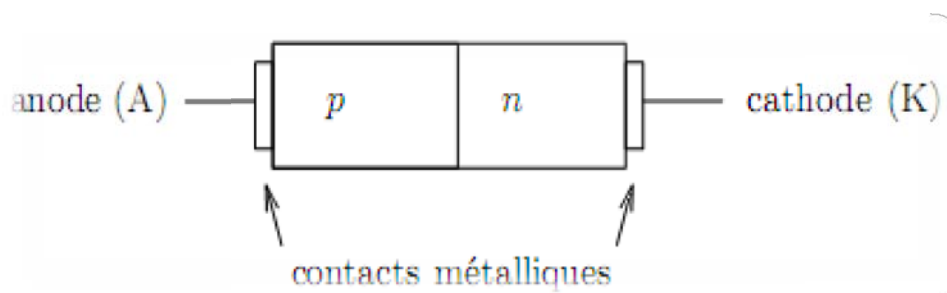


Introduction

Une diode à jonction PN est un composant électronique et un dipôle passif non linéaire, polarisé dont le fonctionnement macroscopique est assimilable à celui d'un interrupteur commandé qui ne laisse passer le courant que dans un seul sens.

La diode à jonction PN est obtenue en dopant un monocristal semiconducteur, sur une première moitié avec des accepteurs (région p), et sur l'autre moitié avec des donneurs (région n).

La frontière entre les régions dopées est appelée jonction métallurgique. Des contacts métalliques sont déposés sur le semiconducteur pour constituer l'anode (contact avec la région p) et la cathode (contact avec la région n). Le schéma de principe de la diode PN est illustré à la figure (I.1) La figure (I.2) montre le schéma d'une jonction PN réalisée sur un circuit intégré. La figure(I.3) montre le symbole électrique et les sens conventionnels adoptés dans ce cours pour le courant I et la tension V d'une diode.[1]



Figure(I.1) : Schéma de principe d'une diode à jonction PN

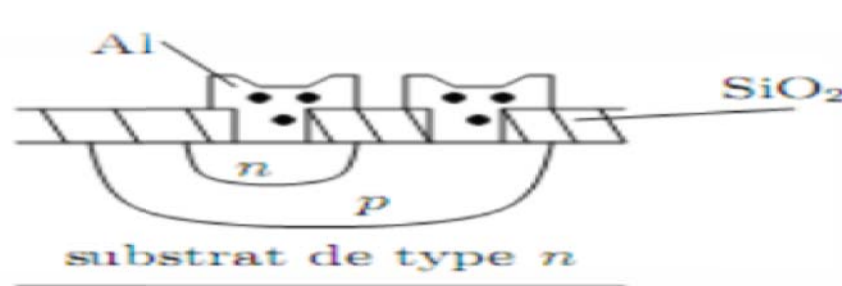
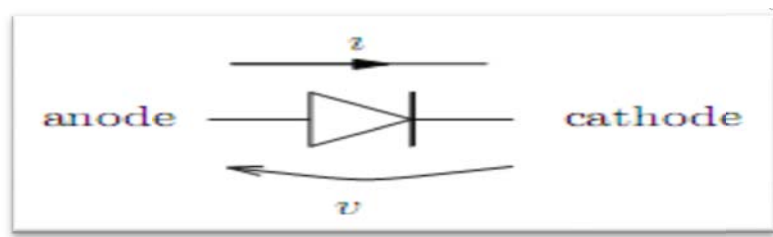


Figure. (I.2) : Schéma d'une diode PN réalisée sur un circuit intégré.



Figure(I.3) : Symbole électrique d'une diode[2]

I.2 La jonction PN

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposons abrupte (figure I.4), c'est-à-dire que la transition de la zone P à la zone N se fait brusquement. Lorsque l'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs des régions P et N va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la concentration en porteurs d'une région à l'autre. Les trous de la région P vont diffuser vers la région N laissant derrière eux des atomes ionisés, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région N qui diffusent vers la région P laissant derrière eux des charges positives. Il apparaît aussi au niveau de la jonction une zone contenant des charges fixes positives et négatives. Ces charges créent un champ électrique $\vec{E}$ qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse.[3]

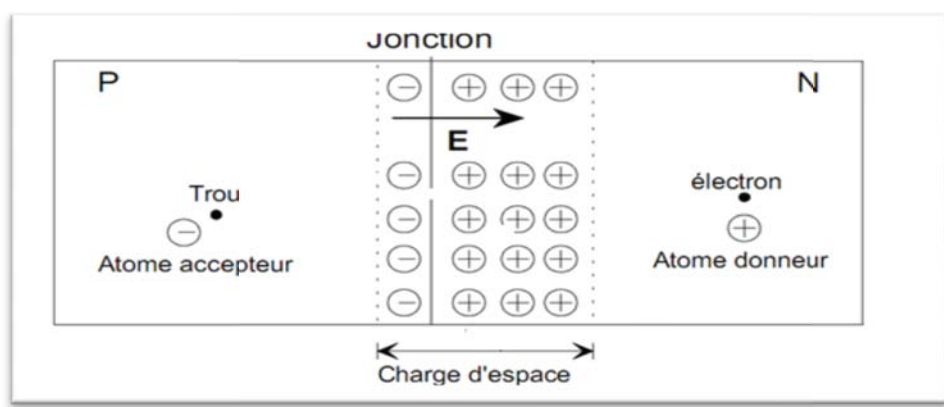


Figure (I.4) : Représentation d'une jonction PN[4]

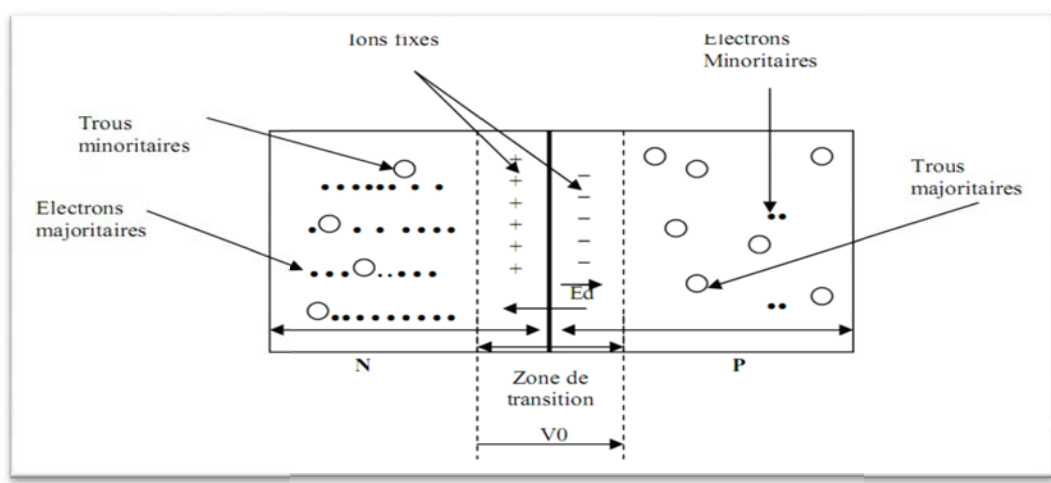
I.2.1 Jonction PN non polarisée

Au voisinage de la jonction, les électrons libres (porteurs majoritaires) de la zone N franchissent la jonction et diffusent vers les trous (porteurs majoritaires) de la zone P laissant en place des ions fixes (positif côté N, négatif côté P).

Cette diffusion des électrons et des trous donne naissance à un courant majoritaire I_M appelé courant de diffusion. Ce phénomène va s'arrêter quand un champ électrique E_d , crée par les ions fixes sera suffisant pour s'opposer au mouvement des porteurs majoritaires. Il apparaît, alors, entre les semi-conducteurs de type N et de type P, une différence de potentiel V_0 , appelée barrière de potentiel.[5]

Celle-ci maintient les porteurs majoritaires dans leurs zones respectives, sauf pour ceux qui possèdent une énergie $W_0 = eV_0$ nécessaire pour franchir la barrière. Le courant dû à ces porteurs est de la forme :

$$I_M = I_0 \exp \left(-\frac{eV_0}{KT} \right) \dots \dots \dots (I.1)$$



Figure(I.5) : Equilibre au niveau de la jonction [4]

e : la charge de l'électron = $- 1.6 \cdot 10^{-19} C$

K : constante de Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23} J/K$

T : température absolue, en $^{\circ}K$

V_0 : Barrière de potentiel

I_S : courant de saturation

I_M : courant de diffusion

Par contre, cette barrière de potentiel va favoriser le passage des porteurs minoritaires (les électrons côté P, les trous côté N) conduisant à un courant I_s très faible, appelé courant de saturation I_s . Ce courant ne dépend que du nombre des porteurs minoritaires se trouvant au voisinage de la jonction et indépendant de V_0

Les deux courants antagonistes (diffusion des majoritaires et conduction des minoritaires) s'équilibrent et leur somme est nulle en régime permanent et en absence de champ électrique extérieur. [6]

$$I_M - I_s = 0 \Rightarrow$$

$$I_M = I_s \quad \dots\dots\dots (I.2)$$

Et le courant de saturation s'écrit alors :

$$I_s = I_0 \exp \left(-\frac{eV_0}{KT} \right) \dots\dots\dots (I.3)$$

I.2.2. Polarisation directe

Supposons que le potentiel du semi-conducteur de type N restant constant, on relève, à l'aide d'une source d'énergie externe, le potentiel du semi-conducteur de type P, la barrière de potentiel passe, alors, de V_0 à $V_0 - V_D$.

Le courant dû aux porteurs majoritaires devient :

$$I_0 \exp \left(-\frac{e(V_0 - V_D)}{KT} \right) = I_0 \exp \left(-\frac{eV_0}{KT} \right) \exp \left(-\frac{eV_D}{KT} \right) = I_s \exp \left(-\frac{eV_D}{KT} \right) \dots\dots (I.4)$$

En tenant compte du courant inverse (courant des minoritaires) il circule dans la diode (de P vers N) un courant appelé courant direct : [8]

$$I_D = I_s \left[\exp \left(\frac{eV_D}{KT} \right) - 1 \right] \approx I_s \exp \left(\frac{eV_D}{KT} \right) \dots\dots\dots (I.5)$$

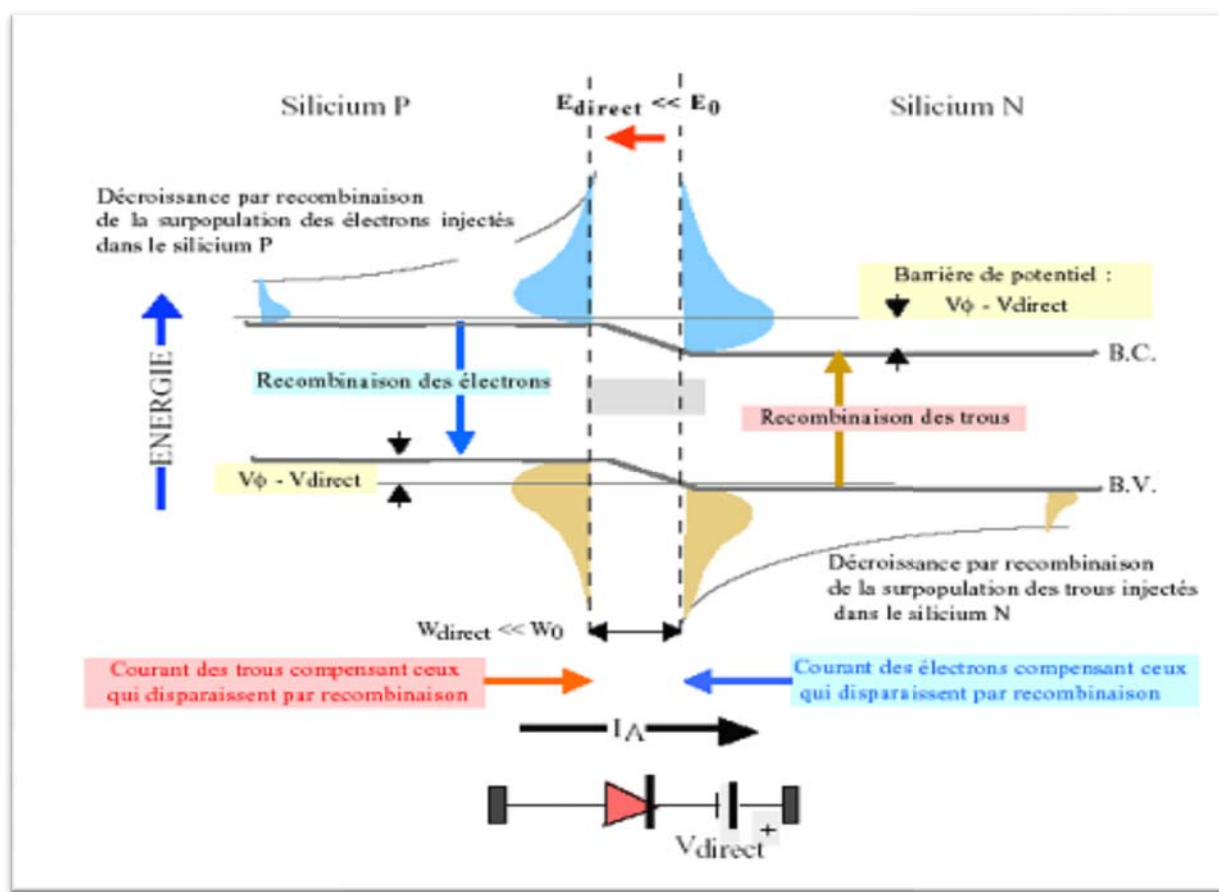


Figure (I.6) : Jonction PN polarisée directe

I.2.3. Polarisation inverse

Si on branche le générateur dans le sens inverse du cas précédent, on renforce le champ électrique interne, et on empêche le passage des porteurs majoritaires : les électrons libres sont repoussés dans la zone N et les trous dans la zone P ; on assure la séparation des charges (zone de déplétion ou de transition). La barrière de potentiel s'établit à $V_0 + V_D$. Il circule dans la diode (de N vers P) un courant I_i appelé courant inverse qui est dû aux porteurs minoritaires.

$$I_i = I_s \left[1 - \exp \left(-\frac{eV_D}{KT} \right) \right] \approx I_s \dots \dots \dots (I.6)$$

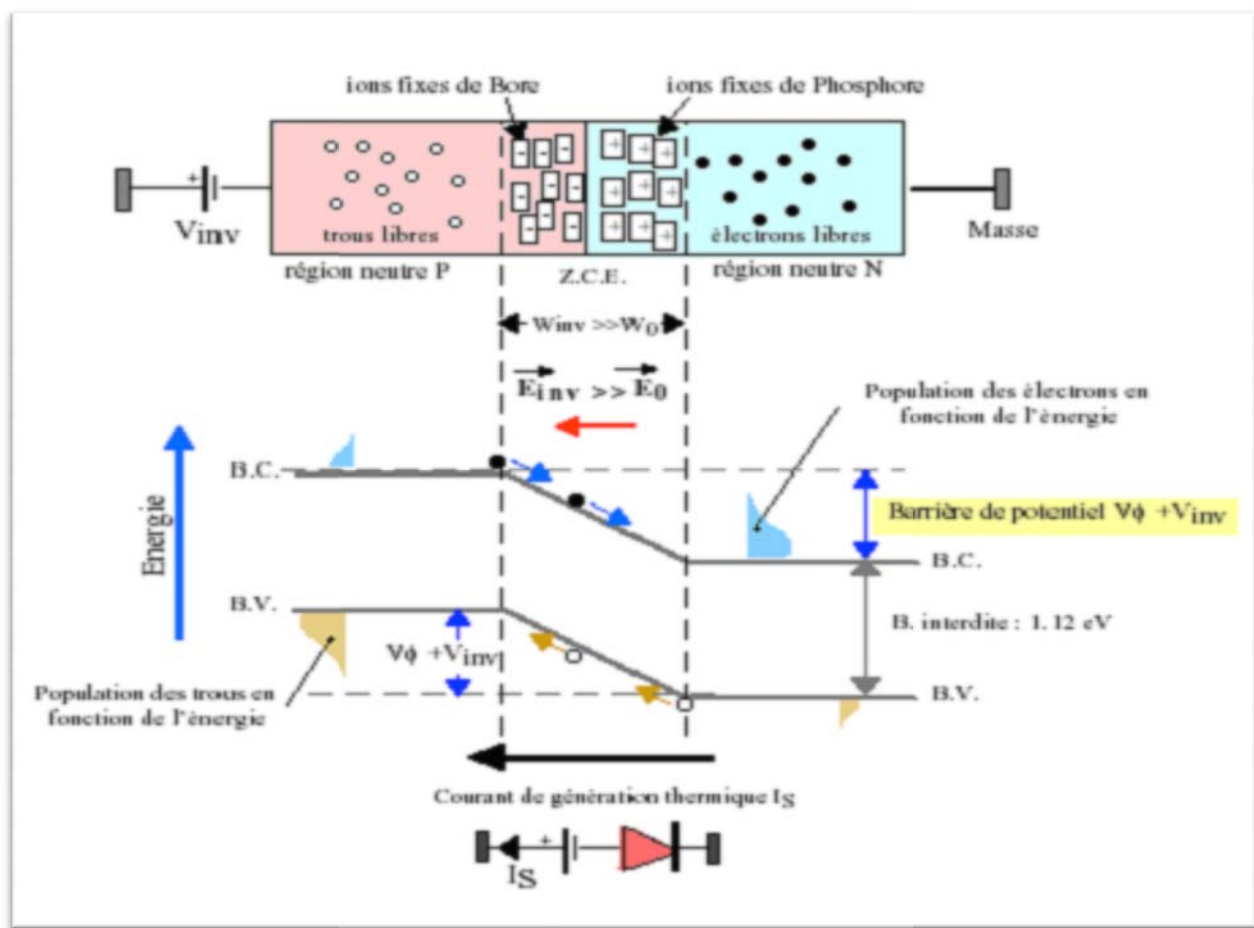


Figure (I.7) : Jonction PN polarisée inverse [8]

I.2.4 la résistance série

La résistance série (généralement de l'ordre de l'ohm) est un élément parasite et doit être la plus petite possible. L'épaisseur du semi-conducteur de type "P" est équivalent à une résistance : R_{sp} , et de type "N" est équivalent à une résistance : R_{sn} . Ces deux résistances appelées la résistance série R_S figure (I.8).

La relation entre la tension aux bornes de la diode V_D et la tension appliquée sur la jonction V_j devient [9]

$$V_D = V_j + R_S I_D \quad (V) \dots \dots \dots (I.7)$$

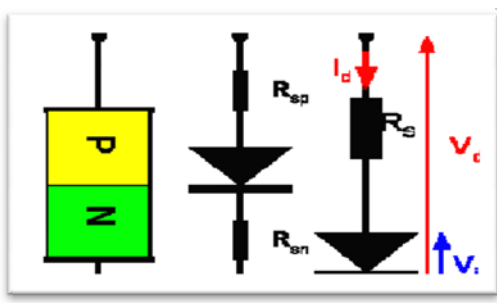


Figure (I.8) : La résistance série

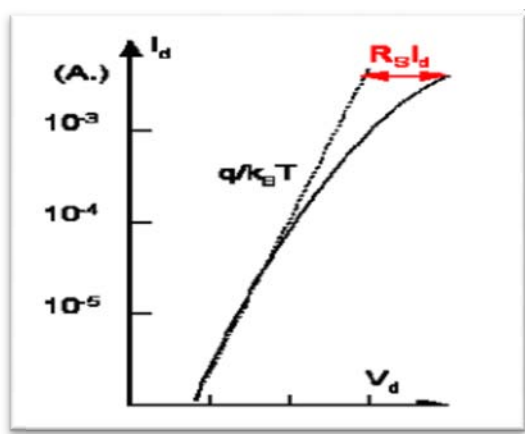


Figure (I.9) : Influence de La résistance.

I.2.5 Effet de la température

La température de fonctionnement est un paramètre fondamental dans la détermination du fonctionnement des dispositifs à semi-conducteurs.

Dans le cas de la jonction PN le courant de saturation est essentiellement dû aux porteurs minoritaires générés par agitation thermique.

Ce courant de saturation sera donc particulièrement sensible à la température. L'effet de la température sur la caractéristique directe est déterminé par les relations suivantes:[10]

$$I_D = I_s \left[\exp \left(\frac{qV_j}{KT} \right) - 1 \right] \dots \dots \dots (I.8)$$

Avec :

$$I_D = kT^m \exp \left(-\frac{E_{g0}}{2KT} \right) \dots \dots \dots (I.9)$$

Où :

$m=2$ pour le Germanium, $m=1.5$ pour le Silicium et $m=1.5$ pour L'arséniure de Gallium. Pour trouver l'influence de la température sur la caractéristique de la jonction on dérive l'expression Simplifiée du courant soit :

$$I = I_s \exp \left(\frac{V}{hV_T} \right) \dots \dots \dots (I. 10)$$

Nous avons :

$$\frac{dI}{dT} = \frac{dI_s}{dT} \cdot \exp \left(\frac{V}{hV_T} \right) + \frac{dV}{dT} \cdot \frac{I_s}{hV_T} \exp \left(\frac{V}{hV_T} \right) - I_s \cdot \frac{qV}{hk T^2} \exp \left(\frac{V}{hV_T} \right) \dots \dots \dots (I. 11)$$

dI_s/dT Représente la variation du courant inverse en fonction de la température Cherchons maintenant la variation dV/dT lorsque le courant I est maintenu constant (à l'aide d'un circuit

extérieur) soit $dI = 0$ dans l'expression précédente. Nous avons alors :

$$\frac{dV}{dT} = \frac{V}{T} - \frac{hV_T}{I_s} \cdot \frac{dI_s}{dT} \dots \dots \dots (I. 12)$$

Pratiquement pour une jonction au Silicium, à la température ordinaire nous avons :

$$dV/dT = -2,5 \text{ mV } ^\circ\text{C}^{-1}$$

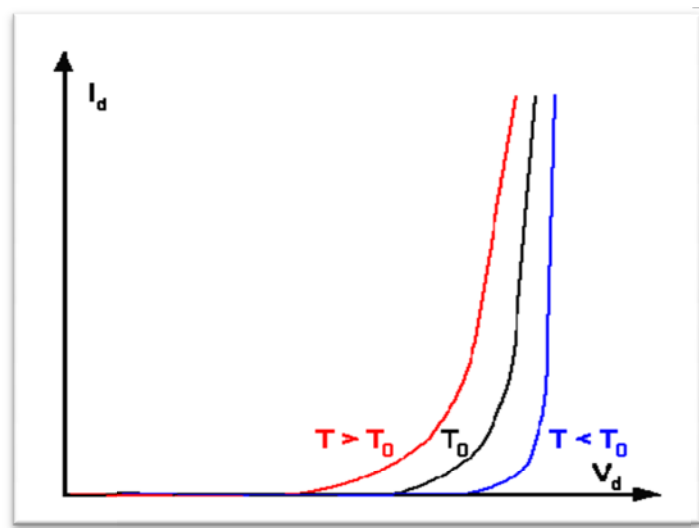


Figure (I.10) : Effets de la température

I.3. La jonction PN abrupte

Une jonction peut être abrupte (passage instantané d'une zone N à une zone P avec densité d'impureté constante) ou progressive (passage de la zone N à la zone P avec une densité progressive linéaire ou non linéaire).

Pour rester simple, on considérera uniquement la jonction abrupte.[11]

I.3.1. Jonction abrupte non polarisée

Les figures suivantes représentent respectivement une jonction PN à densité de dopage symétrique $N_A = N_D$ et une jonction PN^+ à densité de dopage dissymétrique $N_A < N_D$.

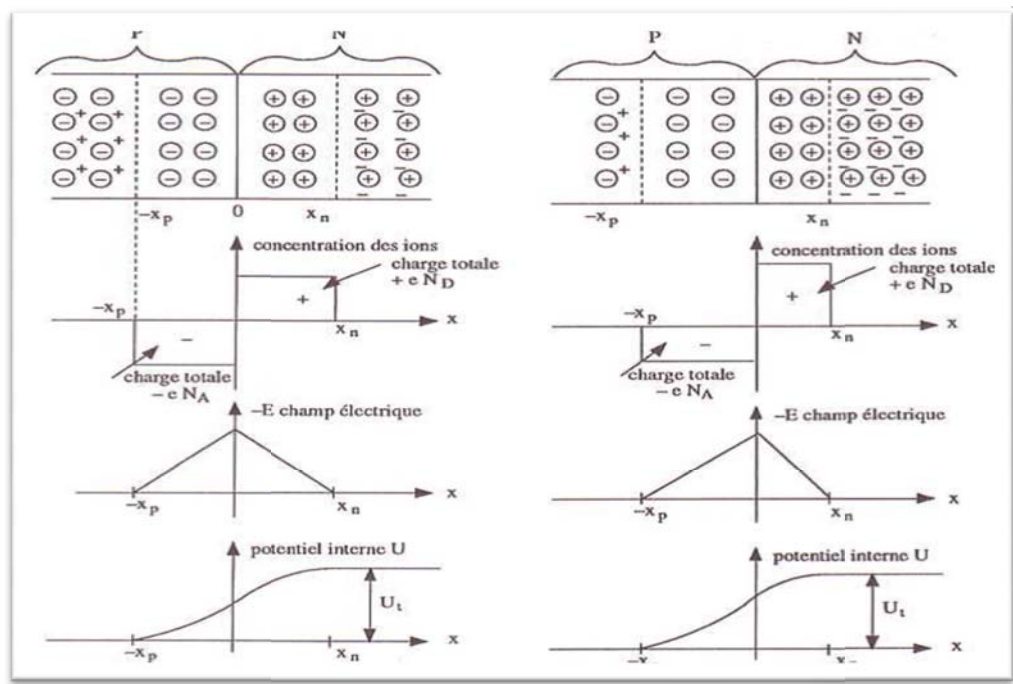


Figure (I.11) : jonction PN abrupte non polarisée

Dans la zone neutre, le nombre d'ions positifs est égal au nombre d'ions négatifs d'après le théorème de neutralité.

Donc, la zone neutre s'étend plus du côté le moins dopé, suivant la relation $N_A x_p = N_D x_n$ avec $x_p + x_n = x_t$

La différence de potentiel de jonction U , est définie par l'intégrale

$$U_t = + \int_{-X_p}^{+X_n} E(X) dX = E_{imoy} \cdot X_t \dots \dots \dots (I. 13)$$

Où :

X_p et X_n représentent les profondeurs de recombinaison dans les zones P et N.

Maintenant utilisons les relations de conduction dans un matériau semi-conducteur dopé :

Comme, sans polarisation de la jonction, et à l'équilibre, courants

$$J_n = \mu_n \left(qnE + KT \frac{dn}{dX} \right) \dots \dots \dots (I.14)$$

$$J_p = \mu_p \left(qpE - KT \frac{dp}{dX} \right) \dots \dots \dots (I. 15)$$

Comme, sans polarisation de la jonction, et à l'équilibre, courants de diffusion et de saturation s'opposent, les courants globaux J_n et J_p sont nuls.

Ainsi, pour les électrons, nous avons

$$\frac{dn}{dX} = - \frac{q}{KT} nE(X) \dots \dots \dots (I. 16)$$

Une relation identique est obtenue pour les trous.

En se souvenant de l'expression $dU_t = - E(x) dx$, l'intégration des équations précédentes fournit

$$U_t = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \dots \dots \dots (I. 17)$$

N_D , concentration des donneurs

N_A , concentration des accepteurs

n_i est la concentration intrinsèque et V_T le potentiel thermique :

$$V_T = \frac{KT}{q} \dots \dots \dots (I. 18)$$

$K = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ (constante de Boltzmann)

$q = 1,6 \times 10^{-19}$ (charge de l'électron)

T = température absolue

Pour des calculs pratiques, on prend le plus souvent $V_T = 26 \text{ mV}$ à $T = 300 \text{ K}$.
Les valeurs typiques de V_0 pour les jonctions PN au silicium se situent entre 0,5 et 0,7 V,
et pour les jonctions PN au germanium, entre 0,2 et 0,3 V.

Il est aussi intéressant de connaître la valeur du champ électrique $E(x)$ dans la zone neutre à partir des relations

$$E(X) = + \frac{qN_D}{\epsilon} (X - X_n); \dots \dots \dots \text{pour la zone N}$$

$$E(X) = - \frac{qN_A}{\epsilon} (X + X_p); \dots \dots \dots \text{pour la zone P}$$

avec :

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 ; \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \text{ F/m} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}, \text{ permittivité du vide}$$

$\epsilon_r = 12$ pour le silicium, constante diélectrique du matériau semi-conducteur

Comme la répartition du champ électrique (pour une jonction abrupte) est de forme triangulaire, la différence de potentiel de jonction représente la surface du triangle

$$U_t = \frac{1}{2} E_{\max} (X_n + X_p) \dots \dots \dots (I.19)$$

Des deux dernières relations, on en déduit les profondeurs de recombinaison x_n et x_p .

Toutefois, ces paramètres peuvent être définis par les relations

$$X_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_t}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}} \dots \dots \dots (I.20)$$

$$X_p = \sqrt{\frac{2\epsilon U_t}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}} \dots \dots \dots (I.21)$$

$$X_t = X_p + X_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_t}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \dots \dots \dots (I.22)$$

Les valeurs de x_t sont de l'ordre de $0,1 \mu m$ à $50 \mu m$.

L'intensité moyenne du champ électrique dans la jonction est, par définition : $E_{imoy} = \frac{U_t}{x_t}$

Cette intensité peut être très élevée (jusqu'à $105 V/cm$).

Remarque :

La mise en contact de deux zones N et P permet l'alignement des niveaux de Fermi.

Le décalage des bandes d'énergie correspond à la barrière d'énergie $E_t = q U_t = E_{Fn} - E_{Fp}$

En remplaçant E_{Fn} et E_{Fp} par leurs expressions on obtient :

$$E_t = qU_t = \Delta E + KT \ln \left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V} \right) \dots \dots \dots (I.23)$$

Comme

$$n_i^2 = N_C N_V \exp \left(\frac{-\Delta E}{KT} \right) = \frac{N_C N_V}{\exp \left(\frac{\Delta E}{KT} \right)} \dots \dots \dots (I.24)$$

et $\Delta E = KT \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \dots \dots \dots (I.25)$

on obtient :

$$E_t = qU_t = KT \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) + KT \ln \left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V} \right) \dots \dots \dots (I.26)$$

$$U_t = \frac{U_t}{q} = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) + KT \ln \left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V} \right) \dots \dots \dots (I.27)$$

(Expression identique à celle obtenue précédemment)

I.3.2. Jonction polarisée en direct

La polarisation directe $U > 0$, a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel.

Il ya alors un déséquilibre des courants direct et inverse.

Le courant direct présente plusieurs composantes dont un courant de diffusion I_D et un courant de recombinaison I_R .

Ce dernier est prépondérant pour une polarisation $0 < U < 0,4 V$. L'expression de la densité J_R est alors

$$J_R = \frac{qn_i}{2\tau} x_t \left[\exp\left(\frac{qU}{2KT}\right) - 1 \right] \dots \dots \dots (I.28)$$

Avec

τ , durée de vie des charges mobiles

n_i , concentration intrinsèque

x_t , largeur de la barrière de potentiel

U , tension directe aux bornes de la jonction.

Pour une polarisation $U > 0,4$ V, le courant de diffusion I_D l'emporte sur le courant de Recombinaison I_R .

La densité de courant J_D s'écrit

$$J_D = \frac{qn_i^2}{2\tau} \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \left[\exp\left(\frac{qU}{KT}\right) - 1 \right] \dots \dots \dots (I.29)$$

avec

D_p , constante de diffusion des trous dans la zone N

D_n , constante de diffusion des électrons dans la zone P

L_p , longueur de diffusion des trous dans la zone N

L_n , longueur de diffusion des électrons dans la zone P

et

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

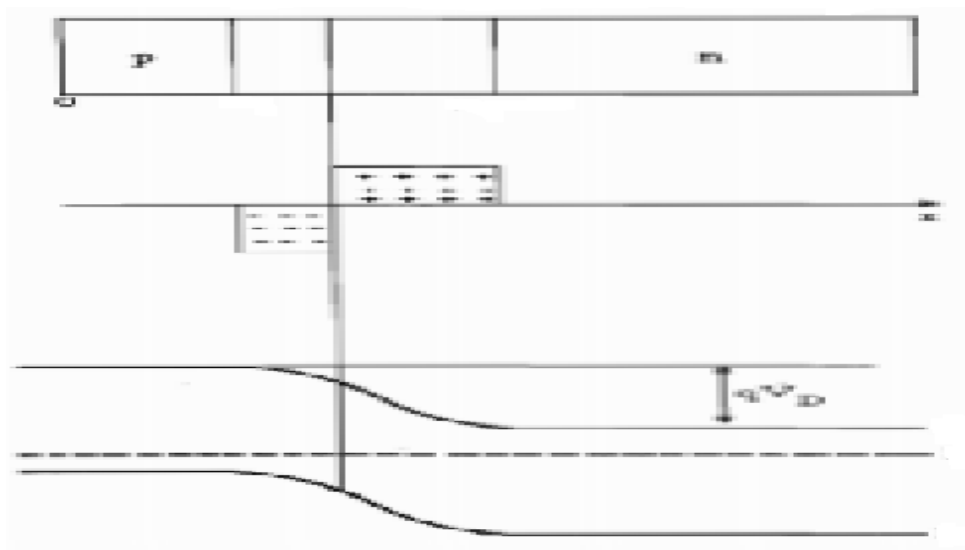
τ_p : durée de vie des trous

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

τ_n : durée de vie des électrons

I.4. La jonction PN Graduelle

Une jonction graduelle où le taux de dopage $N_A - N_D$ varie de façon continue en fonction de la profondeur. Pour simplifier l'étude du comportement de ce dispositif, nous supposons d'abord que l'on a affaire à une jonction abrupte et nous étendrons les résultats obtenus au cas des jonctions graduelles (figure I.12).



Figure(I.12): Jonction PN Graduelle

I.5. CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES

I.5.1 Caractéristique courant/tension

On a vu précédemment que le courant était négligeable pour une tension $V_D = V_P - V_N$ négative (ceci est vrai jusqu'à une tension V_C dite tension de claquage). Au-dessus d'un certain seuil V_0 , le courant direct croît très rapidement avec V_D .

Le seuil V_0 (barrière de potentiel) dépend du semi-conducteur intrinsèque de base utilisé. Il est d'environ 0.2 V pour le germanium et 0.6 V pour le silicium. La caractéristique est représentée à la figure (I.13).[12]

➤ Caractéristique directe ($V_D > 0$)

$$I_D = I_M = I_s \exp \left(\frac{V_D}{V_T} \right) \text{ avec } V_T = \frac{KT}{e} \dots \dots \dots (I.30)$$

pour $t = 27^\circ\text{C}$, $T = 300^\circ\text{K}$,

$$\frac{e}{KT} = \frac{1.59 \cdot 10^{-19}}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300} = 39 \text{ soit, } V_T \approx 26\text{mV} \dots \dots \dots (I.31)$$

➤ Caractéristique inverse ($V_D < 0$). Phénomène de claquage $I_D = -I_s$

Quand la tension appliquée dépasse la valeur spécifiée par le fabricant, le courant décroît très rapidement. S'il n'est pas limité par des éléments externes, il y a destruction rapide de la diode.

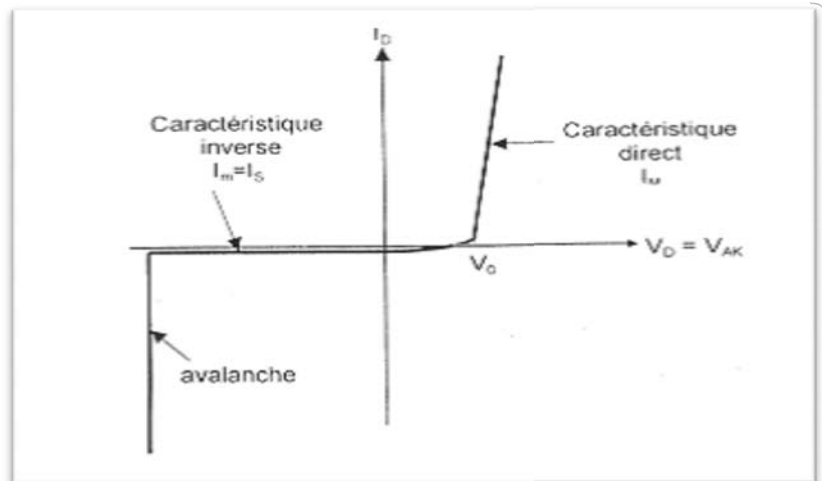


Figure (I.13) : Caractéristique complète.

I.5.2. Résistance différentielle (ou dynamique)

La résistance dynamique étant l'inverse de la pente en un point de fonctionnement de la caractéristique. C'est la résistance dynamique au point de fonctionnement (V_d , I_d). Elle est fonction du courant de polarisation I_d au point étudié.

La figure(I-12) donne la valeur de r_d en fonction de la tension de la diode : les variations sont très importantes :

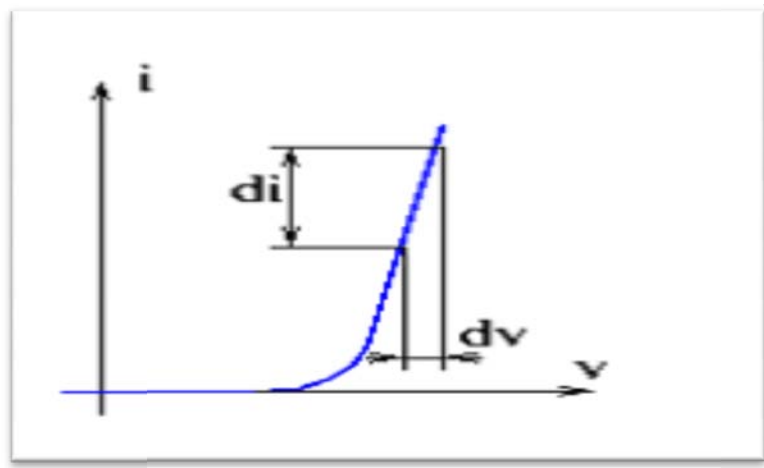


Figure (I.14) : r_d en fonction de la tension V_d

On peut la déduire par dérivation de la relation suivante :

$$i = I_s \exp \left[\left(\frac{eV_D}{KT} \right) - 1 \right]; \frac{1}{r} = \frac{di}{dv} = \frac{e}{KT} I_s \exp \left(\frac{eV_D}{KT} \right) \dots \dots \dots (I.32)$$

$$\text{Donc } r = \frac{dV}{di} = \frac{KT}{e} \cdot \frac{1}{I_s} \exp\left(-\frac{e V_D}{KT}\right) \dots \dots \dots (I.33)$$

I.4.3 Caractéristique idéale

D'après le modèle de la jonction PN que nous venons d'établir, la caractéristique (I – V) d'une diode est donnée par la relation

$$i = I_s \exp\left[\left(\frac{v}{V_T}\right) - 1\right] \dots \dots \dots (I.34)$$

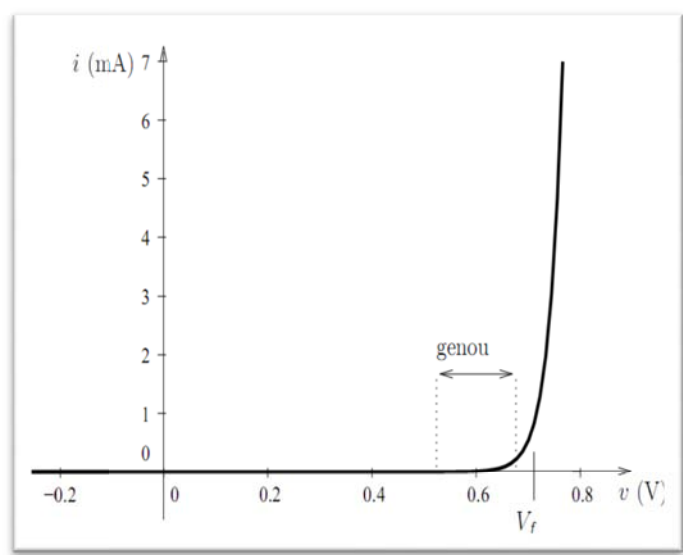
Pour une polarisation directe de quelques V_T , le courant de diffusion i_{diff} est prédominant et :

$$i = I_s \exp\left(\frac{v}{V_T}\right); (v > V_T) \dots \dots \dots (I.35)$$

A l'opposé, pour polarisation inverse de quelques V_T , le courant de saturation inverse est prédominant et $i \approx -I_s (v \ll -V_T)$.

La caractéristique courant-tension (I–V) est fortement non linéaire.

La caractéristique (I–V) correspondante est reprise à la figure suivant.



Figure(I.115) : Caractéristique (I – V) idéale d'une diode PN

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 $V \approx V_f \approx 0.7 \text{ V}$

I.6. Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est intéressé à la diode à jonction de façon générale ensuite à la caractéristique courant tension en précisant l'influence de la résistance série et l'effet de la température sur cette caractéristique ; en effet elle influe, d'une part, sur les semi-conducteurs intrinsèques en modulant le nombre de porteurs P et N, d'autre part sur les semi-conducteurs extrinsèques uniquement sur le nombre de porteurs minoritaires. Ainsi un semi-conducteur intrinsèque pourra être exploité en tant que capteur de température résistif (thermistance), tandis que dans un semi-conducteur extrinsèque la température ne permettra que de moduler le courant de porteurs minoritaires traversant une jonction, courant très faible. Une étude détaillée de la diode polycristalline fera l'objet du chapitre suivant.