Corrigé de l'EMD de Physique des composants à semiconducteurs
Niveau M1 PM – A.U : 2023-2024

Exercice 01 *(07 points)*

La relation entre le champ électrique longitudinal E_x appliqué et la densité de courant électrique qui en résulte J_x est $J_x = \sigma E_x$ où σ est la conductivité électrique du semiconducteur donnée par $\sigma = ne\mu_n + pe\mu_p$. Pour un semiconducteur de type P pris à T_{amb} $p \gg n \Rightarrow \sigma \approx pe\mu_p$. $\longrightarrow$ **(01.00)**

Le courant électrique I_x et la tension électrique V_x appliquée le produisant sont donnés par : $\longrightarrow$ **(01.00)**

$$\begin{cases} I_x = J_x \cdot S = J_x \cdot (d \cdot l) \Rightarrow J_x = {}^{I_x}\!/_{d.l} \\ V_x = E_x \cdot L \Rightarrow E_x = {}^{V_x}\!/_{L} \end{cases} \Rightarrow \quad I_x = \frac{V_x \cdot \sigma \cdot l \cdot d}{L} = \frac{V_x}{R}$$

$$\text{Où } R = \frac{L}{\sigma \cdot S} = \frac{\rho \cdot L}{S} : \textit{la résistance électrique du semiconducteur}$$

2-a. En appliquant un champ magnétique suivant $\overrightarrow{OZ}$, la charge (le trou dans ce cas) en mouvement avec une vitesse de dérive $\|\vec{v}\| = v_x$ entrainée par le champ électrique $\|\vec{E}\| = E_x$, elle sera soumise à la force de Lorentz $\overrightarrow{F_L}=q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ dirigée vers $-(\overrightarrow{OY})$ et les trous sont forcés de se mouvoir dans cette direction (voir le schéma ci-contre). En absence de connexions latérales et vu les dimensions de l'échantillon Semiconducteur, les porteurs de charges s'accumulent sur la face latérale de l'échantillon et ne peuvent pas circuler et donner un courant transversal, alors que les atomes accepteurs ionisés apparaissent sur l'autre face latérale, induisant un champ électrique transversal E_y ce qui permet de mesurer une différence de potentiel entre ces faces appelée tension de Hall notée V_H. $\longrightarrow$ **(01.50)**

2-b. à l'équilibre dynamique : $\sum \vec{F} = \vec{0} \Rightarrow \|\overrightarrow{F_L}\| - \|\overrightarrow{F_{ey}}\| = 0 \Rightarrow ev_xB_z = e\,E_y \Rightarrow$

$E_y = v_xB_z = \frac{J_x \cdot B_z}{e \cdot p} = R_H \cdot J_x \cdot B_z$ *avec* $R_H = \frac{1}{p \cdot e}$ *est appelé coéfficient de Hall.* $\longrightarrow$ **(01.00)**

2-c. La tension de Hall est fonction du champ transversal E_y : $\longrightarrow$ **(0.50)**

$$V_H = E_y . l = \frac{J_x \cdot B_z \cdot l}{e \cdot p} = \frac{I_x}{d \cdot l}\frac{B_z}{e \cdot p} \cdot l = \frac{I_x \cdot B_z}{e \cdot p \cdot d}$$

Alors une mesure de la tension de Hall pour une valeur de champ magnétique B et du courant I, permet de déterminer la densité des trous p qui représente à T_{am} la densité des accepteurs N_a.

2-d. De la 1ère question nous déduisons que $\longrightarrow$ **(0.50)**

$$\mu_p = \frac{J_x}{e \cdot p \cdot E_x}$$

En explicitant E_x et I_x en fonction de V_x et J_x, nous trouvons $\longrightarrow$ **(0.50)**

$$\mu_p = \frac{I_x \cdot L}{e \cdot p \cdot V_x \cdot l \cdot d}$$

2-e. A.N : la densité des trous p : $p = \left({}^{I_x \cdot B_z}\!/_{e \cdot d \cdot V_H}\right) = 10^{16} cm^{-3}, \mu_p = 320\ cm^2/V.s.$ $\longrightarrow$ **(01.00)**

Exercice 02 *(13 points)*

*1. a- En adoptant le modèle de la jonction abrupte, la juxtaposition de deux zones dopées différemment entraînerait un phénomène de diffusion infini puisque le gradient des concentrations de porteurs serait infini. La structure va évoluer instantanément vers une situation acceptable physiquement. Il y a donc obligatoirement un phénomène de **diffusion des porteurs** depuis les zones où ils sont majoritaires vers les zones où ils sont minoritaires. Mais tout départ des porteurs libres entraîne une modification de charge locale puisque les ions qui ont engendré ces porteurs sont fixes dans le cristal à température ambiante. Dans la zone de contact, les électrons vont laisser derrière eux des ions positifs alors que les trous des ions négatifs. Ces **charges non compensées de part et d'autre de la jonction** créent deux régions spatialement chargées* *et simultanément un champ électrique orienté depuis la région n vers la région p, obligatoirement. Cette zone, s'appelle* ***zone de charge d'espace*** *de la jonction ou zone de transition. Nous créons de la sorte un champ électrique qui va avoir tendance à renvoyer les électrons de la zone p vers la zone n et les trous de la zone n vers la zone p. Très rapidement, le système va tendre vers un équilibre entre le phénomène de diffusion et le phénomène de dérive.*

⟶ (01.50)

b- A l'équilibre thermodynamique, le courant total pour chaque type de porteur est nul. Par exemple, on peut écrire pour les électrons :

$$J_n = e\mu_n E(x) + eD_n \frac{dn(x)}{dx} = 0 \Longrightarrow \frac{dn(x)}{n} = -\frac{\mu_n}{D_n}E(x)dx$$

La diode P-N constituée d'une part de deux zones neutres équipotentielles : N portée à un potentiel constant noté V_n et portée à un potentiel constant noté V_p, et d'autre part d'une zone de charge d'espace à l'intérieur de laquelle le potentiel varie en fonction de la position x. Cette zone est délimitée par l'abscisse x_n et chargée positivement du côté N, délimitée par l'abscisse x_p et chargée négativement du côté P. la barrière du potentiel empêchant la diffusion des électrons de la région N vers la région p et également la diffusion des trous de la région P vers la région N n'est que la différence de potentiel entre les deux régions neutres $(V_n - V_p)$ qui pourra être calculé à partir de la relation $dV = -E(x)dx$.

La condition d'équilibre peut s'écrire alors : ⟶ $(\mathbf{0.50})$

$$\frac{dn(x)}{n} = \frac{\mu_n}{D_n}dV \Leftrightarrow dV = \frac{KT}{e}\frac{dn(x)}{n}$$

En intégrant l'équation entre les abscisses x_p et x_n, on trouve :

$$V(x_n) - V(x_p) = V_n - V_p = \frac{KT}{e} ln\left[\frac{n(x_n)}{n(x_p)}\right]$$

Sachant que la densité des électrons dans la zone neutre de type n est $n(x_n) = N_d$ et leur densité dans la zone neutre de type p est $n(x_p) = n_i^2/N_a$, on trouve

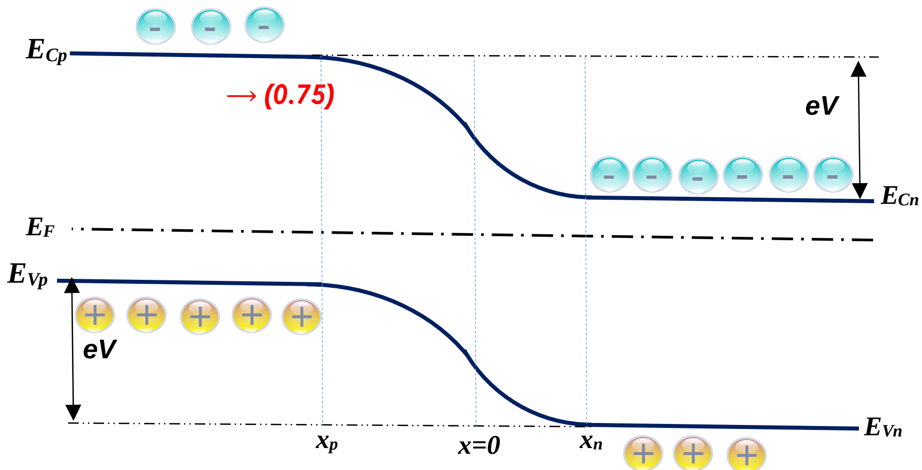
$$V_d = V_n - V_p = \frac{KT}{e} Ln\left[\frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2}\right]$$

A.N: $V_d = 26 \times 10^{-3} Ln\left(\frac{5.10^{17} \times 10^{16}}{94.10^{18}}\right) = 0.82\ volt$ **⟶ (01.00)**

c- D'après le schéma de bandes établi dans (2), la barrière : $eV_d = E_{c,p} - E_{c,n}$. les niveaux de vide dans les deux régions n et p, vont subir la même courbure de bandes que la (B.C) et la (B.V)⟹

$$eV_d = E_{N_v,p} - E_{N_v,n} = (E_{N_v,p} - E_F) - (E_{N_v,n} - E_F) = e\phi_{sc,p} - e\phi_{sc.n}$$ **⟶ (0.50)**

2. Le schéma de bandes d'énergie le long de la diode :



3. En raison de la présence, dans la zone de charge d'espace, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes. Alors nous supposons que la zone de charge d'espace est entièrement dépeuplée de porteurs libres et limitée par des frontières abruptes d'abscisses x_p et x_n.

a. La densité de charge $\rho(x)$ donnée généralement par l'expression $\rho(x) = e[N_d - N_a + p(x) - n(x)]$, s'écrit dans cette hypothèse : **⟶ (0.25)**

a. $\rho(x) = 0$ *pour* $x > x_n$ *et* $x < x_p$ **⟶ (0.25)**

$\rho(x) = eN_d$ *pour* $0 < x < x_n$ $\longrightarrow$ **(0.25)**
$\rho(x) = -eN_a$ *pour* $x_p < x < 0$ $\longrightarrow$ **(0.25)**

b. *La détermination du champ et du potentiel électriques le long de la structure est obtenu en utilisant le théorème de Gauss à une dimension*

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon} \text{ et la loi } E(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$$

Alors :

- *pour* $x > x_n$ *E = 0 et V=cte =* V_n *; pour* $x < x_p$ *E = 0 et V=cte =* V_p $\longrightarrow$ **(0.50)**
- *pour* $0 < x < x_n$, *on a*

$$\int_{E(x_n)=0}^{E(x)} dE(x) = \int_{x_n}^{x} \frac{eN_d}{\varepsilon} dx \Rightarrow E(x) = \frac{eN_d}{\varepsilon}(x - x_n) \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

Le potentiel électrique :

$$\int_{V(x_n)=V_n}^{V(x)} dV(x) = -E(x)dx = -\int_{x_n}^{x} \frac{eN_d}{\varepsilon}(x - x_n)dx \Rightarrow V(x) = -\frac{eN_d}{2\varepsilon}(x - x_n)^2 + V_n \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

- *pour* $x_p < x < 0$, *on aura :*

$$\int_{E(x_p)=0}^{E(x)} dE(x) = \int_{x_p}^{x} -\frac{eN_a}{\varepsilon} dx \Rightarrow E(x) = -\frac{eN_a}{\varepsilon}(x - x_p) \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

Le potentiel électrique :

$$\int_{V(x_p)=V_p}^{V(x)} dV(x) = -eE(x)dx = \int_{x_n}^{x} \frac{eN_a}{\varepsilon}(x - x_p)dx \Rightarrow V(x) = \frac{eN_a}{2\varepsilon}(x - x_p)^2 + V_p \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

4. la largeur de la zone de charge d'espace définie par : $w = x_n - x_p = w_n + w_p$

Nous utilisant les deux équations : neutralité électrique au niveau de la ZCE :

$$e \cdot S \cdot w_n \cdot N_d = e \cdot S \cdot w_p \cdot N_a \Rightarrow w_n = (w_p \cdot N_a)/N_d \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

Continuité du potentiel électrique en x=0 : $w_n{}^2 \cdot N_d + w_p{}^2 \cdot N_a = \frac{2\varepsilon}{e}(V_n - V_p) = V_d.$ $\longrightarrow$ $(\mathbf{0.50})$

Après calcul on trouve :

$$w_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN_d}\frac{V_d}{1 + N_d/N_a}};\ w_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN_a}\frac{V_d}{1 + N_a/N_d}};\ w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e}\frac{(N_d + N_a)V_d}{N_d \cdot N_a}} \longrightarrow (\mathbf{01.00})$$

En polarisation inverse la barrière de potentiel devient $V = V_d + |V_a|$ *et la nouvelle largeur s'écrit :*

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e}\frac{(N_d + N_a)(V_d + |V_a|)}{N_d \cdot N_a}} \longrightarrow (\mathbf{0.50})$$

A.N *: à l'équilibre w = 0,32 µm ; en polarisation inverse de 5volt w = 0,86 µm.* $\longrightarrow$ $(\mathbf{0.50})$

5. la capacité différentielle de la jonction est définie par : $C = dQ/dV$ *.* $\longrightarrow$ $(\mathbf{0.50})$

La quantité de charge est :

$$Q = eN_d \cdot x_n \cdot S = -eN_a \cdot x_p \cdot S = eN_d \cdot w_n \cdot S = S \cdot eN_d \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN_d}\frac{V_d}{\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}} = S\sqrt{2e\varepsilon\frac{(N_d \cdot N_a)}{(N_d + N_a)}(V_d + |V_a|)}$$

$$C = \frac{dQ}{dV} = \varepsilon \cdot S \sqrt{\frac{e}{2\varepsilon} \frac{(N_d \cdot N_a)}{(N_d + N_a)(V_d + |V_a|)}} = \frac{\varepsilon \cdot S}{w}$$

A.N : C = 1.2 pF. $\longrightarrow$ $(\mathbf{0.50})$

6. Si $N_d \gg N_a \Rightarrow w_p \gg w_n \Rightarrow w = w_p + w_n \approx w_p$. *Dans l'expression de la capacité on néglige* N_a *devant* N_d

$$C \approx S \cdot \sqrt{\frac{e\varepsilon}{2} \frac{N_a}{(V_d + |V_a|)}} \Rightarrow \frac{1}{C^2} = C^{-2}(V_a) = \frac{2V_d}{e\varepsilon N_a} - \frac{2}{e\varepsilon N_a} V_a = a.V_a + b$$

Ce qui veut dire que la fonction $C^{-2}(V_a)$ *est une droite dont la pente permet de déterminer la densité* N_a *et l'intersection avec l'axe* $C^{-2}(V_a) = 0$ *donne la valeur de la tension de diffusion* V_d. $\longrightarrow$ $(\mathbf{01.00})$