

Les optoélectroniques

Objectif

L'optoélectronique est à la fois une branche de l'électronique et de la photonique. Elle concerne l'étude des composants électroniques qui émettent ou interagissent avec la lumière.

I. Les Notions fondamentales sur la physique des Semi-conducteurs

1. généralités

Entre les métaux et les isolants se trouvent les semi-conducteurs (SC) dont la résistivité varie de 10^{-3} à $10^4 \Omega\text{cm}$ (ou plus). La conduction électrique se fait par les électrons et les trous, ou de façon préférentielle par l'un ou l'autre type de porteurs. Un semi-conducteur peut être soit pur auquel cas il est dit "intrinsèque", soit dopé par des impuretés (qui permettent de contrôler sa résistivité) auquel cas il est dit "extrinsèque". Si on prend, par exemple, du Silicium assez pur et qu'on lui ajoute un atome de Bore ou de Phosphore pour 10^5 atomes de Silicium, sa résistivité passe de 10^8 à environ $10^{-2} \Omega\text{cm}$.

Le tableau (I.1) donne des exemples de matériaux ou de composés semi-conducteurs en fonction des éléments qui les constituent et de la position de ces éléments dans le tableau de Mendelév.

Colonne	Semi-conducteur
IV	Ge, Si
III-V	binaire GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb
	ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$
	quaternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$
II-VI	binaire CdS, HgTe, CdTe, ZnTe, ZnS
	ternaire $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Tableau I.1. Exemples de semi-conducteurs.

2. Les semi-conducteurs de la colonne IV (Si et Ge)- structure diamant

Les électrons d'un atome isolé prennent des valeurs d'énergie discrètes et chaque niveau d'énergie peut accueillir un nombre limité d'électrons. Ce nombre est égale à $2n^2$ où n correspond au numéro du niveau (couche) en partant du noyau. Les électrons se répartissent en occupant d'abord les niveaux les plus proches du noyau (ce qui correspond à l'énergie minimale). Dans le cas du Silicium, qui a un numéro atomique Z égal à 14, il y aura 2 électrons sur la première couche (complète), 8 sur la seconde (complète aussi) et 4 sur la dernière qui n'est donc pas pleine puisqu'elle peut contenir jusqu'à 18 électrons. La figure (II.3.a) donne une représentation des niveaux d'énergie et des électrons qui les occupent. Cette représentation est simplifiée à la figure (II.3.b) en considérant seulement les quatre électrons "périphériques" de la couche externe (qui participeront aux liaisons entre atomes).

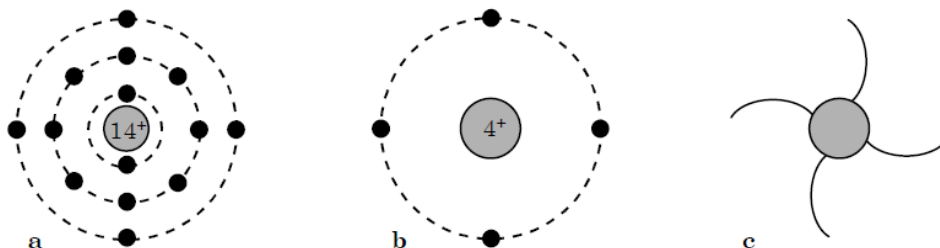


Figure II.3. Représentations de l'atome de Silicium faisant apparaître. a. Les niveaux d'énergie et électrons les occupant. b. Le dernier niveau d'énergie. c. Les quatre liaisons covalentes possibles.

On constate qu'un élément présente une grande stabilité quand il a huit électrons sur sa couche externe (structure des gaz rares), ce qui n'est pas le cas de l'atome de Silicium isolé. Lors de la formation du **crystal** cet atome va "gagner" quatre électrons en formant des liaisons covalentes qui correspondent à la "mise en commun" de ses électrons périphériques avec les atomes voisins. Ainsi un atome de Silicium qui s'associe avec quatre autres atomes de Silicium "verra" huit électrons sur sa dernière couche. Une telle association est illustrée aux figures (II.4). On constate que si aucune liaison n'est brisée (par exemple à 0 K), il n'y a pas d'électrons libres, et donc le cristal est isolant.

Le système cubique dans lequel va ainsi cristalliser le Silicium, le Germanium (ainsi que C, Sn) est le réseau diamant constitué de deux réseaux cubiques faces centrées imbriqués (décalés du quart de la diagonale principale du cube).

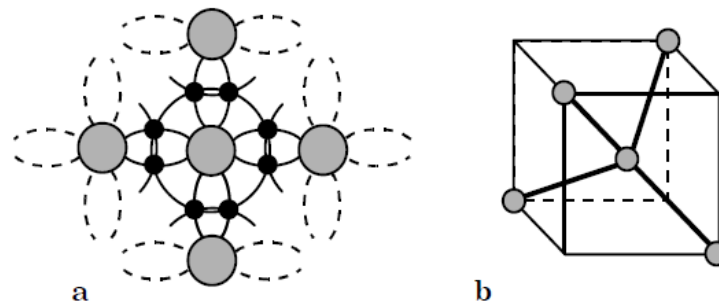


Figure II.4. Représentation de l'association d'un atome de Silicium avec ses quatre voisins. **a.** En projection plane. **b.** En trois dimensions.

3. Bandes d'énergie

Le tableau (II.1) donne quelques exemples de largeur de bande interdite ainsi que de distances inter-atomique.

atome	E_G (eV)	type de matériau	d (Å)
C (Carbone)	5.5	isolant	3.567
Si (Silicium)	1.1	semi-conducteur	5.431
Ge (Germanium)	0.7	semi-conducteur	5.646
Sn(Etain)	0	conducteur	6.489

Tableau II.1. Exemple de valeurs du gap et de la distance inter-atomique ("constante du réseau" = arête du cube du réseau = $(4/\sqrt{3}) \times$ distance au plus proche voisin).

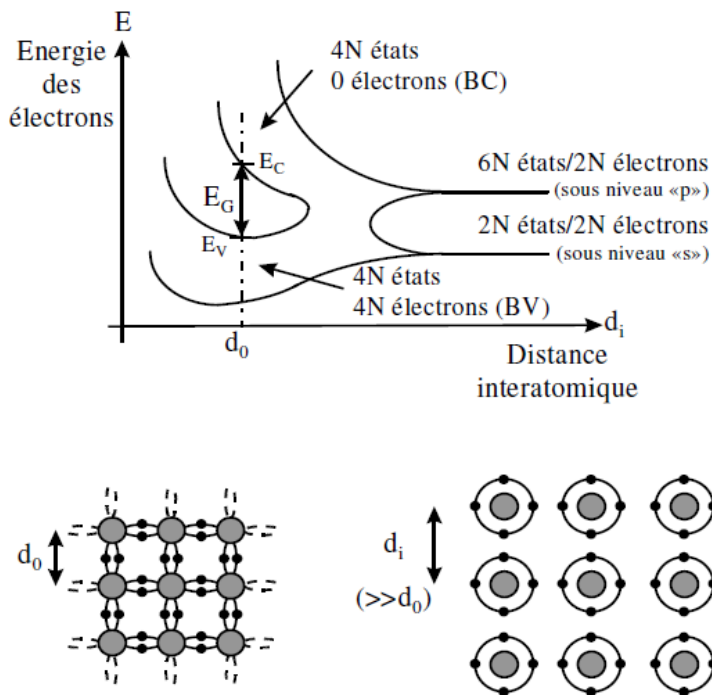


Figure II.6. Apparition de bandes de valence, de conduction et interdite avec la diminution de la distance inter-atomique pour un matériau de la colonne IV, quand on "rapproche" N atomes identiques.

La figure (II.6) illustre le cas des semi-conducteurs du groupe IV (cas du Silicium) : la bande supérieure est appelée "Bande de Conduction" et, à 0 K, ne contient pas d'électrons contrairement à la bande inférieure, appelée "Bande de Valence", qui contient $4N$ électrons (donc qui est la dernière bande pleine). Entre ces deux bandes se trouve une zone de largeur E_G (en J ou en eV) interdite aux électrons et appelée "Bande Interdite" ou "Gap". Le fait que ces deux bandes (BC ou BV) soient entièrement pleines ou vides implique que la conduction électrique ne peut exister.

Pour une température différente de 0 K un électron de la BV peut recevoir suffisamment d'énergie pour passer dans la BC (un "trou" apparaît alors dans la BV) et rendre possible la conduction électrique. Le matériau n'est plus isolant ; mais plus E_G sera grand plus le nombre de "porteurs libres" (électrons dans la BC ou trous dans la BV) sera faible, et plus le matériau sera isolant.

4. Gap direct ou indirect

Les courbes $E_{c,v}(\vec{k})$ dites aussi "relations de dispersion" où E_c est le bas de la bande de conduction, E_v le haut de la bande de valence et \vec{k} le vecteur d'onde associé à un électron (quantité de mouvement $\vec{p} = m\vec{v} = \hbar\vec{k}$) font apparaître deux types de semi-conducteur : ceux pour lesquels minimum de E_c et maximum de E_v se produisent pour la même valeur de \vec{k} , que l'on appellera SC à gap direct, et les autres appelés SC à gap indirecte.

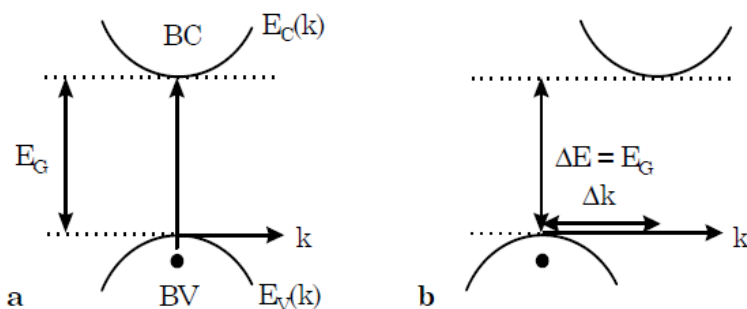


Figure II.7.a. SC à gap direct. **b.** SC à gap indirecte.

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique (en particulier lumineux), et donc dans le fonctionnement des composants utilisés en optoélectronique. On peut remarquer, pour l'instant, que dans un SC à gap direct un électron du haut de la BV qui acquiert une énergie E_G passe dans la BC sans changer de quantité de mouvement ($\Delta p = \hbar\Delta k = 0$) ce qui n'est pas le cas dans un SC à gap indirect.

5. Conduction par électron ou par trou

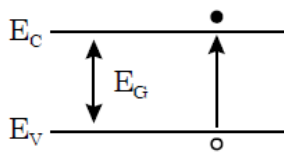


Figure II.8. Transition d'un électron de la BV vers la BC.

On peut briser une liaison de valence si on apporte une énergie (thermique ou lumineuse) suffisante : on arrache ainsi un ou plusieurs électrons (précédemment engagés dans ces liaisons). Ceci revient, dans le modèle de bandes d'énergie utilisé, à faire passer ce ou ces électrons de la bande de valence à un état situé dans la bande de conduction (à un niveau dépendant de l'apport d'énergie) : l'électron est "libre" (il ne participe plus à une liaison cristalline) et peut, par contre, participer à la conduction électrique, voir figure (II.8). Il se comporte comme une particule "quasi-libre" dans le semi-conducteur car il y subit l'influence du réseau. On représente cette particule (électron) "quasi-libre" par une "quasi-particule" libre en lui affectant une masse "effective" m_n différente de la masse m_0 ($0,91 \cdot 10^{-30}$ kg) de l'électron libre dans le vide.

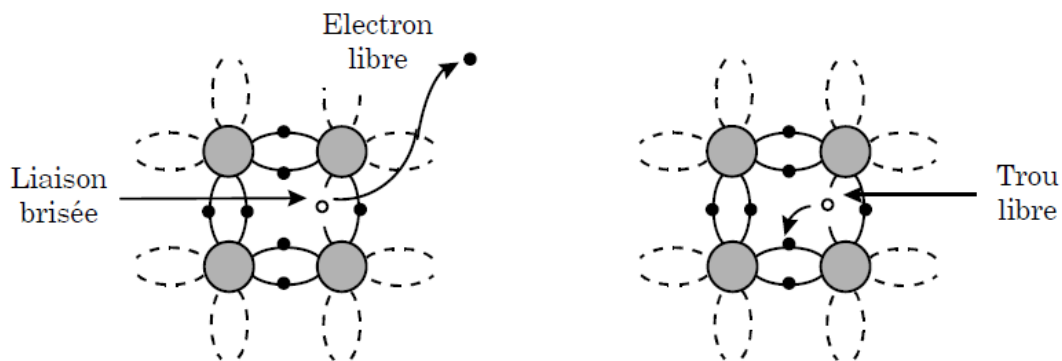


Figure II.9. Apparition d'un électron et d'un trou libre lors d'une rupture de liaison covalente.

Dans le même temps qu'apparaît un électron libre dans la bande de conduction (devenu libre en brisant une liaison), apparaît une case (place) vide dans la bande de valence (correspondant à une liaison non assurée) qui peut être occupée par un autre électron de la BV (participant auparavant à une autre liaison covalente). Ce phénomène est illustré à la figure (II.9). A cette place vide (qu'on appelle trou) est affectée une charge positive $+q$ (son déplacement sera opposé à celui des électrons lors de l'application d'un champ électrique). La bande de valence étant toujours quasi-pleine (de $N-1$ électrons de valence), l'étude du mouvement des particules dans cette bande sera simplifiée en ne considérant que le mouvement du trou auquel on affectera une masse effective m_p .

Trous et électrons constituent les **porteurs libres intrinsèques** dont le nombre est fonction de la température. La neutralité électrique du matériau impose que les trous et les électrons soient en nombres identiques (n_i et p_i).

Pour le silicium pur à 300 K, on mesure : $n_i = p_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ce nombre est très faible si on le compare au nombre des atomes.

Toujours pour le silicium pur à 300 K, les mobilités sont :

$$\mu_n = 12 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \text{ et } \mu_p = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}.$$

La conductivité intrinsèque du matériau $\sigma = e(n_i \cdot \mu_n + p_i \cdot \mu_p)$ est très faible.

6. Densité d'états

On peut calculer ensuite le nombre de "places" disponibles (occupées ou non) par les électrons (dans la BC) et les trous (dans la BV). Cette "densité d'états" s'obtient par exemple pour les électrons (dans la BC) en écrivant :

$n_C(E)dE =$ nombre d'états (m^{-3}) dans la "tranche" d'énergie $E, E + dE$

$$n_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad (\text{II.6})$$

De même pour les trous dans la bande de valence, on obtient comme densité d'états :

$$n_V(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} \quad (\text{II.7})$$

7. Les semi-conducteurs non dopés ou dopés.

7.1. Les semi-conducteurs non dopé (intrinsèque)

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

7.2. Les semi-conducteurs dopés (extrinsèque)

L'introduction de certaines impuretés dans un matériau semi-conducteur permet d'y modifier le nombre de porteurs libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité.

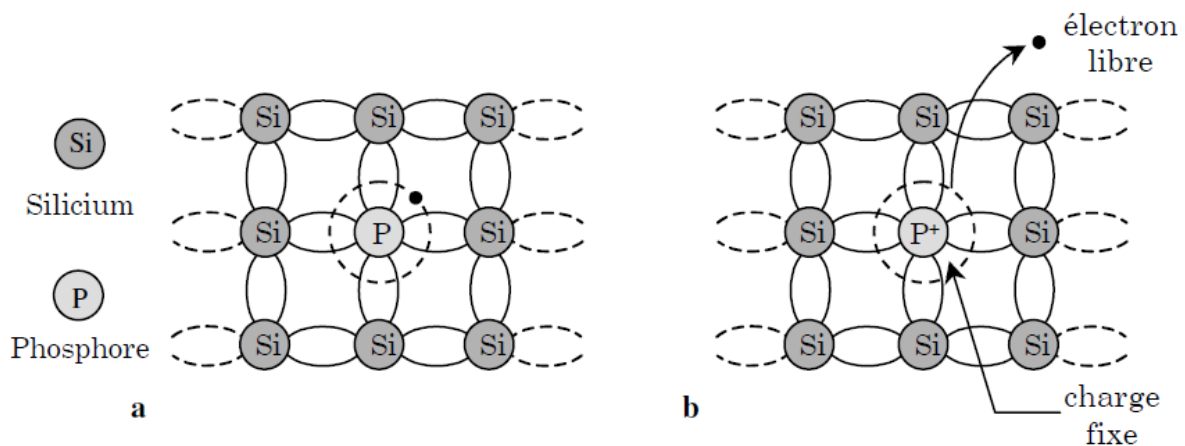


Figure III.2. Silicium dopé au phosphore. a. $T = 0$ K. b. $T \neq 0$ K.

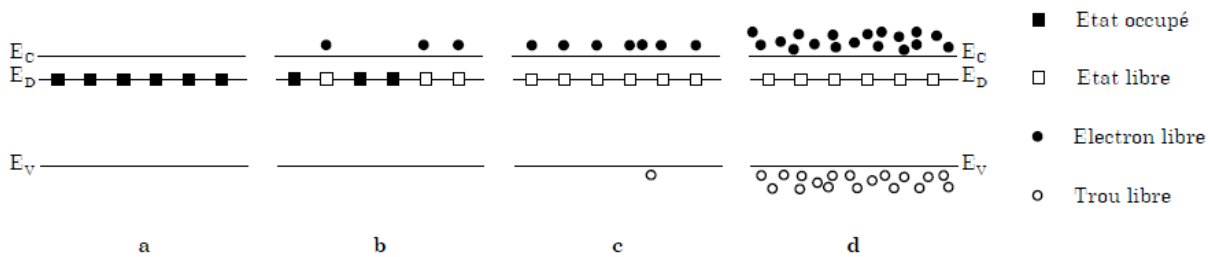


Figure III.3. Diagrammes de bandes faisant apparaître le niveau d'énergie des états de type donneur et leur occupation. a. $T_0 = 0 \text{ K}$, $n_0 = p_0 = 0$. b. $0 < T_1 < 50 \text{ K}$, les impuretés s'ionisent (se dégèlent). c. $50 \text{ K} < T_2 < 500 \text{ K}$, $n_0 \approx N_D \gg n_i(T_2) \gg p_0$. d. $T_3 > 500 \text{ K}$, $n_0 \approx p_0 \approx n_i(T_3)$.

7.2.1 Les semi-conducteurs de type n

Pour un tel matériau, des atomes (ou impuretés) de type donneur (d'électrons) ont été introduits (en général en faible quantité) afin de privilégier la conduction par électrons plutôt que par trous. Les atomes peuvent être de la colonne V si le cristal initial est constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (III.2.a) donne l'exemple de silicium dopé au phosphore qui possède cinq électrons sur la couche externe.

Les quatre atomes voisins de silicium "prêtent" un électron chacun à l'atome de phosphore qui lui-même met en commun quatre de ses cinq électrons périphériques. Un faible apport d'énergie (0,04 eV), par exemple dû à une température différente de 0 K, peut "libérer" le cinquième électron de l'atome de phosphore (figure (III.2.b)) qui se retrouve alors ionisé positivement (charge fixe). Ce phénomène correspond à l'apparition d'un niveau d'énergie E_D dans la bande interdite (avec $E_C - E_D = 0,04 \text{ eV}$), représenté à la figure (III.3). Les atomes d'impureté s'ionisent progressivement avec l'augmentation de la température et à partir d'environ 50 K toutes les impuretés sont "dégelées". La concentration n_0 en électrons (appelée concentration en porteurs "majoritaires") sera alors égale à la concentration en dopant N_D ($n_0 = N_D \gg n_i \gg p_0$ concentration en trous, minoritaires) tant que le comportement intrinsèque du matériau ne reprend pas le dessus ce qui se produit pour une température supérieure à 500 K (ordre de grandeur usuel) et rend à nouveau la concentration en électrons dépendante de la température.

7.2.2 Les semi-conducteurs de type p

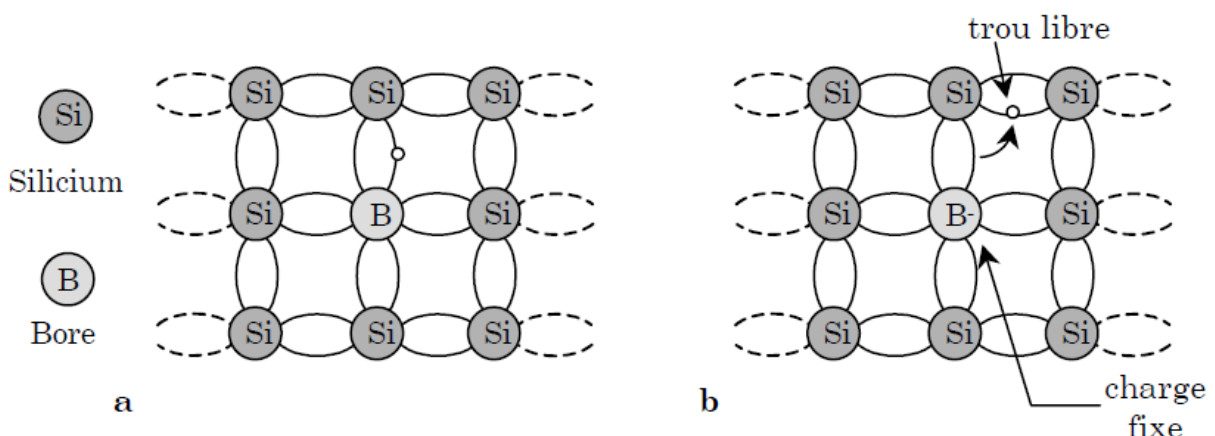


Figure III.4. Silicium dopé au Bore. a. $T = 0\text{K}$. b. $T \neq 0\text{K}$.

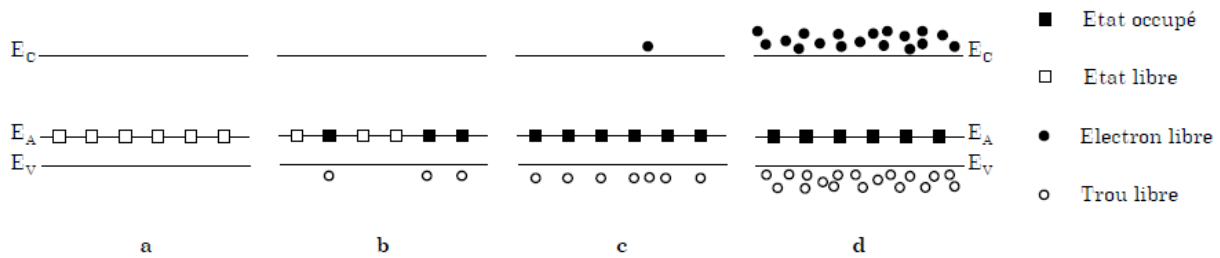


Figure III.5. Diagrammes de bandes faisant apparaître le niveau d'énergie des états de type accepteur et leur occupation. **a.** $T_0 = 0K$, $n_0 = p_0 = 0$. **b.** $0 < T_1 < 50 K$, les impuretés s'ionisent. **c.** $50 K < T_2 < 500 K$, $p_0 \approx N_A \gg n_i(T_2) \gg n_0$. **d.** $T_3 > 500 K$, $n_0 \approx p_0 \approx n_i(T_3)$.

Cette fois les impuretés sont de type accepteur d'électrons ce qui correspond aux atomes de la colonne III pour un cristal constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (III.4) donne un aperçu de ce qui se passe pour un cristal de silicium dans lequel on a introduit des atomes de bore. L'association avec ses quatre voisins confère à l'atome de bore sept électrons sur la couche externe ce qui est insuffisant pour le rendre stable et il est alors tenté d'en subtiliser un à un proche voisin qui lui même peut en prendre un à un de ses voisins et ainsi de suite. Pour cela il faut un apport minimum d'énergie qui peut être fourni par les vibrations thermiques du cristal ; le bore se retrouve ionisé négativement (charge fixe) et on assiste au déplacement d'un trou (libre) d'atome en atome. La concentration p_0 en trous (porteurs majoritaires) est égale à la concentration en dopant N_A ($p_0 = N_A \gg n_i \gg n_0$) à partir d'une température de l'ordre de 50 K; le caractère intrinsèque redevient dominant au-delà de 500 K environ

Remarques :

Le dopage minimum dépend du raffinage du matériau ; par exemple pour le silicium on observe des concentrations résiduelles de bore d'environ 10^{13} atomes par cm^3 , si bien que le silicium intrinsèque à température ambiante (où $n_i \approx 10^{10} cm^{-3}$) est très difficile à obtenir.

D'autre part, certaines impuretés (métalliques) ou des défauts du réseau cristallin donnent des niveaux d'énergies plus proches du milieu de la bande interdite ce qui a peu d'intérêt au niveau dopage mais est susceptible de modifier les propriétés de recombinaison ; on dit que ces niveaux "profonds" constituent des "centres de recombinaison".

7.3. Les semi-conducteurs compensés

Les impuretés dopantes (ou même profondes) de **type différent** peuvent se compenser, partiellement ou totalement. Le semi-conducteur aura le type de l'impureté dominante. Si on arrive à compenser parfaitement ($N_A = N_D$), on obtient alors un semi-conducteur "intrinsèque par compensation" (...bien qu'il contienne des impuretés dopantes).

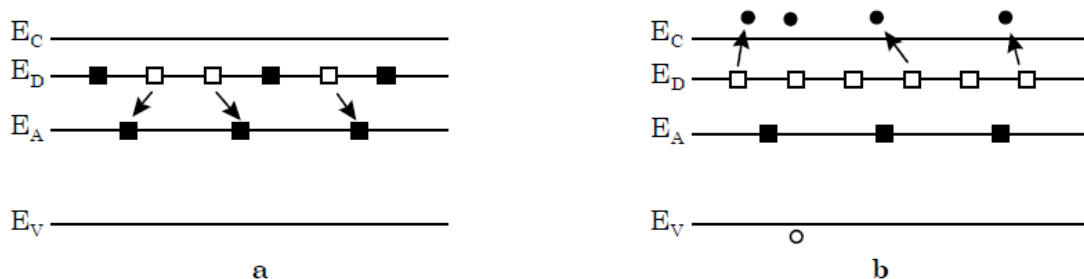


Figure III.6. Diagramme de bandes d'un semi-conducteur de type n en partie compensé ($N_A < N_D$). **a.** $T_0 = 0K$. **b.** $T_1 > 50 K$: le dopage équivalent (à température "ambiante") est $(N_D - N_A) \approx n_0$.

8. Les semi-conducteurs à l'équilibre

8.1. Concentration des charges libres

On considère que le semi-conducteur n'est pas dégénéré, c'est-à-dire que le niveau de Fermi reste dans la bande interdite

La concentration des électrons libre n_0 à l'équilibre dans la bande de conduction :

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_C f_n(E_C) \quad (\text{IV.7})$$

où N_C (cm^{-3}) est la densité équivalente d'états dans la bande de conduction ramenée en E_C et vaut :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{IV.8})$$

La concentration des trous libres dans la bande de valence :

$$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = N_V f_p(E_V) \quad (\text{IV.10})$$

où N_V (cm^{-3}) est la densité équivalente d'états dans la bande de valence ramenée en E_V .

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{IV.11})$$

Loi de masse :

$$n_0 p_0 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{kT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \quad (\text{IV.12})$$

Dans un matériau intrinsèque les concentrations en porteurs libres sont égales à la concentration intrinsèque de porteurs n_i ce qui permet d'écrire

$$n_i = p_0 = n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fi}}{kT}\right) \quad (\text{IV.13})$$

et avec l'équation (IV.12) :

$$n_0 p_0 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) = n_i^2(T) \quad (\text{IV.14})$$

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) \quad (\text{IV.15})$$

car $N_{C,V} \propto (m_{n,p} T)^{3/2}$.

On exprime aussi le niveau de Fermi intrinsèque en fonction de N_C et N_V en égalant n_i et n_0 ou p_0 .

$$N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fi}}{kT}\right) = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{2kT}\right) \quad (\text{IV.16})$$

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) = E_i - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) \approx E_i \quad (\text{IV.17})$$

où $E_i = (E_C + E_V)/2$ est le milieu de la bande interdite.

9. Etude des Semi-conducteurs hors équilibre

9.1. Définition d'un semi-conducteur hors équilibre

Dans un matériau semi-conducteur et en absence d'un champ électrique, le courant global créé par les électrons libres et les trous mobiles est nul. Lorsque le semi-conducteur est soumis à un champ électrique extérieur ($E \neq 0$) son comportement est totalement différent. En effet, le déplacement des électrons et des trous sous l'effet du champ électrique engendre un courant électrique.

Alors, sous l'effet du champ électrique \vec{E} :

- L'électron libre subit une force électrique de forme ; $\vec{F} = -e \vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt}$

(m_e : est la masse effective de l'électron libre)

- La vitesse de l'électron est donnée par ; $\vec{v}_e = -\frac{e \tau}{m_e} \vec{E} = -\mu_n \vec{E}$

- μ_n est la mobilité électronique ; τ est le temps moyen entre deux collisions successives

9.2. Calcul des densités de courant dans les semi-conducteurs hors équilibre

9.2.1. Calcul des densités de courant de conduction (mobilité de porteurs de charge)

La densité de courant créée par les électrons est donnée par la relation :

$$\vec{J}_e = + n e \vec{v}_e$$

Avec : n la densité d'électrons

La densité de courant s'écrit aussi en fonction de la conductivité σ_e et le champ électrique \vec{E} :

$$\vec{J}_e = n e \mu_n \vec{E} = \sigma_e \vec{E}$$

Il résulte de ces deux relations : $\sigma_e = n e^2 \frac{\tau}{m_e} = n e \mu_n$

De manière analogue, la densité de courant \vec{J}_h créé par les trous mobiles s'écrit :

$$\vec{J}_h = p e \mu_p \vec{E} = \sigma_h \vec{E}$$

Avec : $\sigma_h = p e^2 \frac{\tau}{m_h} = p e \mu_p$

(m_h : est la masse effective du trou libre)

μ_p : est la mobilité des trous

p : la densité de trous

La conductivité totale (σ) est la somme des deux conductivités, d'électrons (σ_e) et de trous (σ_h) :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h$$

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = n e \mu_n + p e \mu_p = e (n \mu_n + p \mu_p)$$

Dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque ($n = p = n_i$), la conductivité devient :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = e n_i (\mu_n + \mu_p)$$

9.2.2. Calcul de la densité de courant de diffusion

L'apparition d'un gradient de porteurs dans un matériau (dans le cas d'un semi-conducteur non homogène ou lors d'une excitation locale...) engendre un flux de ces porteurs dans le sens inverse du gradient. En effet, dans un endroit où la concentration en porteurs est très forte, l'interaction entre les porteurs est très grande et la densité d'énergie est plus grande dans cet endroit que là où la concentration en porteurs est plus faible. Pour établir l'équilibre, les porteurs vont "diffuser". Si l'on prend le cas des électrons (figure (VI.4) à une dimension) :

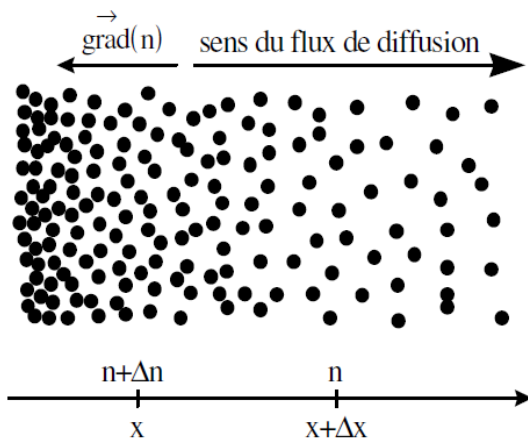


Figure VI.4. Le gradient de concentration en électrons engendre une diffusion de ces électrons vers la zone la moins concentrée.

Le courant de diffusion s'écrit :

$$J_{Dn} = e v_{th}^2 \tau \frac{dn}{dx} = e D_n \frac{dn}{dx}$$

Avec : $D_n = v_{th}^2 \tau$, la constante de diffusion des électrons.

De manière analogue, la densité de courant créé par les trous est donnée par la relation suivante :

$$J_{Dp} = -e v_{th}^2 \tau \frac{dp}{dx} = -e D_p \frac{dp}{dx}$$

Avec : D_p , la constante de diffusion des trous.

en trois dimensions par les expressions vectorielles suivantes :

$$\vec{J}_{Dn} = e D_n \overrightarrow{grad}(n); \text{ Densité de courant de diffusion des électrons}$$

$$\vec{J}_{Dp} = -e D_p \overrightarrow{grad}(p); \text{ Densité de courant de diffusion des trous}$$

Enfin, la densité totale (\vec{J}_D) de courant de diffusion est la somme des densités de courant de diffusion créés par les électrons et les trous :

$$\vec{J}_D = \vec{J}_{Dn} + \vec{J}_{Dp} = e D_n \overrightarrow{grad}(n) - e D_p \overrightarrow{grad}(p)$$

En présence d'un champ électrique (\vec{E}), les densités de courant sont :

$$\vec{J}_n = n e \mu_n \vec{E} + e D_n \overrightarrow{grad}(n); \text{ Densité de courant créé par les électrons}$$

$$\vec{J}_p = p e \mu_p \vec{E} - e D_p \overrightarrow{grad}(p); \text{ Densité de courant créé par les trous}$$

9. Les propriétés optiques d'un semiconducteur

9.1. Emission spontanée dans un semiconducteur

Un semiconducteur, à température ambiante, est un isolant car sa bande de valence est pleine alors que la bande de conduction est vide. Si l'on transmet suffisamment d'énergie à un électron, il passe de la bande de valence à la bande de conduction laissant un trou dans la bande de valence. L'ensemble du semiconducteur n'est alors plus stable mais excité. Cette instabilité est transitoire car l'électron va redescendre en se recombinant avec un trou. Mais lors cette recombinaison, l'électron cède une énergie dont la nature peut être radiative. Si elle est radiative, il y a alors émission d'un photon. Figure (I.10).

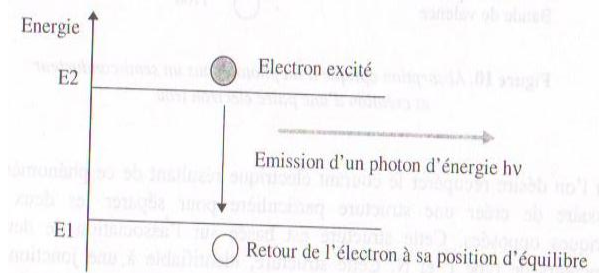


Figure 9. Principe de l'émission spontanée entre deux niveaux d'énergie

9.2. L'absorption optique dans un semiconducteur

Il y a absorption optique si un photon transmet suffisamment d'énergie à un électron pour qu'il passe à un niveau d'énergie supérieur. Dans le cas d'un semiconducteur, le déplacement de l'électron se fait de la bande de valence à la bande de conduction. Ce déplacement entraîne l'apparition d'un trou dans la bande de valence (figure 11)

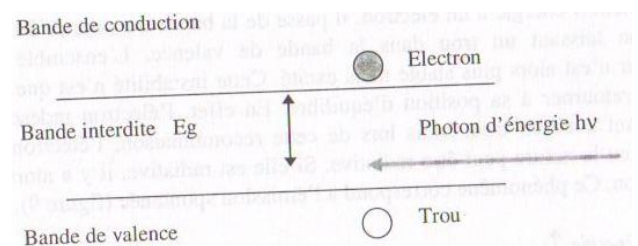


Figure 10. Absorption optique d'un photon dans un semi-conducteur et création d'une paire électron trou

9. Phénomène de Génération-Recombinaison

Soient g et r respectivement le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) et le nombre de porteurs de charges qui disparaissent par unité de volume et de temps ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$).

Le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps g résulte d'une part de la génération spontanée due à l'agitation thermique g_{th} appelé taux de génération thermique et d'autre part de l'excitation par une source extérieure (g) telles que ; l'excitation optique, irradiation par particules, champ électrique ...etc

Le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps g s'écrit :

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

Le nombre de porteurs de charges r' est fonction des processus régissant la recombinaison des porteurs de charges excédentaires, c'est un paramètre propre au matériau.

La variation de la densité de porteurs de charges par unité de volume et unité de temps est due aux processus de génération – recombinaison produits sous l'effet de l'excitation extérieure et de l'agitation thermique, alors :

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

Avec :

- g : c'est le taux de génération spécifique à l'excitation extérieure
- g_{th} et r' : paramètres spécifiques au matériau à une température donnée

On pose :

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

Cette relation représente le bilan entre la recombinaison et la génération thermique. r est un paramètre spécifique au matériau, il représente le taux de recombinaison.

La variation de la densité de porteurs de charges par unité de volume et unité de temps devient :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{gr} = g - r$$

10. Etude des Jonction PN

10.1 Définition des jonctions PN

Une jonction PN est formée par la juxtaposition d'un semi-conducteur dopé type P (appelé anode) et d'un semi-conducteur dopé type N (appelé cathode), tous les deux d'un même monocristal semi-conducteurs, figure V.1. Lorsque ces deux types de semi-conducteurs sont mis en contact, un régime électrique transitoire s'établit de part et d'autre de la jonction, suivi d'un régime permanent. Une jonction simple forme une diode.

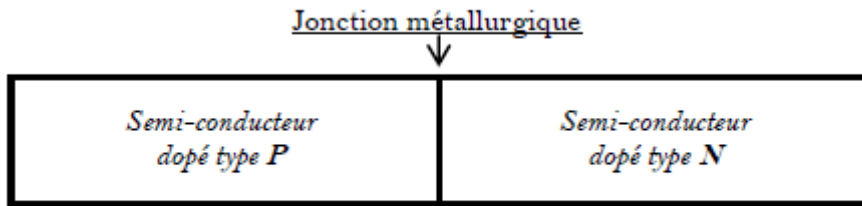
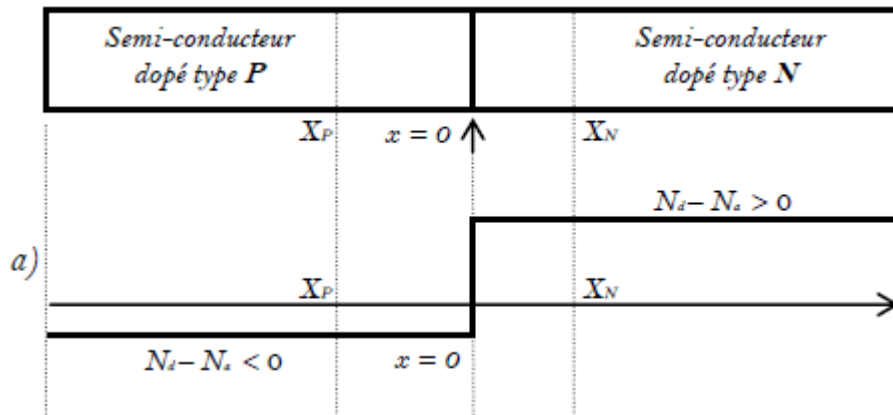


Figure V.1 : *Jonction métallurgique (PN)*

Jonction PN abrupte :



Dans une jonction abrupte, la concentration en impuretés varie brutalement de la région dopée type P à la région dopée type N. C'est-à-dire, la différence $N_d - N_a$ passe d'une manière brutale à $x = 0$ d'une valeur négative dans la région dopée type P à une valeur positive dans la région dopée type N, voir figure V.2a.

10.2. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre

I. La jonction pn idéale :

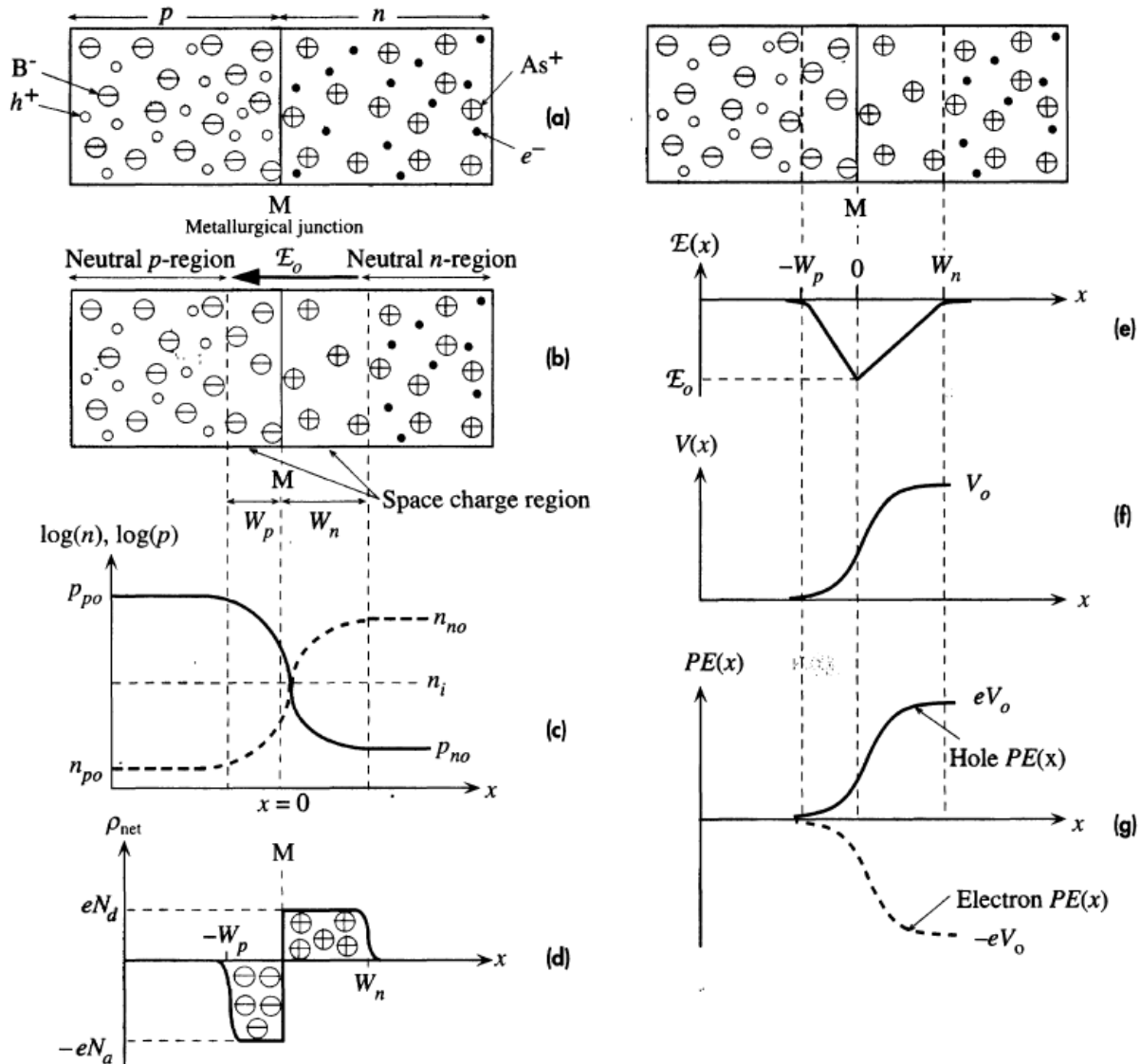


Figure 1 Propriétés d'une jonction pn à l'équilibre thermodynamique

Quand deux semiconducteurs de type p et de type n sont mis en contact les trous, majoritaires dans la région de type p, diffusent vers la région de type n. Il en est de même pour les électrons, dans l'autre sens (figure 1-a). La diffusion des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une charge d'espace résultant de la présence des donneurs et accepteurs ionisés, dont les charges ne sont plus intégralement compensées par celles des porteurs libres.

Il s'établit alors, au voisinage de la jonction métallurgique, un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires. L'équilibre thermodynamique est établi lorsque la force électrique, résultant de l'apparition du champ, équilibre la force de diffusion associée aux gradients de concentration de porteurs libres

2. Charge d'espace

Dans le but de simplifier l'écriture, nous appellerons N_d l'excédent de donneurs dans la région de type n, $N_d = (N_d - N_a)_n$ et N_a l'excédent d'accepteurs dans la région de type p, $N_a = (N_a - N_d)_p$

Les densités de porteurs libres dans chacune des régions sont alors données par :

$$n_n = N_d \quad p_n = n_i^2 / N_d \quad (2-1-a)$$

$$n_p = n_i^2 / N_a \quad p_p = N_a \quad (2-1-b)$$

En supposant tous les donneurs et accepteurs ionisés, la charge d'espace dans chacune des régions de la jonction s'écrit :

$$\rho(x) = e [N_d - N_a + p(x) - n(x)] \quad (2-2)$$

En raison de la présence du champ électrique, la diffusion-recombinaison des porteurs est limitée au voisinage de la jonction métallurgique. Loin de la jonction, les densités de porteurs libres sont données par les expressions (2-1) et le semiconducteur est neutre, $\rho(x) = 0$.

La charge d'espace est représentée sur la figure (1) : côté n la charge est positive car elle résulte de la présence des donneurs ionisés N_d ; côté p la charge résulte de la présence des accepteurs ionisés N_a , elle est négative. Il faut noter que, la charge d'espace résultant de recombinaisons de paires électron-trou, les quantités totales de charges développées dans chacune des régions sont égales.

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. La charge d'espace réelle est représentée sur la figure (1-d).

La densité de charge s'écrit :

$$\rho(x) = 0 \quad \text{pour } x < x_p \text{ et } x > x_n \quad (2-3a)$$

$$\rho(x) = -e N_a \quad \text{pour } x_p < x < 0 \quad (2-3b)$$

$$\rho(x) = e N_d \quad \text{pour } 0 < x < x_n \quad (2-3c)$$

3. Tension de diffusion

La présence d'une charge d'espace entraîne l'existence d'un champ électrique et d'une variation de potentiel. Le potentiel varie d'une valeur V_p dans la région neutre de type p, à une valeur V_n dans la région neutre de type n (Fig1f). La différence de potentiel entre ces deux régions constitue une barrière de potentiel que l'on appelle **tension de diffusion**, en raison du fait que c'est la barrière qui équilibre les forces de diffusion.

$$V_d = V_n - V_p$$

On peut calculer la tension V_d en Écrivons que le niveau de Fermi est le même dans toute la structure. Les densités d'électron dans chacune des régions s'écrivent :

$$n_n = N_c e^{-(E_{cn} - E_F) / kT} \quad (2-4a)$$

$$n_p = N_c e^{-(E_{cp} - E_F) / kT} \quad (2-4b)$$

ce qui permet d'écrire

$$E_{cp} - E_{cn} = kT \operatorname{Ln} \frac{n_n}{n_p} = kT \operatorname{Ln} \frac{N_d N_a}{n_i^2} \quad (2-5)$$

La différence d'énergie $E_{cp} - E_{cn}$ n'est autre que la différence d'énergie potentielle des électrons de conduction entre la région de type p et la région de type n. En effet, les électrons et les trous participant à la conduction étant situés aux extrémités des bandes, leur énergie cinétique est nulle puisque la vitesse de groupe est nul (extremum de la fonction énergie) et toute leur énergie est potentielle.

La tension de diffusion est par conséquent donnée par l'expression :

$$V_d = \frac{kT}{e} \operatorname{Ln} \frac{N_d N_a}{n_i^2} \quad (2-6)$$

Pour les dopages utilisés en pratique et compte tenu des valeurs de n_i à la température ambiante, les valeurs de V_d sont respectivement de l'ordre de 0,7 V et 0,35 V dans les jonctions au silicium et au germanium.

4. Potentiel et champ électriques dans la zone de charge d'espace

Il suffit, pour obtenir le potentiel et le champ électriques, d'intégrer l'équation de Poisson avec la densité de charge donnée par les équations (2-3).

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (2-9)$$

Pour $x_p < x < 0$ l'équation de Poisson s'écrit :

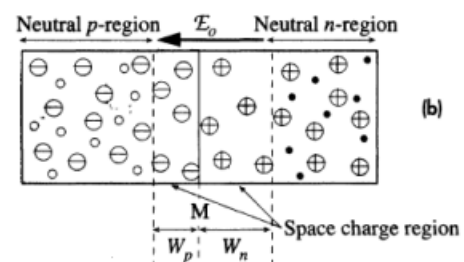
$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{eN_a}{\epsilon} \quad (2-10)$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $V = V_p$ en $x = x_p$ on obtient

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eN_a}{\epsilon} (x - x_p) \quad (2-11)$$

$$V = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x - x_p)^2 + V_p \quad (2-12)$$

Pour $0 < x < x_n$ l'équation de Poisson s'écrit

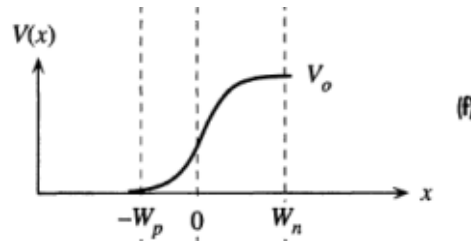


$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon} \quad (2-13)$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $V=V_n$ en $x= x_n$ on obtient

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{eN_d}{\epsilon}(x-x_n) \quad (2-14)$$

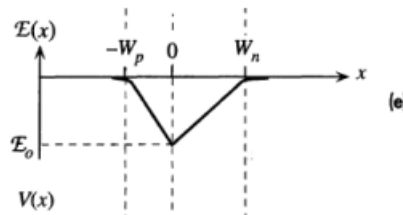
$$V = -\frac{eN_d}{2\epsilon}(x-x_n)^2 + V_n \quad (2-15)$$



Le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = -dV/dx$, soit

$$\text{pour } x_p < x < 0 \quad E = -\frac{eN_d}{\epsilon}(x-x_p) \quad (2-16-a)$$

$$\text{pour } 0 < x < x_n \quad E = \frac{eN_d}{\epsilon}(x-x_n) \quad (2-16-b)$$



Les variations du potentiel et du champ électriques sont représentées sur les figures (1.E et f).

5. Largeur de la zone de charge d'espace

La continuité en $x = 0$, de la composante normale du vecteur déplacement $D=\epsilon E$, permet d'établir une relation entre x_n et x_p . Écrivons $\epsilon E_{0+} = \epsilon E_{0-}$.

$$e N_a x_p = -e N_d x_n$$

En posant $W_p = |x_p| = -x_p$ et $W_n = |x_n| = x_n$, la relation s'écrit

$$N_a W_p = N_d W_n \quad (2-17)$$

On obtient l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace en écrivant la continuité du potentiel en $x = 0$.

$$\frac{eN_a}{2\epsilon}x_p^2 + V_p = -\frac{eN_d}{2\epsilon}x_n^2 + V_n \quad (2-18)$$

soit

$$V_d = V_n - V_p = \frac{e}{2\epsilon}(N_d W_n^2 + N_a W_p^2) \quad (2-19)$$

En utilisant la relation (2-17), cette expression s'écrit sous l'une ou l'autre des formes suivantes

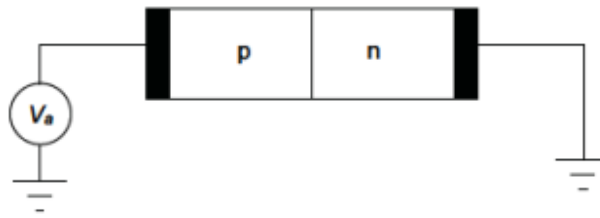
$$V_d = \frac{eN_d}{2\varepsilon} W_n^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right) = \frac{eN_a}{2\varepsilon} W_p^2 \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)$$

Ce qui donne pour W_n et W_p les expressions

$$W_n^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_d} \frac{1}{1 + N_d / N_a} V_d \quad (2-20-a)$$

$$W_p^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_a} \frac{1}{1 + N_a / N_d} V_d \quad (2-20-b)$$

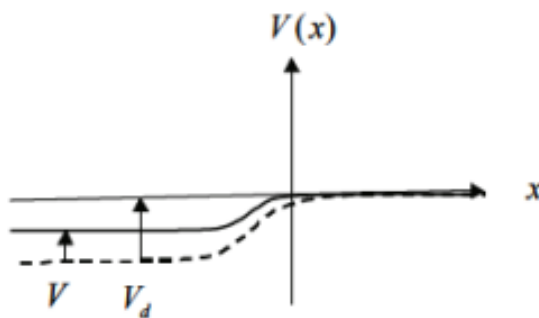
6. Jonction abrupte polarisée



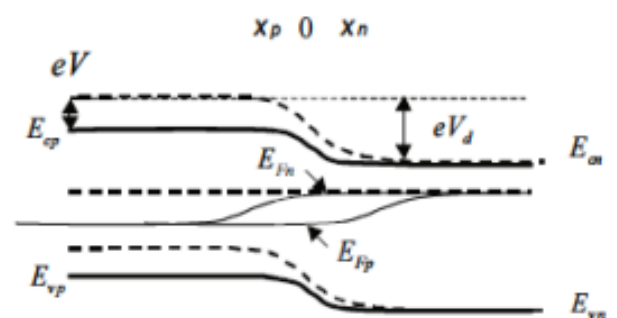
a) Jonction polarisée

Lorsque l'on polarise la jonction, on modifie la barrière de potentiel et par suite la diffusion des porteurs d'une région vers l'autre

Lorsque la tension de polarisation V est positive, la différence de potentiel entre les régions n et p au niveau de la jonction, devient $V_n - V_p = V_d - V$ (Fig. 2-3-b) et la hauteur de la barrière de potentiel devient $e(V_d - V)$ (Fig. 2-3-c). Il suffit d'observer le décalage des niveaux de Fermi dans les régions neutres pour expliquer cette modification. La différence des niveaux de Fermi dans les régions neutres est la différence de potentiel appliquée. Bande de valence et bande de conduction se positionnent dans les régions neutres par rapport au niveau de Fermi en fonction du dopage. La barrière de potentiel n'est plus suffisante pour arrêter la diffusion des porteurs, les électrons diffusent de la région n vers la région p, et les trous de la région p vers la région n. La diode est polarisée dans le sens direct, le courant direct circule de la région p vers la région n.

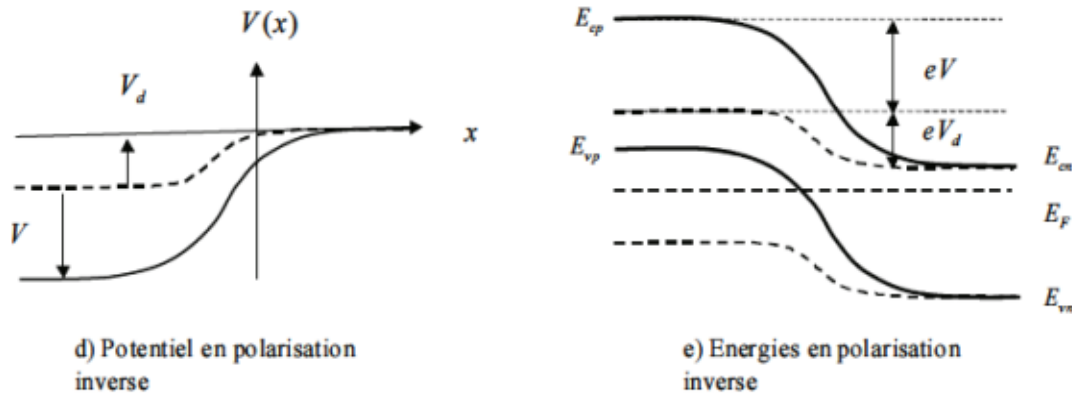


b) Potentiel en polarisation directe



c) Energies en polarisation directe

Lorsque la tension de **polarisation V est négative**, la différence de potentiel aux bornes de la zone de charge d'espace est augmentée, $V_{n-} - V_{p+} = V_d + V$ (Fig. 2-3-d), et la hauteur de la barrière de potentiel devient $e(V_d + V)$ (Fig. 2-3-e). L'équilibre entre le courant de conduction et le courant de diffusion est rompu mais cette fois au profit du courant de conduction. La diffusion des porteurs majoritaires est bloquée, seuls les porteurs minoritaires qui atteignent la zone de charge d'espace passent dans la région opposée, propulsés par le champ électrique. La diode est polarisée dans le sens inverse, le courant inverse circule de la région n vers la région p. En raison des différences de



densités entre les porteurs majoritaires et les porteurs minoritaires, le courant inverse est considérablement plus faible que le courant direct.

Les propriétés $I(V)$ dans une jonction pn polarisée

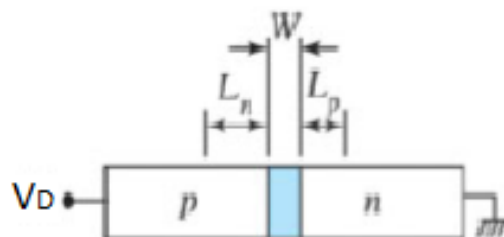
Une tension appliquée à une jonction pn va perturber l'équilibre entre le courant de diffusion et le courant de conduction des électrons et des trous.

Sous une polarisation directe, la tension appliquée réduit la barrière potentielle électrostatique à travers la zone de déléton (Fig. 2.4a).

Les électrons, à un niveau d'énergie haut dans la bande de conduction côté (n), ont assez d'énergie pour surmonter la barrière réduite et diffuser du côté n au côté P.

De même, les trous dans la bande de valence du côté p diffusent vers la bande de valence coté n.

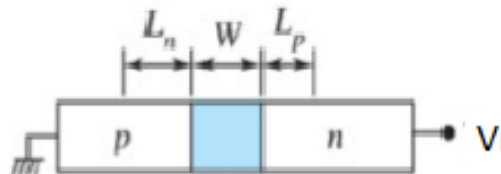
Par conséquent, les injections des porteurs de charge minoritaires se produisent, c'est-à-dire que des électrons sont injectés dans le côté p, alors que les trous sont injectés dans le côté n.



Sous une polarisation indirecte

La tension **indirecte** appliquée augmente la barrière potentielle électrostatique à travers la zone de déplétion (Fig. 2.4b). Cela réduit considérablement les courants de diffusion.

Pour le courant de conduction, il est presque le même malgré le changement de barrière potentielle. Parce que les concentrations des électrons ou des trous minoritaires dans le côté p ou n sont faibles, le courant de conduction dépend principalement du nombre de transporteurs minoritaires.



Dans le paragraphe suivant, on considère les propriétés (tension – courant) idéale ; c.-à-d on ne prit pas les phénomènes de la génération, de la recombinaison et Autres effets.

D'après l'équation (2.5), on a : $E_{cp} - E_{cn} = kT \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right)$ alors $V_d = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right)$

En appliquant la loi de l'action de masse dans la région n et p respectivement :

$$n_{n0} \times p_{n0} = n_i^2 \quad (\text{dans la région n}) \quad n_{p0} \times p_{p0} = n_i^2 \quad (\text{dans la région p}).$$

$$\text{Alors on peut aussi écrire : } V_d = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}}\right)$$

On peut déduire les expressions des charges majoritaires n_{n0} et p_{p0} :

$$n_{n0} = n_{p0} e^{qV_d/kT} \quad \dots\dots\dots(*)$$

$$p_{p0} = p_{n0} e^{qV_d/kT} \quad \dots\dots\dots(**)$$

Sous une polarisation appliquée, on peut écrire : $n_n = n_p e^{q(V_d - V)/kT}$ (**)

n_n et n_p sont les densités des électrons hors équilibre au voisinage de la zone de déplétion dans les régions n et p respectivement, avec V positif pour une polarisation direct et négatif pour une polarisation indirect. Pour une condition d'injection faible, la densité des porteurs de charge

minoritaires injectés est faible devant la densité des porteurs de charge majoritaires alors on peut écrire : $n_n \approx n_{n0}$. On remplace l'équation (*) dans l'équation (**):

$$n_{po} e^{qV_d/kT} = n_p e^{q(V_d - V)/kT} \rightarrow n_p = n_{po} e^{qV/kT}$$

$$n_p - n_{po} = n_{po} (e^{qV/kT} - 1)$$

De la même façon on trouve :

$$P_n = P_{no} e^{qV/kT}$$

$$P_n - P_{no} = P_{no} (e^{qV/kT} - 1)$$

Dans une jonction où la longueur de diffusion de porteurs de charge minoritaires est très petit par rapport à la longueur des zone n et p, Le courant des trous dans la région n et le courant des électrons dans la région p sont donnés respectivement par :

$$J_p(x) = \frac{qD_p P_{no}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \quad D_n = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_n$$

$$J_n(x) = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1) \quad D_p = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_p$$

Avec : $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ est la longueur de diffusion des électrons dans la zone p, D_n est la constante de diffusion des électrons.

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ est la longueur de diffusion des trous dans la zone n, D_p est la constante de diffusion des trous.

Le courant total est (figure 2.5):

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = J_s (e^{qV/kT} - 1),$$

Avec : J_s le courant de saturation

$$J_s \equiv \frac{qD_p P_{no}}{L_p} + \frac{qD_n n_{po}}{L_n}$$

On peut utiliser l'équation d'Einstein :

$$D_e = \frac{kT}{e} \mu_e \quad D_h = \frac{kT}{e} \mu_h$$

