des concentrations des porteurs minoritaires.

$$J_n(x) = qD_n \frac{d(n'_p(x) - n_p)}{dx} \quad (\text{III-39})$$

$$\text{Et } J_p(x) = -qD_p \frac{d(p'_n(x) - p_n)}{dx} \quad (\text{III-40})$$

La densité de courant dans les régions neutres :

$$J_n(x) = qD_n \frac{d(n'_p(x) - n_p)}{dx}$$

$$\Rightarrow J_n(x) = qD_n \frac{d}{dx} \left[\frac{n_p}{\text{sh} \left[\frac{M_p}{L_n} \right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \text{sh} \left[\frac{x + z'_c}{L_n} \right] - n_p \right]$$

$$\Rightarrow J_n(x) = \frac{qD_n n_p}{\text{sh} \left[\frac{M_p}{L_n} \right]} \frac{\text{ch} \left[\frac{x + z'_c}{L_n} \right]}{L_n} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right]$$

$$\text{Et } J_p(x) = -\frac{qD_p p_n}{L_p} \frac{\left(-\text{ch} \left[\frac{z_c - x}{L_p} \right] \right)}{\text{sh} \left[\frac{M_n}{L_p} \right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right]$$

On pose : $n_p = n_i^2 / N_A$ et $p_n = n_i^2 / N_D$

$$\Rightarrow J_n(x) = \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n} \frac{\text{ch} \left[\frac{x + z'_c}{L_n} \right]}{\text{sh} \left[\frac{M_p}{L_n} \right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-41})$$

$$J_p(x) = \frac{qD_p n_i^2}{N_D L_p} \frac{\text{ch} \left[\frac{z_c - x}{L_p} \right]}{\text{sh} \left[\frac{M_n}{L_p} \right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-42})$$

On pose $x = -x_p$ dans l'expression $J_n(x)$ et $x = x_n$ dans l'expression de $J_p(x)$, on obtient :

$$\Rightarrow J_n(x) = \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n} \frac{1}{\text{th}\left[\frac{M_p}{L_n}\right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-43})$$

$$\Rightarrow J_p(x) = \frac{qD_p n_i^2}{N_D L_p} \frac{1}{\text{th}\left[\frac{M_n}{L_p}\right]} \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-44})$$

La densité de courant total :

$$J_{tot}(x) = J_n(x) + J_p(x) = qn_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_n \text{th}\left(\frac{M_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \text{th}\left(\frac{M_n}{L_p}\right)} \right] \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-45})$$

➤ Cas de régions longues si : $M_n \gg L_p$ et $M_p \gg L_n$, la densité de courant total est :

$$J_{tot}(x) = qn_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right] \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-46})$$

➤ Cas de régions courtes si : $M_n \ll L_p$ et $M_p \ll L_n$, on aura

$$J_{tot}(x) = qn_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A M_p} + \frac{D_p}{N_D M_n} \right] \left[e^{qV/k_B T} - 1 \right] \quad (\text{III-47})$$

III-5-Caractéristique I-V d'une jonction PN polarisée :

La caractéristique d'une jonction PN est une relation qui existe entre l'intensité du courant traversant la jonction PN et la tension V aux bornes de celle-ci, cette relation $I = f(V)$.

Dans Jonction PN polarisée en directe, la variation du courant en fonction de la tension est tout d'abord exponentielle positive, puis tend à devenir linéaire.

L'intersection du prolongement de la zone linéaire de la caractéristique avec l'axe des tensions nous donne la tension du seuil V_s , c'est la tension à partir du quelle la diode commence à conduire.

La caractéristique directe peut être assimilée à une droite s'écrit :

$$V = V_s + r_D I_d \quad (\text{III-48})$$

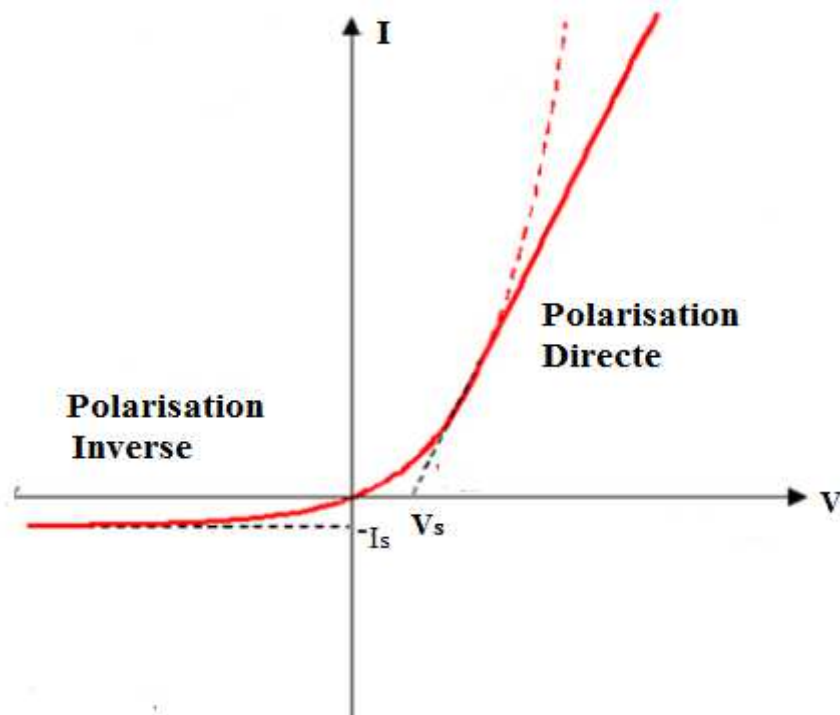


Figure (III-9) : Caractéristique (I-V) d'une jonction PN polarisée (en directe et en inverse)

V_s : La tension du seuil.

r_D : La résistance dynamique de la diode.

Pour un point de fonctionnement donnée (V, I_d) , on peut définir la résistance dynamique par :

$$r_D = \left. \frac{dV}{dI} \right|_{(V, I_d)} \quad (\text{III-49})$$

$$\frac{dI_d}{dV} = \frac{q}{k_B T} I_s (e^{qV/k_B T} - 1) = \frac{I_d}{V_T} \quad (\text{III-50})$$

$$\Rightarrow r_D = \frac{V_T}{I_d} \quad (\text{III-51})$$

On peut la déterminer directement à partir du graphe :

$$r_D = \frac{\Delta V}{\Delta I_d} = \frac{V_2 - V_1}{I_{d_2} - I_{d_1}} \quad (\text{III-52})$$

Dans une jonction polarisée en inverse ($V < 0$), courant de saturation inverse atteint une valeur constante $I = -I_s$

$$r_{inv} = \left. \frac{dV_{inv}}{dI_{inv}} \right|_{(V_{inv}, I_{inv})} \quad (\text{III-53})$$

La résistance inverse de la diode est très grande ou égale à l'infini $r_{inv} = \infty$.

III-6-Calcul des capacités (de transition, de diffusion ou de stockage) :

La jonction PN se comporte comme un condensateur lorsque la tension appliquée varie en fonction du temps.

Capacité de diffusion : Une jonction PN est polarisée en directe avec une faible tension alternative se comporte comme une capacité de diffusion, elle traduit le retard de déphasage entre la tension de polarisation et le courant, elle est à l'origine de la mobilité élevée des électrons et des trous.

$$C_d = \frac{q^2}{2k_B T} (p_n L_p + n_p L_n) e^{qV/k_B T} \quad (\text{III-54})$$

Capacité de transition : Le model du composant d'une jonction PN est polarisée en inverse correspondant à une capacité de transition, la zone de transition qui contient des ions N_A^- et N_D^+ est considérée comme un diélectrique et les régions N et P comme des électrodes.

$$C_t = A \sqrt{\frac{\epsilon q N_A N_D}{2}} \sqrt{V_d + V_{inv}} = \frac{\epsilon A}{x_{V_{inv}}} \quad (\text{III-55})$$

A : la surface de la jonction.

$x_{V_{inv}}$: L'épaisseur de la zone de transition.

III-7-Jonction fortement polarisée en inverse :

Une jonction PN est polarisée inverse avec une tension trop forte entraine une augmentation du champ électrique qui devient maximal est suffisamment fort pour créer deux effets : effet d'avalanche et effet Zener.

III-7-1-Effet Zener :

L'effet Zener se produit que dans les jonctions très dopées ; lorsque le champ électrique devient très intense dans la zone de transition en excitant directement un des électrons liés de la bande de valence vers la bande de conduction donc un grand nombre de paires électrons trous se libèrent, il y aura une augmentation de la concentration des porteurs libres, cela engendre une augmentation rapide du courant inverse des porteurs minoritaires et la tension reste presque constante.

III-7-2-Effet d'Avalanche :

Lorsque le champ électrique est très élevé (autour de $1,5 \cdot 10^5$ V/cm), les porteurs subissent une accélération par ce champ acquiert assez d'énergie pour provoquer la rupture des liaisons covalentes entre les atomes et arracher les électrons de valence donc création d'une paire électron-trou, ces paires créées sont discriminées par le champ électrique, qui vont à leurs tours créer d'autres paires et ainsi de suite, donc un courant très important se génère.

Chapitre IV : Quelques applications de la jonction PN :

IV-1-1-Redressement :

Une des principales applications de la diode est le redressement d'une tension alternative pour faire des générateurs de tension continue destinés à alimenter les montages électroniques.

a) Redressement simple alternance : On utilise une seule alternance de ce signal sinusoïdal pour générer une tension continue (supprimer les alternances négatives).

Pendant l'alternance positive : $U_E > 0$, la diode est passante.

Pendant l'alternance négative : $U_E < 0$, la diode est donc bloquée.

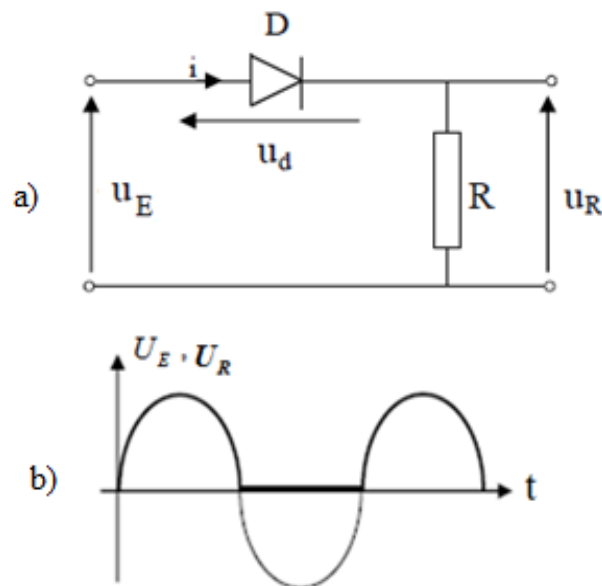


Figure (IV-1) : Redressement simple alternance.

a) Circuit redresseur. **b)** les graphes des tensions U_E et U_R .

b) Redressement double alternance :

Pendant l'alternance positive de U_E : $U_1 > 0 \Rightarrow D_1$ conduit, $U_2 < 0 \Rightarrow D_2$ bloquée.

Pendant l'alternance négative de U_E : U_2 est positive, $U_2 > 0 \Rightarrow D_2$ conduit, $U_1 < 0 \Rightarrow D_1$ bloquée.

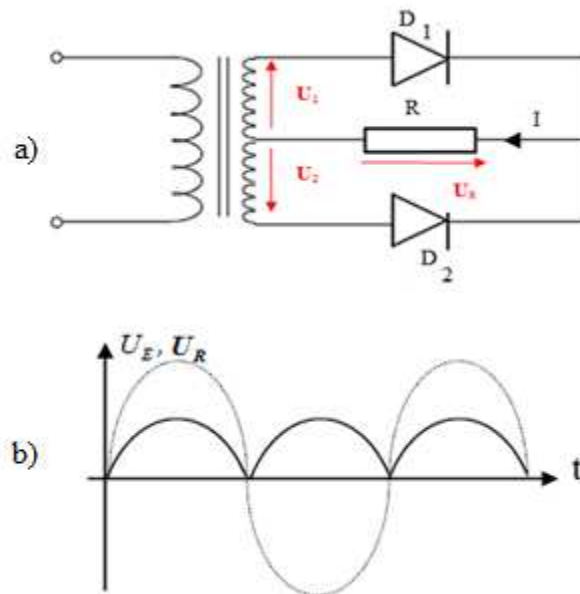


Figure (IV-2) : Redressement double alternance.

a) Circuit redresseur. b) Les graphes des tensions U_E et U_R .

IV-1-2-Commutation :

On appelle commutation le passage d'une jonction PN d'une polarisation directe à une polarisation inverse c'est-à-dire d'un état passant à un état bloqué brusquement, il se produit un courant inverse très important au début qui ensuite décroît vers la valeur soit 10% du courant de saturation de l'état initial.

Le comportement du courant inverse est dû aux porteurs de charges minoritaires qui se sont accumulés de part et d'autre de la zone sous polarisation.

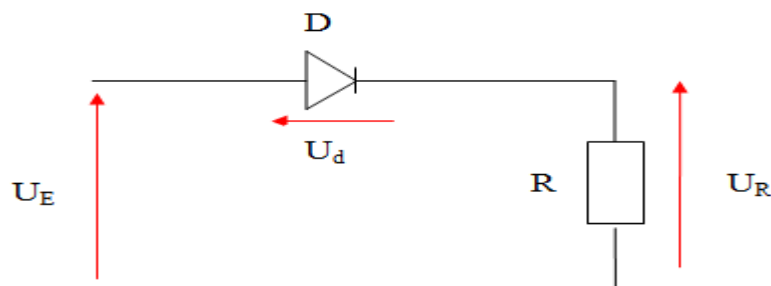


Figure (IV-3) : Circuit électrique commutateur

IV-2- Autres type de jonctions :

IV-2-1-Les cellules solaires :

Les cellules solaires fonctionnent sans polarisation, par conversion photonique de l'énergie solaire en énergie électrique, sous l'éclairement la caractéristique I-V de la jonction est négative ce qui permet à la jonction de fournir l'énergie. La cellule solaire est caractérisée par son rendement de conversion énergétique.

IV-2-2-Diode Schottky :

La diode Schottky est constituée d'un contact d'une fine couche métallique et un semi-conducteur, les électrons sont les porteurs majoritaires dans les deux matériaux (le nombre des trous est négligeables), cette particularité est la caractéristique de la diode, la faible capacité de la diode permet de l'utiliser dans les applications à très hautes fréquence. (De l'ordre de 20Ghz).

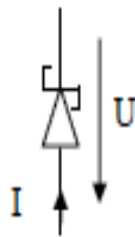


Figure (IV-4) : Diode Schottky

IV-3-3-Les photodiodes :

Une photodiode polarisée en inverse sert à convertir des signaux lumineux en signaux électriques donc elle fournit un courant inverse. Ses applications principales concernent son utilisation comme capteur de lumière : conversion d'un signal optique fourni par une fibre optique par exemple, en signal électrique ; récepteur des télécommandes infrarouges.

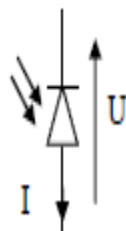


Figure (IV-5) : Photodiode

IV-3-4-Les diodes électroluminescentes :

La diode électroluminescente est une jonction polarisée en directe, elle convertit le courant électrique en rayonnement lumineux. Sous l'effet de la différence de tension appliquée, les porteurs majoritaires traversent la zone de transition et deviennent minoritaires, les électrons et les trous se recombinent, ils perdent de l'énergie et donne naissance à des photons sous forme radiative d'où l'émission de la lumière (ce rayonnement peut avoir différentes couleur rouge, orange, jaune, vert ou bleu).

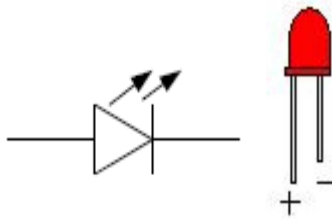


Figure (IV-6) : Diode électroluminescentes

IV-3-5-Les diodes lasers :

Ce sont des hétérojonctions tout simplement des empilements entre deux semi-conducteurs différents. Leurs principes de fonctionnement est similaire aux diodes LED.

La diode laser est constituée d'une jonction PN à base de matériaux semi-conducteurs à gap directe avec une région active qui sert à confinée les électrons injectés pour augmenter leur densité par une forte polarisation en directe de la diode, ils se recombinent avec les trous par émission de photons sous forme de rayonnement cohérent.

IV-3-6-Introduction aux transistors :

Le transistor est constitué de trois régions du même semi-conducteur différemment dopées, on distingue deux types de transistors bipolaires :

Transistor NPN : La couche au milieu dopée de type P.

Transistor PNP : La couche au milieu dopée de type N.

-La couche au milieu est appelée la base, elle est mince est faiblement dopée (la concentration des porteurs majoritaires est assez faible).

Les deux couches extérieures forment :

-L'émetteur : fortement dopé, son rôle consiste à injecter des porteurs dans la base.

-Le collecteur : faiblement dopée, il recueille les porteurs.

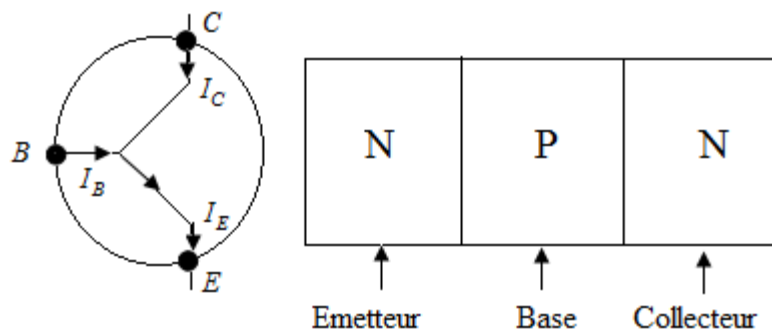


Figure (IV-7) : Transistor NPN.

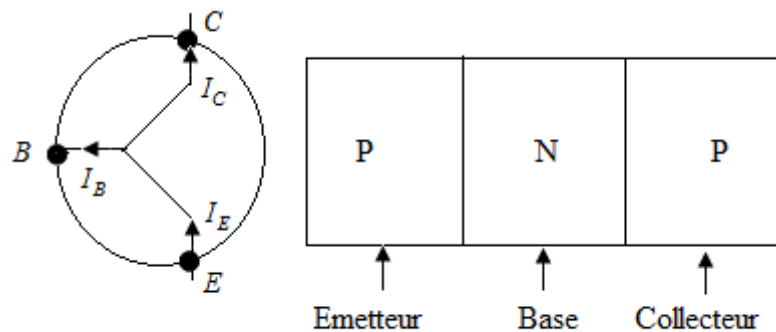


Figure (IV-8) : Transistor PNP

Principe de fonctionnement d'un Transistor NPN :

On peut ressembler un transistor NPN à deux jonction PN (jonction base émetteur et jonction base collecteur).

La jonction base émetteur est polarisée en directe, la zone de transition qu'il disparaît du fait de la diffusion des électrons majoritaires de l'émetteur (région N) vers la base (région P) et la diffusion des trous majoritaires de la base vers l'émetteur, un courant direct circule de la base vers l'émetteur, on l'appelle courant de base I_B , donc la jonction est conductrice.

La jonction base collecteur est polarisée en inverse, les injections des porteurs dues à cette polarisation sont très faibles, le champ électrique dans la zone de transition est très élevé et la zone de transition devient très large, aucun courant ne circule.

A partir d'un très faible courant de base, on constate un fort courant circulant entre le collecteur et l'émetteur ce qu'on appelle effet transistor. Ce phénomène se produit aux conditions suivantes :

-L'émetteur doit être beaucoup plus dopée que la base qui est très mince.

-La jonction émetteur-base est polarisée en directe et la jonction collecteur base est polarisée en inverse.

Relation entre les courants :

La jonction base-émetteur est polarisée en directe :

$$I_E = I_S \left(e^{V_{BE}/k_B T} - 1 \right) \quad (\text{IV-1})$$

La jonction collecteur-base est polarisée en inverse.

$$\text{Le courant au niveau du collecteur : } I_C = \alpha I_E + I_{CB_0} \quad (\text{IV-2})$$

I_{CB_0} : Le courant inverse équivalent au courant de saturation.

α : L'efficacité d'injection ($\alpha \approx 0.98$)

On sait que :

$$I_E = I_B + I_C \quad (\text{IV-3})$$

$$\Rightarrow I_C = \alpha(I_B + I_C) + I_{CB_0}$$

$$\Rightarrow I_C(1 - \alpha) = \alpha I_B + I_{CB_0}$$

$$\Rightarrow I_C = \frac{\alpha}{1 - \alpha} (I_B + I_{CB_0})$$

$$\text{On pose : } \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \Rightarrow \beta + 1 = \frac{\alpha}{1 - \alpha} + 1$$

$$\Rightarrow \beta + 1 = \frac{1}{1 - \alpha}$$

$$\Rightarrow I_C = \beta I_B + (\beta + 1) I_{CB_0} \quad (\text{IV-4})$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. Mathieu, H. Fanet, Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, cours et exercices corrigés. 6^e édition Dunod (2009).
- [2] S. M, Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition, John Wiley & Sons (1981).
- [3] U.K. Mishra, J.SINGH. Semiconductors devices physics and design, Springer (2008).
- [4] D. A. Neamen, Semiconductor Physics and Devices Basic Principles, 4th Edition, Mc Graw-Hill (2012).711.
- [5] P. Vanden Bosschelle, Technologie des semi-conducteurs et des circuits intégrés, Mc Graw Hill (1986).
- [6] O. Bonnaud, Composants à semi-conducteurs : de la physique du solide aux transistors, Ellipses (2006).
- [7] A. Bousetta, M. Mebarki, A. Bensaada. Semi-conducteurs de la technologie aux dispositifs, Office des publications universitaires (1982-1983).
- [8] A. Saidane, Physique des semi-conducteurs : Physique des composants électronique de base, Office des publications universitaires (1993).
- [9] C. Kittel, Physique de l'état solide, 5^e Edition, Dunot (1983).
- [10] O. Bonnaud, Physique des Solides, des Semi-conducteurs et Dispositifs. Université de Rennes 1, Institut d'électronique et de télécommunications de rennes, Juin 2003,
- [11] A. Chovet, P. Masson. Physique des semi-conducteurs, première année (2004-2005), Département microélectronique et télécommunications, Ecole polytechnique universitaire de Marseille.
- [12] Dr A.H. Souici, Cours de physique des semi-conducteurs, Université de Bejaïa.
- [13] Philippe Roux, Théorie générale simplifiée des semi-conducteurs 2008, http://philipperoux.nexgate.ch/Resources/Semi_conducteurV2a.pdf.
- [14] L. Montes, Cours technique de dopage, [montes.phelma.grenoble-inp.fr > mems > Cours > Diffusion_ implantation](http://montes.phelma.grenoble-inp.fr/mems/Cours/Diffusion_implantation).
- [15] Le dopage localisé, http://www.eea.univ-montp2.fr/IMG/pdf/FME346_techno_f_dopage_ex.pdf.