

## ETUDE DE LA JONCTION PN D'UN SEMI-CONDUCTEUR A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

I. Sari-Ali, B. Benyoucef, B. Chikh-Bled

Université Abou-Bakr Belkaïd, Faculté des Sciences  
Unité de Recherche de Matériaux et Energies Renouvelables (URMER),  
B.P 119, 13000 Tlemcen  
Fax : 043 21 58 89  
E.mail : [sinchirah@yahoo.fr](mailto:sinchirah@yahoo.fr)

### Résumé

La jonction PN constitue l'élément de base de toute l'électronique, et constitue le module élémentaire dont dépend le fonctionnement d'un grand nombre de dispositifs à semi-conducteurs. Les résultats obtenus trouveront leurs applications dans de nombreux composants plus complexes.

Notre travail repose sur une modélisation de la jonction PN d'un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique en soulignant l'importance de la résistance série et l'effet de la température sur la caractéristique statique d'une diode PN.

**Mots clés** Semi-conducteur – Diode PN – Caractéristique courant-tension

### 1. Introduction

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposons abrupte (figure 1), 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 E qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse [1].

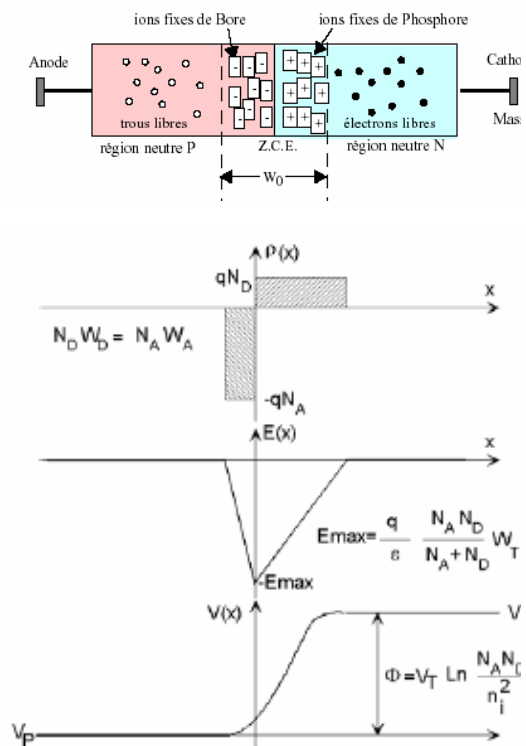


Figure (1) : Représentation d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique

Dans ces conditions les répartitions des charges, du champ électrique et du potentiel sont représentées sur la figure (1). La région dépeuplée de porteurs mobiles est appelée *zone de charge d'espace (ZCE)*. Elle a une épaisseur de l'ordre de 0,5  $\mu\text{m}$ . La forme générale de la densité de charges dépend essentiellement du profil de dopage de la jonction. Dans le cas idéal représenté à la figure (1) on peut déduire aisément la forme du champ électrique  $E(x)$  ainsi que du potentiel  $V(x)$  par application des équations de l'électrostatique.

En effet le potentiel  $V(x)$  et le champ électrique  $E(x)$  s'expriment en fonction de la densité de charges ( $x$ ) par :

La loi de Gauss s'exprime par la relation suivante [2] :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{1}{\epsilon} \rho(x) \quad (1)$$

L'expression du champ électrique s'écrira :

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad (2)$$

De plus la neutralité électrique globale du barreau impose la relation :  $N_a W_d = N_d W_d$  (3)

On peut remarquer que conformément à la relation de Boltzmann il existe une barrière de potentiel qui constitue le potentiel de diffusion de la jonction [3] :

$$V_\phi = U_T \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad \text{où} \quad U_T = \frac{KT}{q} \quad (4)$$

La largeur de la zone de transition est donnée par :

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) V_\phi} \quad (5)$$

Pour :  $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W_0 = 0.96 \mu\text{m}$ ,  
 $V_\phi = 0.75 \text{ V}$  et  $E_{0\text{max}} = 1.56 \cdot 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$   
 Avec  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$ ,  $\epsilon_{Si} = 12$ .

## 2 Polarisation de la jonction en direct

Si on polarise la jonction sous une tension  $V_{\text{direct}}$ , elle réduit la hauteur de barrière qui devient  $(V_\phi - V_{\text{direct}})$  entraînant une diminution de l'épaisseur de la Z.C.E (dans l'équation (5)  $V_\phi$  est remplacé par :  $V_\phi - V_{\text{direct}}$ ).

De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et, se présentant alors dans un "milieu hostile" (P pour électrons et N pour les trous), ils sont recombinés (figure (2)). Cette recombinaison consomme près de la Z.C.E des trous dans la région P (des électrons dans la région N). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre N sont soumis à un phénomène analogue.

C'est ce phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct  $I_A$  dans la jonction.

Ce courant s'écrit: 
$$I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi - V_{\text{direct}}}{U_T}\right) \quad (6)$$

Sachant que le courant de saturation  $I_S$  correspondant aux porteurs minoritaires des zones N et P qui se présentent en bordure de la Z.C.E. On obtient le courant total qui circule dans la jonction :

$$I_A = I_S \left[ \exp\left(\frac{V_{\text{direct}}}{U_T}\right) - 1 \right] \quad (7)$$

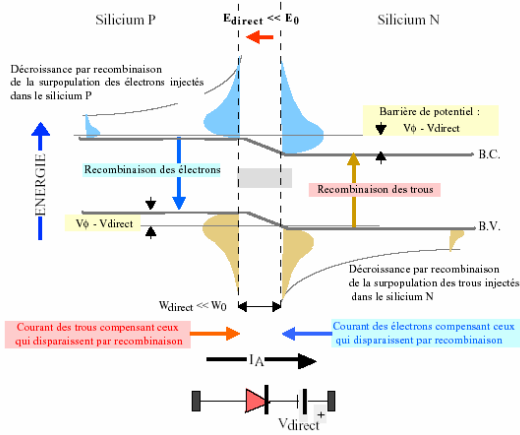


Figure (2): Jonction polarisée dans un sens direct.

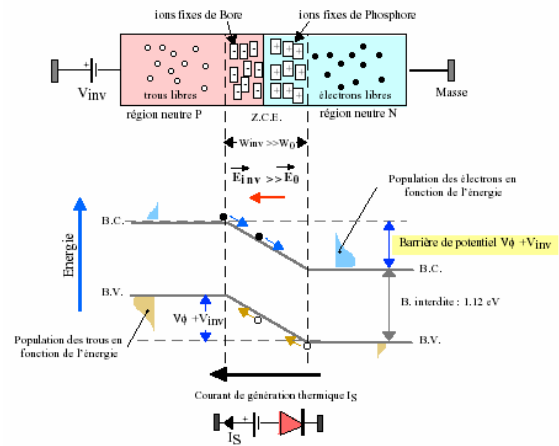


Figure (3): Jonction polarisée dans un sens inverse.

### 3 Polarisation de la jonction en inverse

Si on polarise la jonction en sens inverse la hauteur de barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient  $V_f + V_{inv}$ . Le champ électrique dans la zone de charge d'espace augmente ainsi que son étendue (dans l'équation (4) et (5)  $V_f$  devient  $V_f + V_{inv}$ ). Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont pas l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel. La jonction est alors traversée par le très faible courant de saturation  $I_s$ . Ce courant issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend uniquement de la température. La figure (3) nous montre l'origine du courant inverse de saturation  $I_s$  de cette jonction.

### 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 (4).

La relation entre la tension aux bornes de la diode  $V_d$  et la tension appliquée sur la jonction  $V_j$  devient [4]

$$V_d = V_j + R_S I_d \quad (8)$$

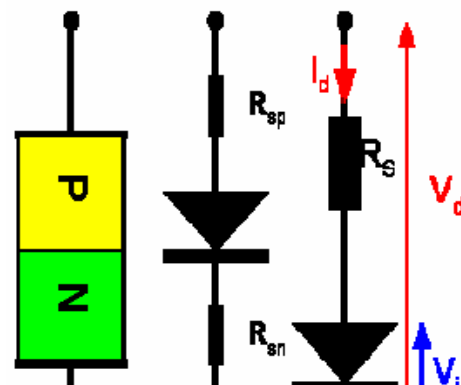


Figure (4) : La résistance série

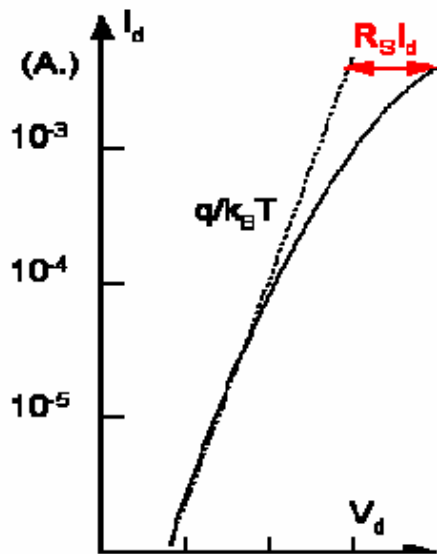


Figure (5) : Influence de La résistance

D’après la figure (5) on remarque que pour les faibles valeurs de courants :  $RS Id \ll V_j$  la tension aux bornes de la diode se situe sur la jonction, c’est à dire  $V_d \cong V_j$ , et pour les valeurs de courants élevées  $RS Id \gg V_j$  on constate que la tension aux bornes de la diode se trouve sur la résistance série, c’est à dire :  $V_d \cong RS Id$ , alors on déduit que la diode est assimilable a une résistance.

### 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:

$$I_D = I_S \left[ \exp\left(\frac{qV_j}{K_B T}\right) - 1 \right] \tag{9}$$

Avec : 
$$I_S = KT^m e^{\frac{-E_{g0}}{2KT}} \tag{10}$$

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 :

$$I \cong I_S e^{\frac{V}{hV_T}} \tag{11}$$

Nous avons

$$\frac{dI}{dT} = \frac{dI_S}{dT} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} + \frac{dV}{dT} \cdot \frac{I_S}{hV_T} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} - I_S \cdot \frac{q \cdot V}{hk \cdot T^2} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} \tag{12}$$

$dI_S/dT$  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 :

$$\frac{dV}{dT} = \frac{V}{T} - \frac{h \cdot V_T}{I_S} \cdot \frac{dI_S}{dT} \tag{13}$$

Pratiquement pour une jonction au Silicium, à la température ordinaire nous avons :  
 $dV/dT = -2,5 \text{ mV/C}^\circ$

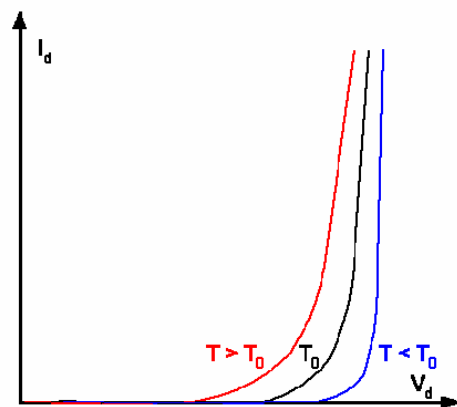


Figure (6) : Effets de la température

On constate d'après la figure (6) que le courant augmente proportionnellement avec la température. Pour une diode au silicium le courant direct double environ tous les 10 °C et la tension diminue quand la température augmente. Pour une diode au silicium, la tension directe décroît linéairement avec un coefficient de température :  $\Delta V_j / \Delta T \cong - 2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ .

## 6 Conclusion

Dans cette communication, on s'est intéressé à l'examen de la caractéristique courant tension de la jonction PN en précisant l'influence de la résistance série et l'effet de la température sur cette caractéristique ; en effet elle joue, 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 qu'on ne pourra exploiter qu'en intégrant cette jonction dans la boucle de contre-réaction d'un amplificateur opérationnel.

## Références bibliographiques

- [1] P. Chabloz, « Les couches épaisses en silicium amorphes, application comme détecteurs de rayons X », Thèse de Doctorat en Sciences Techniques, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996.
- [2] Site web / [www.univ-lemans.fr](http://www.univ-lemans.fr)
- [3] S. M. Sze « Physics of Semiconductor Device », (2nd edition) Wiley Inter-Science, 1981.
- [4] Francis Lévy, Traité des Matériaux N 18, «Physique et Technologie des Semiconducteurs» Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995.